

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

**RICERCA DI NUOVE PARTICELLE
CARICHE QUASI-STABILI TRAMITE
MISURE DI TEMPO DI VOLO
NELL’ESPERIMENTO ATLAS A LHC**

Relatore:
Prof. Iacopo Vivarelli

Presentata da:
Gabriella Musino

Correlatore:
Dott.ssa Serafima Nechaeva

Anno Accademico 2025/2026

Abstract

Il seguente elaborato di tesi presenta un'analisi per la ricerca di particelle massive a vita media lunga cariche previste da teorie che superano il Modello Standard delle particelle elementari. L'analisi è svolta su dati acquisiti in collisioni protone-protone presso il *Large Hadron Collider* dall'esperimento ATLAS nell'anno 2018 del *Run 2*, con luminosità integrata di 60 fb^{-1} ed energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. In particolare, è stato adottato il criterio della *blind analysis*: i dati da cui poter trarre conclusioni su potenziali eventi di segnale sono ignorati fino al completamento dell'analisi stessa per rimuovere qualsiasi bias. In questo studio, si verifica prima l'assenza di correlazione tra le misure in esame, di modo da poter poi applicare selezioni sui dati per estrarre un campione di controllo che caratterizzi il fondo nella regione di segnale. La strategia di analisi risulta verificata con i dati utilizzati: il fondo risulta correttamente predetto sia nelle regioni di validazione che in quella di segnale.

Indice

Introduzione	1
1 Elementi di fisica delle particelle	3
1.1 Modello Standard	3
1.2 Simmetrie del Modello Standard	5
1.3 Simmetrie discrete	6
1.3.1 Parità	6
1.3.2 Coniugazione di carica	6
1.4 Elicità e chiralità	7
1.5 Interazioni	8
1.5.1 Interazione elettromagnetica	8
1.5.2 Interazione debole	10
1.5.3 Interazione forte	11
1.6 Vita media delle particelle	13
1.7 Il meccanismo di Higgs	14
1.8 Limiti del Modello Standard	16
1.8.1 Dark matter e dark energy	16
1.8.2 Asimmetria materia-antimateria	16
1.8.3 Unificazione delle forze	16
1.8.4 Il problema della gerarchia	17
1.9 SUSY e LLPs	18
1.10 Rilevazione di particelle	19
2 L'esperimento ATLAS	21
2.1 Large Hadron Collider	21
2.2 ATLAS	23
2.2.1 Inner Detector	25
2.2.2 Calorimetri	26
2.2.3 Spettrometro di muoni	27
2.2.4 Sistema di trigger	29
3 Analisi e risultati	31
3.1 Misure in esame	31
3.2 Osservabili delle LLPs	32
3.2.1 Perdita di energia di ionizzazione	32
3.2.2 Tempo di volo	32
3.3 Selezioni sul set di dati	34

3.4	Strategia di analisi	34
3.5	Correlazioni tra le variabili di interesse	35
3.5.1	Istogrammi 1D delle variabili di interesse	35
3.5.2	Correlazione $\beta_{calo} - \beta_{MDT}$	36
3.5.3	Correlazione $\beta - p$	37
3.5.4	Correlazione $\beta - \frac{dE}{dx}$	37
3.5.5	Correlazione $p - \frac{dE}{dx}$	38
3.6	Blind analysis e regioni di interesse	39
3.7	Estrazione dei template	40
3.7.1	Normalizzazione e validazione dei template	41
3.8	Regione di segnale	46
3.8.1	Normalizzazione	46
3.8.2	Confronto con i template	46
	Conclusioni	51
	A Ulteriori bin di pseudorapidità	53
A.1	Border region	53
A.2	Validation region	57
A.3	Signal region	61
	B Test di Kolmogorov-Smirnov	65
	Lista degli acronimi	67
	Bibliografia	71

Introduzione

La fisica delle particelle investiga le interazioni tra le unità elementari della materia. Nell'arco di un secolo, un susseguirsi di previsioni teoriche e evidenze sperimentali ha contribuito alla formulazione del Modello Standard. Tale modello ha dimostrato un'ottima capacità predittiva, anticipando l'esistenza di particelle prima ancora che si sviluppasse la tecnologia per poterle osservare. Il caso più emblematico è rappresentato dal bosone di Higgs, teorizzato nel 1964 e osservato sperimentalmente solo nel 2012, la cui scoperta ha reso possibile completare il quadro delle particelle previste dal Modello Standard. Nonostante i successi, è noto che il Modello Standard presenti dei limiti, come la mancata integrazione della gravità al suo interno, e lasci senza risposta molte questioni, come la natura della materia oscura e l'asimmetria tra materia e antimateria.

Per questo motivo sono state sviluppate le cosiddette teorie BSM (dall'inglese “*Beyond the Standard Model*”), che mirano a scoprire nuova fisica oltre il Modello Standard. Molti di questi modelli predicono l'esistenza di particelle massive e cariche con vita media lunga (*Long-Lived Particles*, LLPs). Tali particelle, con velocità inferiori a quella della luce, possono viaggiare per distanze macroscopiche all'interno di un rivelatore, lasciando una segnatura distintiva con una grande perdita di energia di ionizzazione. Una segnatura simile non è prevista dal Modello Standard, riconducendo il fondo di questa ricerca a soli limiti di misurazione del rivelatore. In questo contesto, l'esperimento ATLAS presso il *Large Hadron Collider* (LHC) lavora per ottimizzare la calibrazione dei rivelatori di modo da poter identificare le LLPs.

La presente analisi è svolta su dati acquisiti in collisioni pp presso LHC dall'esperimento ATLAS nell'anno 2018 del *Run 2*, con luminosità integrata di 60 fb^{-1} ed energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Lo studio proposto in questo elaborato adotta il criterio della *blind analysis*, per cui i dati nella regione di segnale vengono ignorati fino al completamento della strategia di analisi, eliminando potenziali *bias*.

L'elaborato è organizzato in tre capitoli. Il capitolo 1 offre una panoramica sul quadro teorico del Modello Standard e delle teorie BSM che predicono l'esistenza di LLPs. Nel capitolo 2 si illustrano i principali sistemi di rivelazione di ATLAS con cui si acquisiscono le misure in esame. Nel capitolo 3 viene descritta la strategia di analisi riportando i risultati ottenuti, da cui si trarranno le conclusioni e verranno discusse le prospettive future.

Capitolo 1

Elementi di fisica delle particelle

1.1 Modello Standard

Lo *Standard Model* (SM) descrive le interazioni fondamentali tra le particelle elementari, le quali possono essere suddivise in fermioni e bosoni [1]. I fermioni sono particelle con spin semintero descritte dalla statistica di Fermi-Dirac, secondo cui la funzione d'onda di un insieme di fermioni identici è antisimmetrica per scambio di particelle. I fermioni sono “*matter particles*”, a differenza dei bosoni che sono particelle “*force carriers*”, ovvero particelle che mediano le interazioni. I bosoni sono particelle a spin intero e sono descritte dalla statistica di Bose-Einstein, secondo cui la funzione d'onda di un insieme di bosoni identici è simmetrica per scambio di particelle.

I fermioni a loro volta si distinguono in leptoni e quark. I leptoni risentono unicamente dell'interazione elettrodebole e sono divisi in tre famiglie, in ordine di massa, in base al “*flavour*” (elettronico, muonico o tauonico): per ogni flavour c'è una coppia data da una particella carica (e^- , μ^- , τ^-) e una particella neutra (i neutrini ν_e, ν_μ, ν_τ). I quark interagiscono anche tramite interazione forte, mediata da otto gluoni, e possiedono una carica frazionaria q in base a cui si dividono in quark di tipo “*up-type*” (u, c, t) se $q = 2/3$ o “*down-type*” (d, s, b) se $q = -1/3$. Inoltre, i quark possiedono anche una carica “forte”, la cosiddetta carica di colore che può essere “*red*”, “*green*” o “*blue*”. I quark non si osservano come particelle isolate ma formano degli stati legati detti adroni, tra cui i principali sono i mesoni (combinazione di un quark e un antiquark) e i barioni (combinazioni di tre quark come protone e neutrone).

I bosoni possono essere vettori (con spin unitario) o scalari (con spin nullo). L'unico bosone scalare dello SM è il bosone di Higgs, che spiega il meccanismo di acquisizione di massa delle particelle. I bosoni vettori, invece, sono il mediatore dell'interazione elettromagnetica (fotone γ), i mediatori dell'interazione forte (gluoni g) e i bosoni che regolano l'interazione debole W^-, W^+, Z . La classificazione delle particelle del Modello Standard è riportata in Fig. 1.1.

FERMIONI											
LEPTONI						QUARK					
						massa		carica		spin	
0,511 MeV/c ²	-1	1/2	<2 eV/c ²	0	1/2	2,2 MeV/c ²	2/3	1/2	4,7 MeV/c ²	-1/3	1/2
	e	elettone		ν_e	neutrino elettronico		u	up		d	down
105,7 MeV/c ²	-1	1/2	<0,2 MeV/c ²	0	1/2	1,27 MeV/c ²	2/3	1/2	93 MeV/c ²	-1/3	1/2
	μ	muone		ν_μ	neutrino muonico		c	charm		s	strange
1,777 GeV/c ²	-1	1/2	<18 MeV/c ²	0	1/2	173 GeV/c ²	2/3	1/2	4,18 GeV/c ²	-1/3	1/2
	τ	tau		ν_τ	neutrino tau		t	top		b	bottom
BOSONI											
80,4 GeV/c ²	± 1	1	91,2 GeV/c ²	0	1	0	0	1	0	0	1
	W	bosone W		Z	bosone Z		γ	fotone		g	gluone
0	0	2	 Istituto Nazionale di Fisica Nucleare			125 GeV/c ²	0	0	 bosone di Higgs		
	?	gravitone									

Figura 1.1: Classificazione delle particelle elementari: in alto i fermioni in basso i bosoni (tra cui il gravitone, ad ora solo ipotizzato e perciò riportato con il punto interrogativo) [2].

A ogni particella carica può essere associata un'antiparticella, con stessa massa e spin ma carica opposta. Le particelle del Modello Standard e le loro interazioni sono formalizzate come eccitazioni di campi quantizzati in una teoria quantistica di campo (*Quantum Field Theory*, QFT), per cui sono descritte da numeri quantici, tra cui ad esempio i seguenti numeri quantici additivi:

- **carica elettrica** pari a 0 per particelle neutre, $+q$ o $-q$ per particella cariche, $+\frac{2}{3}q$ per quark di tipo *up* e $-\frac{1}{3}q$ per quark di tipo *down* (dove q è la carica elementare);
- **flavour**, indica l'appartenenza di un fermione a una determinata generazione. Nel caso dei leptoni il flavour si distingue in elettronico, muonico e tauonico. Per i quark, invece, il flavour si formalizza con l'isospin forte nel caso della prima generazione, mentre per i rimanenti quark si battezzano i numeri quantici additivi unitari di *strangeness*, *charmness*, *bottomness* e *topness* (il cui segno è concorde con quello della carica elettrica del quark);
- **numero barionico** pari a +1 per i barioni (particelle costituite da tre quark) e -1 per gli antibarioni, in alternativa si può definire pari a $+1/3$ per i quark e $-1/3$ per gli anti-quark;
- **numero leptonico** pari a +1 per i leptoni e -1 per gli antileptoni.

Si osserva empiricamente che numero barionico e leptonico sono quantità conservate. Tuttavia, questo risultato non deriva da una legge di conservazione frutto di una specifica simmetria, come nel caso della carica elettrica.

1.2 Simmetrie del Modello Standard

Più in generale, le “cariche” delle interazioni fondamentali, quali carica elettrica, carica di colore e carica debole, sono quantità conservate in quanto la densità lagrangiana di ciascuna interazione è invariante per determinate trasformazioni tramite gruppi unitari [1; 3]. A questi gruppi ci si riferisce con il nome di “*gruppi di gauge*” e la lagrangiana si dice che è invariante per “*trasformazioni di gauge*”. Infatti, le interazioni fondamentali sono formalizzate dalla lagrangiana del Modello Standard dotata di simmetrie

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$$

dove il gruppo di *gauge* dell’interazione forte è $SU(3)_C$ e quello dell’interazione elettrodebole è $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Dunque, la cromodinamica quantistica formalizza l’interazione forte con la simmetria $SU(3)_C$ (con C che si riferisce al colore), per cui l’interazione forte ha la stessa intensità per ogni carica di colore dei quark, ovvero è invariante per rotazione nello spazio del colore. Il gruppo $SU(3)_C$ è dotato di otto generatori, le matrici di Gell-Mann, e ad ognuno di questi è associato un gluone.

Le interazioni elettromagnetiche e deboli sono descritte da una teoria unificata, la teoria elettrodebole formalizzata da Glashow, Weinberg e Salam, descritta dalla simmetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, dove la L si riferisce a *left-handed*. Infatti, in $SU(2)_L$ è incluso il risultato della teoria V-A per cui le interazioni deboli in corrente carica si accoppiano esclusivamente alla componente a chiralità *left-handed* dei fermioni. $U(1)_Y$, invece, rappresenta la conservazione dell’ipercarica debole $Y = 2 \cdot (Q - I_w^3)$, con Q carica elettrica e I_w^3 terza componente dell’isospin debole. $SU(2)_L \times U(1)_Y$ è dotato di quattro generatori a cui corrispondono, dopo la rottura della simmetria elettrodebole, i quattro bosoni mediatori dell’interazione elettrodebole (γ , W^- , W^+ , Z).

Dunque, le interazioni elettrodeboli e forti discendono da un principio di invarianza per trasformazione di *gauge*, senza il quale si perderebbe la struttura stessa delle interazioni.

1.3 Simmetrie discrete

In fisica delle particelle vi sono due particolari simmetrie discrete la cui conservazione o violazione permette di verificare quale sia l'interazione in gioco in un determinato processo. Si introducono, dunque, l'operazione di parità e l'operazione di coniugazione di carica [1; 3].

1.3.1 Parità

L'operazione di parità $\hat{P}(\mathbf{r}) = -\mathbf{r}$ è una trasformazione che determina l'inversione delle coordinate spaziali. Data, ad esempio, una funzione d'onda $\psi(\mathbf{r}, t)$ autostato dell'operatore parità, applicando $\hat{P}$ due volte si ottiene l'operazione di identità:

$$\hat{P}^2\psi(\mathbf{r}, t) = \hat{P}\psi(-\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.1)$$

da cui si può concludere che i possibili autovalori di un autostato dell'operatore parità $\hat{P}$ sono $\lambda = \pm 1$. In questo modo si possono classificare gli autostati di $\hat{P}$ in funzione del segno del loro autovalore unitario.

Di particolare interesse per la fisica delle particelle è applicare l'operatore $\hat{P}$ a una funzione d'onda che descrive un sistema di N particelle. In questo caso vale la relazione

$$\hat{P}\psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = \left(\prod_{i=1}^N (-1)^{l_i}\right) \left(\prod_{i=1}^N P_i\right) \psi(-\mathbf{r}_1, \dots, -\mathbf{r}_N, t) \quad (1.2)$$

dove P_i e l_i rappresentano rispettivamente la parità intrinseca e il numero quantico orbitale della particella i -esima. Dunque, tenendo conto di P_i e l_i di ogni particella che figura in un processo, è possibile verificare se la parità è una simmetria conservata. Conservare la simmetria di parità significa ripetere un esperimento in un sistema “allo specchio” con coordinate spaziali invertite e continuare a osservare lo stesso risultato ottenuto nel sistema originale. La parità, quindi, si conserva quando un fenomeno che avviene nel nostro universo è indistinguibile da quello che avviene nell'universo invertito per parità.

1.3.2 Coniugazione di carica

L'operazione di coniugazione di carica trasforma ogni particella nella sua antiparticella lasciando invariate grandezze dinamiche come massa, impulso e spin. Dunque, l'operatore $\hat{C}$ cambia il segno della carica elettrica, numero barionico, numero leptonico e flavour. Le particelle cariche non sono autostati dell'operatore $\hat{C}$: ad esempio, applicando $\hat{C}$ a un elettrone e^- si ottiene una particella differente (un positrone e^+), per cui non vale la relazione tra operatore e suoi autostati $\hat{A}\psi_a = a\psi_a$. Da qui si può concludere che gli autostati dell'operatore coniugazione di carica $\hat{C}$ possono essere solo stati neutri che coincidono con la propria antiparticella.

Inoltre, un sistema generico particella-antiparticella è autostato dell'operatore coniugazione di carica $\hat{C}$ con autovalore dato da $C(x^+x^-) = (-1)^{L+S}$, dove L e S sono rispettivamente momento angolare orbitale totale e spin totale del sistema. Analogamente alla parità, anche la coniugazione di carica è una simmetria la cui conservazione permette di estrapolare informazioni sull'interazione in gioco.

1.4 Elicità e chiralità

Per formalizzare l'accoppiamento esclusivo delle interazioni deboli in corrente carica con i fermioni *left-handed*, è necessario definire le proprietà di elicità e chiralità. Si consideri una particella a massa nulla con spin $\mathbf{J}$ non nullo e quantità di moto $\mathbf{p}$, si definisce l'elicità $\mathcal{H}$ come la proiezione dello spin lungo la direzione della quantità di moto:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{J}}{|\mathbf{p}| |\mathbf{J}|} \quad (1.3)$$

L'elicità può essere negativa (cioè con spin antiparallelo rispetto alla direzione della quantità di moto) e in quel caso si parla di particella *left-handed*, oppure positiva (cioè con spin parallelo rispetto alla direzione della quantità di moto) e in quel caso si parla di particella *right-handed*. Se la particella è *massless* viene misurata in un certo stato di elicità in un qualsiasi sistema di riferimento per cui $\mathcal{H}$ è un invariante di Lorentz. Per una particella massiva questa trattazione non è valida e si introduce la chiralità, definita come autovalore della funzione d'onda della particella ψ , se ψ è autostato dell'operatore chiralità. Quest'ultimo è dato dalla matrice γ^5 , che nella rappresentazione di Pauli-Dirac si scrive come

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \begin{bmatrix} 0 & \mathbb{I} \\ \mathbb{I} & 0 \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

dove 0 e $\mathbb{I}$ sono rispettivamente la matrice nulla e la matrice identità 2x2. Data una funzione d'onda ψ , è possibile esprimerla come combinazione di stati chirali *left-handed* e *right-handed*. In particolare si definiscono gli stati chirali:

- $\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\psi$, stato di chiralità *left-handed* dato che $\gamma^5\psi_L = -\psi_L$ (con autovalore -1);
- $\psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)\psi$, stato di chiralità *right-handed* dato che $\gamma^5\psi_R = \psi_R$ (con autovalore +1).

Dunque, ogni fermione può essere descritto come somma di stati chirali *left-handed* e *right-handed* che non corrispondono agli stati ad elicità positiva e negativa: infatti, si dimostra che gli spinori chirali hanno componenti a elicità sia positiva sia negativa in rapporto proporzionale alla massa della particella e si verifica che, nei limiti di massa nulla, chiralità ed elicità coincidono.

1.5 Interazioni

La *Quantum Field Theory* (QFT) è il quadro teorico del Modello Standard in cui le particelle sono descritte come eccitazioni di campi. L'interazione tra particelle in processi di *scattering* o decadimento può essere descritta graficamente dai diagrammi di Feynman, in cui i fermioni sono rappresentati con frecce e i bosoni con linee tratteggiate nel caso di bosoni massivi o ondulate nel caso di bosoni *massless* (Fig. 1.2). I vertici dei diagrammi di Feynman sono vertici di interazione e ad ognuno si associa una costante di accoppiamento α che dipende dal tipo di mediatore e contribuisce al calcolo dell'elemento di matrice M_{if} che figura nella regola d'oro di Fermi. Quest'ultima postula che la probabilità di transizione da uno stato iniziale $|i\rangle$ a uno stato finale $|f\rangle$ per unità di tempo al primo ordine perturbativo in forma non relativistica è data da [1]

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \rho(E) \quad (1.5)$$

con $M_{if} = \langle f|V|i\rangle$ elemento di matrice della perturbazione V che tiene conto della dinamica dell'interazione e $\rho(E)$ spazio delle fasi che tiene conto della cinematica. Dunque, avere una stima del modulo quadro di M_{if} , permette di valutare la probabilità di transizione di un processo da cui poter calcolare la vita media di una particella o la sezione d'urto di un evento di *scattering*. La teoria completa richiederebbe un calcolo perturbativo, ma in prima analisi tenere conto della proporzionalità tra α e M_{if} permette di capire almeno quali siano gli ordini di grandezza e le dipendenze in gioco.

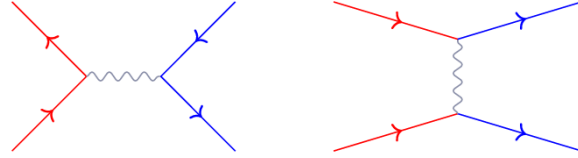


Figura 1.2: Schema dei diagrammi di Feynman con due vertici di interazione e mediatore *massless*. In particolare a sinistra un *s-channel* e a destra un *t-channel* [4].

1.5.1 Interazione elettromagnetica

L'interazione elettromagnetica, formalizzata in *Quantum Electrodynamics* (QED), è mediata dal fotone, bosone vettore con massa nulla. Per questo motivo, come suggerisce l'espressione della lunghezza Compton [3]

$$r_c = \frac{\hbar}{M_X c} \quad (1.6)$$

che indica il limite superiore del raggio d'azione dell'interazione veicolata dal mediatore X , l'interazione elettromagnetica ha raggio d'interazione infinito. La costante di accoppiamento elettromagnetica è la costante di struttura fine

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.7)$$

che entra sotto radice per ogni vertice del diagramma di Feynman nel calcolo dell'elemento di matrice. Alcuni esempi di vertici elettromagnetici possono essere l'emissione o l'assorbimento di un fotone o l'annichilazione particella-antiparticella (Fig. 1.3).

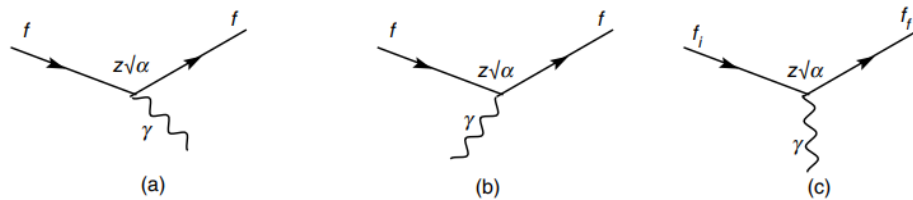


Figura 1.3: Vertici di interazione elettromagnetica nei diagrammi di Feynman ($M_{if} \propto \sqrt{\alpha}$), dove f è un fermione e γ è un fotone. La figura (a) rappresenta l'emissione di un fotone, (b) l'assorbimento di un fotone e (c) l'annichilazione particella-antiparticella [3].

In realtà le costanti di accoppiamento non sono costanti in generale: considerando successivi ordini perturbativi, infatti, si ottiene una costante di accoppiamento variabile con il quadrato dell'impulso scambiato nell'interazione q^2 . Dunque, si applica il cosiddetto processo di normalizzazione alla somma di più diagrammi di Feynman, da cui si conclude che la costante di accoppiamento α cresce con q^2 (Fig. 1.4). La QED spiega il *running* di α con l'effetto di polarizzazione spontanea del vuoto, in cui una nuvola di cariche e^+e^- scherma l'intensità dell'interazione di un oggetto carico a grandi distanze. Tuttavia, a minori distanze si risente meno dello schermaggio da cui si registra un'intensità maggiore. Per questo motivo, ad alte energie, cioè a minori distanze, la costante d'interazione α cresce.

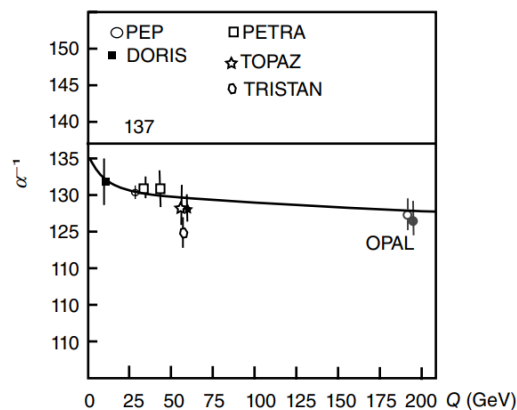


Figura 1.4: Inverso della costante di accoppiamento in QED in funzione dell'impulso trasferito (GeV) [3].

Infine, nell'interazione elettromagnetica, le simmetrie di parità e di coniugazione di carica sono conservate.

1.5.2 Interazione debole

L'interazione debole può essere mediata dai bosoni W^- e W^+ , e in tal caso si dice “in corrente carica”, o dal bosone Z , e in tal caso si dice “in corrente neutra” [1; 3]. I bosoni W^- , W^+ e Z sono molto massivi (massa dell'ordine di 100 GeV), motivo per cui il raggio d'azione dell'interazione debole è finito e l'intensità dell'interazione è debole a distanze grandi rispetto all'opportuna lunghezza Compton, o, equivalentemente, a scale di energia piccole rispetto alla massa dei bosoni vettori. Inoltre, si dice che l'interazione debole in corrente carica accoppia in modo universale ai leptoni: in un processo leptonico, a ogni vertice d'interazione, è associata sempre la stessa costante di accoppiamento. La costante di accoppiamento debole g è legata alla costante di Fermi $G_F = 1.1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ dalla seguente espressione in unità naturali

$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8M_W^2} \quad (1.8)$$

Dunque, le interazioni deboli in corrente carica conservano il flavour leptonico ma non quello adronico. La conservazione del flavour si verifica se l'interazione debole non mescola doppietti fermionici distinti. Nel settore leptonico del Modello Standard i doppietti *left-handed* sono i seguenti

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$$

mentre nel settore adronico sono

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} b \\ t \end{pmatrix}_L$$

con isospin debole $I_w = 1/2$.

Nei leptoni *right-handed* (e_R , μ_R , τ_R) non sono inclusi i neutrini che, come dimostrato sperimentalmente da Goldhaber *et al.* [5], si osservano solo con componente *left-handed*. I fermioni *right-handed* sono quindi

$$e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R, \quad u_R, \quad d_R, \quad c_R, \quad s_R, \quad b_R, \quad t_R$$

singoletti con isospin debole $I_w = 0$ poiché le interazioni deboli in corrente carica si accoppiano esclusivamente alla componente a chiralità *left-handed* dei fermioni.

Dunque, la conservazione del flavour leptonico nelle interazioni deboli in corrente carica vuol dire che i bosoni $W^\pm$ accoppiano sempre all'interno di uno stesso doppietto leptonico, mentre possono mescolare i doppietti adronici. In questo caso, infatti, si ha un mescolamento tra le tre generazioni di quark formalizzato dalla matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)

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

in cui gli elementi della matrice, per le prime due generazioni, sono proporzionali al seno o al coseno dell'angolo di Cabibbo $\theta_c \approx 13.6^\circ$. In questo formalismo le interazioni deboli in corrente carica agiscono in uno stesso doppietto adronico solo se questo presenta quark *down-type* ruotati (d' , s' , b') tramite la matrice di mescolamento V_{CKM} . Da qui i doppietti

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} b \\ t' \end{pmatrix}$$

rappresentano autostati di interazione che non coincidono con gli autostati di massa. Per quanto riguarda le interazioni in corrente neutra, invece, queste non violano mai il flavour, cioè non sono mai state osservate *Flavour Changing Neutral Current* (FCNC). Infine, l'interazione debole non conserva la simmetria CP di parità e di coniugazione di carica, come indicano anche i fattori di fase presenti in V_{CKM} .

1.5.3 Interazione forte

L'interazione forte, formalizzata in *Quantum Chromodynamics* (QCD), ha come mediatore il gluone, bosone *massless* con carica di colore [1; 3]. Come in QED particelle con carica neutra non possono risentire dell'interazione elettromagnetica, così in QCD particelle senza carica di colore non possono interagire tramite la forza forte. Dunque, questa interazione si verifica per i quark o gli antiquark con possibili cariche di colore rispettivamente *red*, *green*, *blue* o *antigreen*, *antired*, *antiblu*. Il gluone si presenta in 8 tipi dato che l'interazione forte è dotata della simmetria $SU(3)_C$ con otto generatori. La simmetria $SU(3)_C$ indica che l'interazione forte ha la stessa intensità per ogni carica di colore. Siccome, a differenza del fotone in QED, il mediatore dell'interazione forte è carico, esso può accoppiarsi con sé stesso (Fig. 1.5).

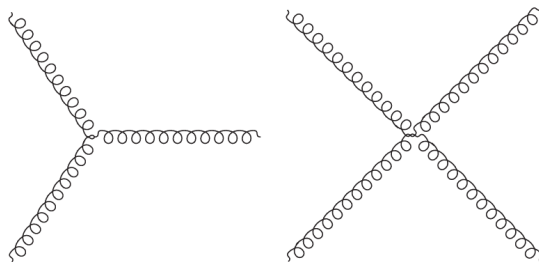


Figura 1.5: A sinistra un vertice d'interazione forte a tre gluoni, a destra a quattro gluoni [1].

In un diagramma di Feynman forte ad ogni vertice d'interazione entra nell'elemento di matrice M_{if} la radice della costante di accoppiamento α_{strong} , la quale ha un'intensità superiore alle altre costanti di accoppiamento. Siccome ciascun quark può avere una determinata carica di colore, in M_{if} si considera anche un fattore di colore che tiene conto di tutte le possibili combinazioni di colore. In analogia ad α in QED, in seguito a un processo di rinormalizzazione, si ottiene che α_{strong} varia con l'impulso trasferito. Tuttavia, a differenza di α , α_{strong} cala all'aumentare dell'impulso trasferito (Fig. 1.6) in quanto la presenza di diagrammi addizionali (in Fig. 1.5) altera il *running* di α_{strong} rispetto alla QED.

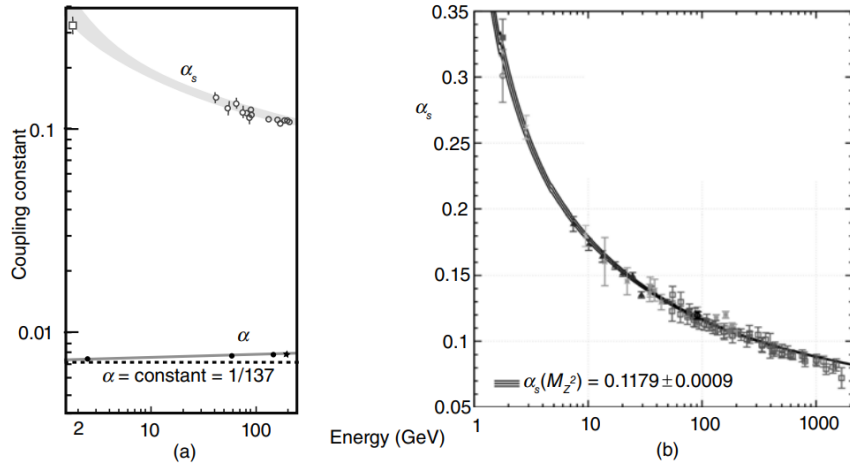


Figura 1.6: In figura (a) il confronto di α e α_{strong} , in (b) l'andamento di α_{strong} da 2 GeV a 2 TeV [3].

Le conseguenze principali di questo andamento sono il *quark confinement* e l'*asymptotic freedom*: il primo indica che i quark devono presentarsi necessariamente in stati legati in quanto l'interazione forte diventa sempre più intensa a grandi distanze (cioè a bassa scala di energia); il secondo indica che ad alta scala di energia (cioè a basse distanze) i quark sono poco interagenti e quindi asintoticamente liberi.

Infine, l'interazione forte è invariante per flavour adronico e conserva la simmetria CP.

1.6 Vita media delle particelle

Per una particella con N modi di decadimento si definisce *rate* di decadimento come la somma dei *rate* di decadimento parziali [1]

$$\Gamma = \sum_{i=1}^N \Gamma_i \quad (1.9)$$

con Γ che segue la *golden Fermi rule* (Eq. (1.5)). La vita media di una particella si definisce come l'inverso della larghezza totale di decadimento misurata nel sistema di riferimento a riposo:

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \Gamma_i} \quad (1.10)$$

Le particelle del Modello Standard hanno valori di τ che spaziano su un ampio intervallo di valori: dall'elettrone che è stabile al bosone Z con $\tau \approx 2 \times 10^{-25} s$ [6] (Fig. 1.7).

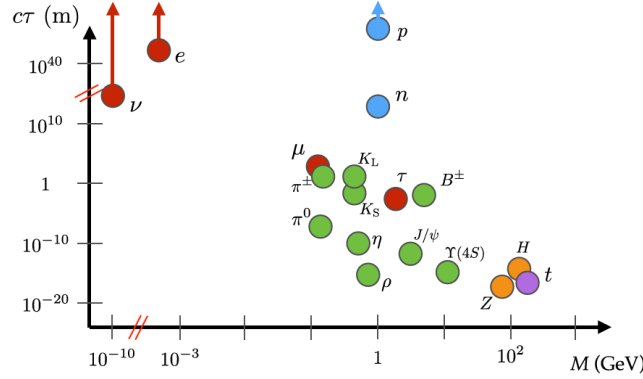


Figura 1.7: Vite medie $c\tau$ (m), in funzione della massa (GeV) delle particelle del Modello Standard [6].

Vi possono essere diversi aspetti che concorrono al valore della vita media di una particella. Innanzitutto, per conservazione dell'energia, assumendo la conservazione del numero leptonico e barionico, le particelle decadono in stati finali con massa totale inferiore: ad esempio, l'elettrone è stabile perché non esiste un altro leptone nello SM più leggero in cui decadere, o il protone ha un $\tau \gtrsim 10^{34}$ anni perché non esiste un barione meno massivo. La differenza delle masse tra stato iniziale e finale è inclusa nello spazio delle fasi: minore sarà tale differenza, più si riduce lo spazio delle fasi e la vita media aumenta, come si può notare da Eq. (1.10) e Eq. (1.5). Inoltre, dalle stesse relazioni, si può notare che minore è l'elemento di matrice M_{if} , ad esempio a causa di un mediatore massivo o della scarsa intensità della costante di accoppiamento, maggiore sarà il tempo di vita medio τ . Infatti, i valori tipici per un decadimento tramite interazione forte sono di $\tau \approx 10^{-23} s$, mentre per l'interazione debole si hanno tempi molto maggiori. In particolare, le interazioni deboli in corrente carica non conservano il flavour e i decadimenti avvengono comunque a costo di una vita media più lunga: questo è il caso delle particelle K o Λ , rispettivamente il mesone e il barione più leggeri contenenti il *quark strange*, che decadono con violazione di *strangeness* con $\tau \approx 10^{-10} s$. In generale, la violazione di una data simmetria in un decadimento, come può accadere nel caso di violazione CP o di soppressione di elicità, limita il *rate* di decadimento allungando la vita media della particella.

1.7 Il meccanismo di Higgs

La teoria elettrodebole unifica l'interazione elettromagnetica e debole con una descrizione accurata dei processi fondamentali, ma lascia una questione in sospeso: la massa dei mediatori [1]. In QFT una particella è descritta da un campo con una determinata densità lagrangiana. In QED la richiesta che tale densità lagrangiana sia invariante per trasformazione di *gauge* locale $U(1)$ rende necessaria l'introduzione di un campo vettoriale A_μ : in questo modo si passa da una descrizione di particella libera a una particella interagente con un campo mediato da un bosone *massless*. Un termine di massa, infatti, romperebbe l'invarianza di *gauge* della lagrangiana e perciò è richiesto che tutti i bosoni vettori siano *massless*, in palese disaccordo con il valore di massa misurato dei bosoni W^+ , W^- , Z .

Una soluzione a questa contraddizione fu avanzata da Higgs, il quale propose l'esistenza di un campo scalare (il campo di Higgs) che fornisce la massa ai bosoni vettori, posto che la lagrangiana resti invariante per trasformazioni di *gauge* a differenza dello stato fondamentale. Da qui prendono origine le cosiddette *Spontaneously Broken Gauge Theories* (SBGT), in cui lo stato fondamentale (*vacuum state*) non è invariante per la trasformazione di fase $U(1)$.

Il campo scalare che produce il *vacuum state* è una funzione complessa della forma $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$, che contribuisce alla lagrangiana con un potenziale

$$V(\phi) \equiv \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.11)$$

scelto per avere uno stato fondamentale *gauge*-asimmetrico. Per $\mu^2 < 0$ il potenziale in questione ha un set infinito di minimi localizzati lungo la circonferenza $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\mu^2/\lambda$, con una forma insolita che prende il nome di “*Mexican hat*” (Fig. 1.8).

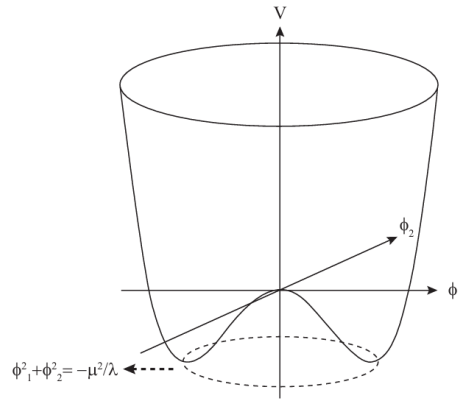


Figura 1.8: Potenziale scalare complesso che descrive il meccanismo di Higgs, con un set infinito di minimi localizzati lungo il cerchio $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\mu^2/\lambda$ e la cosiddetta forma a “sombbrero” [1].

Dunque, lo stato fondamentale è uno dei punti della circonferenza $\phi_1^2 + \phi_2^2 = -\mu^2/\lambda$: quando il sistema raggiunge la sua energia minima, un punto di minimo viene selezionato, producendo una rottura spontanea della simmetria, *Spontaneous Symmetry Breaking* (SSB). Questa selezione, infatti, rompe la simmetria per il *vacuum state* dato che una trasformazione di fase sposterebbe il minimo da un punto all'altro. Una conseguenza

importante del meccanismo di Higgs è che lo stato fondamentale ha un valore diverso da zero che prende il nome di *vacuum expectation value* (VEV):

$$v \equiv \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.12)$$

con $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$.

Dunque, la lagrangiana del campo scalare di Higgs descrive il meccanismo di acquisizione della massa dei bosoni vettori di cui si ottengono le seguenti espressioni:

$$M_W = \frac{gv}{2}, \quad m_\gamma = 0, \quad M_Z = \frac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2}$$

con g e g' costanti di accoppiamento rispettivamente di $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, tali che $g'/g = \tan(\theta_W)$ (θ_W angolo di Weinberg). Nota sperimentalmente la massa del bosone W ed essendo g legata alla costante di Fermi (Eq. (1.8)), il VEV del Modello Standard risulta $v = 246.22$ GeV. Il campo scalare di Higgs può essere interpretato come un bosone scalare massivo, il bosone di Higgs, con massa dipendente dal parametro incognito λ ($m_H = \sqrt{2\lambda}v$) e perciò da determinare sperimentalmente. Il bosone di Higgs fu teorizzato nel 1964 e scoperto solo nel 2012 dagli esperimenti ATLAS [7] e CMS [8] presso il LHC [9] al CERN di Ginevra, misurando una massa di 125 GeV [10].

Per quanto riguarda i fermioni, questi si accoppiano con il campo di Higgs tramite un'interazione di tipo Yukawa descritta da una lagrangiana di Yukawa per i leptoni e una per i quark, in cui compare λ_f costante di accoppiamento di Yukawa del campo di Higgs con il fermione di flavour f . Da queste densità lagrangiane, si ottiene che la massa di un fermione è $m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}}$, ovvero dipendente da un parametro libero come la massa del bosone di Higgs. Dunque, anche se resta indeterminato il valore di massa dei fermioni, questa trattazione descrive il meccanismo di Higgs per leptoni e quark che acquisiscono massa in modo proporzionale all'accoppiamento stesso con il bosone di Higgs. Di conseguenza, le costanti di accoppiamento λ_f saranno diverse tra loro come lo sono le masse dei fermioni misurate sperimentalmente.

1.8 Limiti del Modello Standard

Nonostante la sua grande capacità predittiva, il Modello Standard presenta dei limiti: dipende, infatti, da molti parametri liberi da determinare sperimentalmente (ad esempio λ , λ_f , θ_W come soprascritto) e lascia molte domande aperte [3].

1.8.1 Dark matter e dark energy

Nel modello cosmologico Λ CDM la materia ordinaria compone il solo 5% del bilancio di massa-energia dell'Universo, mentre una frazione del 27% è data da materia che né emette né assorbe radiazione elettromagnetica. Dato che questa materia può essere osservata solo tramite i suoi effetti gravitativi, come il *gravitational lensing* o le curve di velocità di rotazione delle galassie, viene detta “oscura” (*dark matter*). L'origine della *dark matter* è ignota, ma non si esclude che possa essere di natura particellare, ipotizzando l'esistenza di nuove particelle oltre lo SM. Tra queste vi sono le *Weakly Interacting Massive Particles* (WIMPs), una sfida per la ricerca odierna a causa della ridotta sezione d'urto di interazione che li accomuna ai neutrini.

Questi ultimi sono a loro volta oggetto di ricerca di frontiera: secondo lo SM, infatti, i neutrini sono *massless*, ma le oscillazioni di neutrino suggeriscono un mescolamento tra autostati di massa e autostati di flavour, formalizzata con la matrice di *mixing* Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), in analogia alla matrice V_{CKM} . Per questo motivo, i neutrini sono stati anche possibili candidati di *dark matter*, esclusi perché il loro contributo non può essere superiore all'1%.

Infine, il rimanente 68% del bilancio massa-energia è dato da *dark energy*, energia responsabile dell'accelerazione del *rate* di espansione dell'Universo.

1.8.2 Asimmetria materia-antimateria

Nell'Universo si registra un dominio della materia sull'antimateria, spiegato con processi di violazione CP, inserita tramite un fattore di fase δ_{CP} nella matrice V_{CKM} per il settore adronico e nella matrice V_{PMNS} per il settore leptonic. La δ_{CP} nel caso delle oscillazioni di neutrino non è stata ancora determinata, per cui la violazione della simmetria CP nel settore leptonic non è stata ancora stabilita. Invece, nel settore adronico la violazione CP è ben determinata ma risulta minimale e quindi non sufficiente a spiegare la netta asimmetria tra materia e antimateria. Per questo motivo la ricerca di frontiera esplora altre possibili cause e nuove sorgenti di violazione CP.

1.8.3 Unificazione delle forze

Siccome l'interazione debole ed elettromagnetica sono già state unificate alla scala elettrodebole rappresentata dal VEV ($v \approx 246$ GeV), esiste un gruppo di teorie che prende il nome di *Grand Unified Theory* (GUT) per cui le tre interazioni fondamentali sono unificate a una scala di energia di $\mathcal{O}(10^{16}$ GeV). A questa scala di energia, che prende il nome di *GUT scale*, tutte le costanti di accoppiamento coinciderebbero. I risultati estrapolati dallo SM non sono compatibili con queste predizioni (Fig. 1.9), per cui è necessaria nuova fisica tra la scala elettrodebole e la scala GUT.

A un'ulteriore scala di energia di $\mathcal{O}(10^{19}$ GeV), chiamata *Planck scale*, la gravità non può essere più ignorata nelle interazioni tra particelle ed è richiesta un'unificazione più estesa

a cui si riferisce con il nome di “teoria del tutto”. Tuttavia, l’interazione gravitazionale non è stata ancora integrata nello SM.

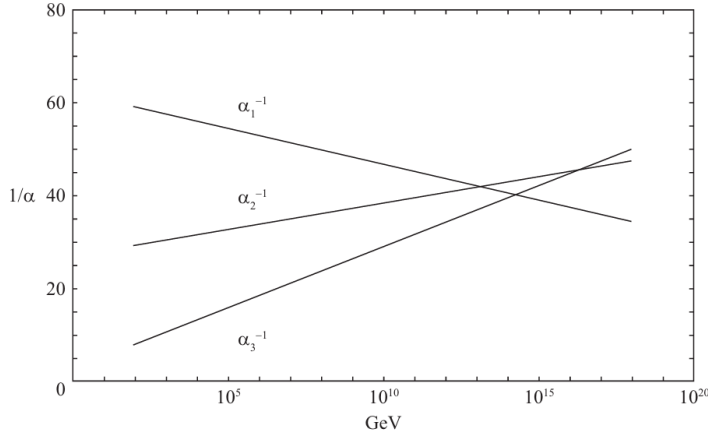


Figura 1.9: Andamento delle tre costanti di accoppiamento dello SM in funzione di $\sqrt{s}$ (GeV). In questo plot $\alpha_1 = (g'^2/4\pi)(5/3)$, $\alpha_2 = g^2/4\pi$ e $\alpha_3 = \alpha_s$. Il fattore 5/3 tiene conto della rinormalizzazione di g' dovuta al *running* della costante di struttura fine. Si osserva che alla *GUT scale* le costanti di accoppiamento non coincidono [1].

1.8.4 Il problema della gerarchia

La massa del bosone di Higgs è data da una combinazione della sua massa “nuda” m_{H_0} e delle correzioni radiative δm_H^2 [11]:

$$m_H^2 = m_{H_0}^2 + \delta m_H^2 \quad (1.13)$$

Le correzioni radiative sono correzioni di natura quantistica originate da ogni particella con cui un campo si accoppia. Oltre a dipendere dalle costanti di accoppiamento, le correzioni radiative sono influenzate dalla scala di energia in gioco: per fermioni e bosoni di spin 1 le correzioni variano logicamente con la scala di energia più alta a cui il campo si accoppia, mentre per i campi scalari la dipendenza è quadratica. Di conseguenza, nel caso della massa del bosone di Higgs, alla scala di Planck la correzione radiativa supera m_{H_0} di circa 30 ordini di grandezza. Il problema delle correzioni radiative fuori controllo viene detto “problema della gerarchia”, il quale solleva la questione dell’incompatibilità con la massa osservata del bosone di Higgs. Il problema può essere risolto o introducendo nuova fisica, o imponendo il cosiddetto “*fine tuning*” in cui i termini divergenti si cancellano a vicenda. Quest’ultimo caso richiede una precisione eccezionale e perciò viene definito “innaturale”. Dunque, la risoluzione più adatta è l’introduzione di nuove particelle oltre lo SM che, accoppiandosi con l’Higgs, contribuiscono alla δm_H^2 di modo da avere un valore di massa compatibile con quanto osservato.

1.9 SUSY e LLPs

Dunque, per cancellare le divergenze quadratiche nella correzione radiativa e risolvere il problema della gerarchia, viene introdotta una nuova teoria *Beyond the Standard Model* (BSM), la Supersimmetria (SUSY). Nel *Minimal Supersymmetric Standard Model* (MSSM), estensione supersimmetrica dello SM, per ogni particella è previsto un partner supersimmetrico con una differenza di spin $1/2$ [3]. Da qui, si può formalizzare la SUSY con un operatore Q che trasforma i fermioni in bosoni e viceversa [4; 11]:

$$Q|fermione\rangle = |bosone\rangle, \quad Q|bosone\rangle = |fermione\rangle \quad (1.14)$$

Secondo il MSSM, i partner supersimmetrici dei fermioni sono chiamati *squarks* e *sleptoni*, mentre per i bosoni di *gauge* vettori i partner sono chiamati *gauginos*. Dunque, nel MSSM la notazione richiede che per i partner supersimmetrici si applichi un prefisso “s-” per i fermioni e un suffisso “-ino” per i bosoni.

Il settore del bosone di Higgs può essere esteso al MSSM solo dopo aver considerato l’esistenza di due doppietti di Higgs, da cui si ottengono quattro *higgsini*. In particolare, gli *higgsini* e i *gaugini* si mescolano generando due tipi di autostati di massa a seconda della loro carica: se sono carichi formano i cosiddetti *chargini*, mentre se sono neutri compongono i *neutralini*. Il più leggero di questi ultimi, nell’ipotesi di conservazione della simmetria R^1 , rappresenta un ottimo candidato di *dark matter*. Inoltre, oltre a proporre una soluzione al problema della gerarchia e alla materia oscura, il MSSM riproduce anche l’unificazione delle costanti di accoppiamento alla *GUT scale*.

Secondo la SUSY i partner supersimmetrici dovrebbero essere più massivi delle corrispondenti particelle dello SM e per questo motivo si dice che la Supersimmetria è “rotta”. Le particelle supersimmetriche dovrebbero avere una massa dell’ordine del TeV e non superiore altrimenti il problema della gerarchia riapparirebbe.

Alcuni modelli SUSY predicono l’esistenza di *Long-Lived Particles* (LLPs), particelle cariche massive a vita media lunga [6]. Le LLPs sono previste in diversi quadri teorici oltre la SUSY, come teorie del portale di Higgs, di *Dark Matter* e di neutrini pesanti ($RH\nu$). I principali meccanismi di produzione delle LLPs nel quadro teorico dei cosiddetti modelli semplificati sono:

- *Direct-pair production*, dove le LLPs sono prodotte in coppia da stati iniziali dello SM;
- *Heavy parent*, particelle *on-shell* prodotte dallo stato iniziale pp che decadono a loro volta in LLPs;
- *Higgs*, dove le LLPs sono prodotte nell’accoppiamento con il bosone di Higgs;
- *Heavy resonance*, secondo cui le LLPs sono prodotte nel decadimento di una risonanza *on-shell*;
- *Charged current*, in cui le LLPs sono prodotte in decadimenti leptonici di W .

¹Si definisce la simmetria discreta $R \equiv (-1)^{3(B-L)+2S}$, con B , L , S rispettivamente numero barionico, leptonico e spin. R vale 1 per le particelle dello SM e -1 per i partner supersimmetrici.

Le LLPs sono a vita media lunga per gli stessi meccanismi validi nello SM (già illustrati in Par. 1.6), e presentano diversi modi di decadimento riportati in [6]. Nel contesto di questa tesi, la ricerca di particelle LLPs viene portata avanti a LHC con l'esperimento ATLAS.

1.10 Rilevazione di particelle

La ionizzazione è uno dei meccanismi principali di trasferimento di energia tra particelle cariche in moto e la materia ordinaria che permette di rilevarle [1]. Questo meccanismo si verifica quando una particella carica più pesante di un elettrone, interagisce con gli elettroni degli atomi del mezzo che attraversa e trasferisce energia e quantità di moto. Così, man mano che la particella percorre il mezzo, perde una certa quantità di energia per unità di lunghezza (dE/dx). La perdita di energia per ionizzazione è descritta dalla formula di Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} N_e \left[\log \left(\frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} - \frac{C(\beta\gamma, I)}{Z} \right] \quad (1.15)$$

con ze carica della particella, m_e massa dell'elettrone, c velocità della luce, β e γ fattori relativistici, N_e densità di elettroni del mezzo e ϵ_0 costante dielettrica del vuoto. La formula di Bethe-Bloch completa la formula classica di Bohr con dei termini aggiuntivi come il potenziale medio di eccitazione dell'atomo I , la correzione quantistica di *shell* $C(\beta\gamma, I)$ e la correzione relativistica $\delta(\gamma)$. Quest'ultima tiene conto del fatto che la componente trasversale del campo elettrico della particella relativistica subisce un incremento proporzionale al fattore γ : ciò porterebbe la particella a interagire con un numero maggiore di elettroni del mezzo, causando un incremento di $\frac{dE}{dx}$; tuttavia, tale incremento viene controbilanciato da un effetto di schermo creato dagli elettroni polarizzati dal campo elettrico della particella stessa. Già dall'equazione 1.15 si può concludere che maggiore è la velocità della particella, minore sarà la perdita di energia per ionizzazione e viceversa. Tuttavia, per comprendere al meglio il meccanismo di ionizzazione occorre analizzare l'andamento della perdita di energia per ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ normalizzata per la densità del materiale.

Dalla figura 1.10 si notano tre principali aspetti:

- per bassi valori di $\beta\gamma$, cioè per particelle a basse velocità, la perdita di energia per ionizzazione è elevata dato che la particella, man mano che rallenta, rilascia sempre più energia;
- vi è un minimo di ionizzazione (dell'ordine di $1 - 2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$), regione a cui appartengono le *Minimum Ionising Particles* (MIPs);
- dopo il minimo avviene una risalita molto lenta chiamata “risalita relativistica”.

Dunque, la perdita di energia in un mezzo non è uniforme: finché la particella è ad alte velocità rilascia una quantità di energia pressoché costante per unità di lunghezza, ma, superato il minimo di ionizzazione, perde quasi tutta la sua energia in un tratto breve del suo percorso.

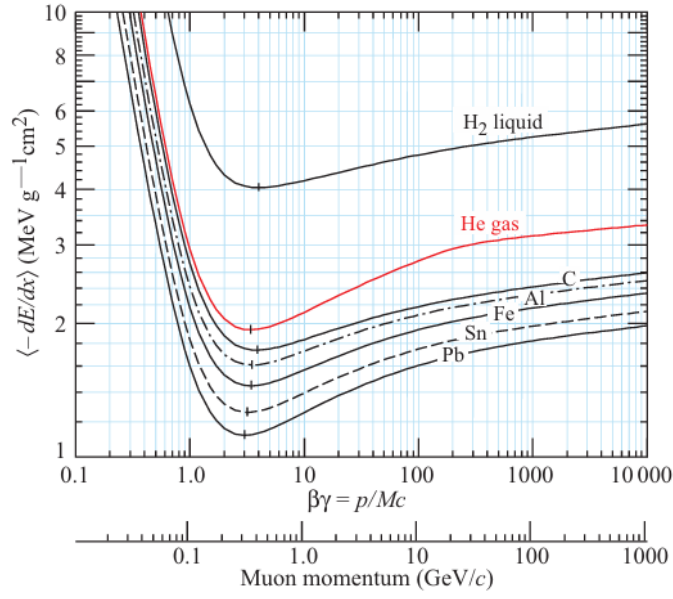


Figura 1.10: Perdita di energia per ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ normalizzata per la densità del materiale ($\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2$). Si osservano più curve in base al materiale del mezzo in analisi [1].

Naturalmente, esistono diversi meccanismi di perdita di energia a seconda del valore di $\beta\gamma$ (Fig. 1.11). Tuttavia, vi sono particelle per cui la ionizzazione è il meccanismo dominante: è il caso del muone, particella di riferimento per la calibrazione dell'esperimento in esame.

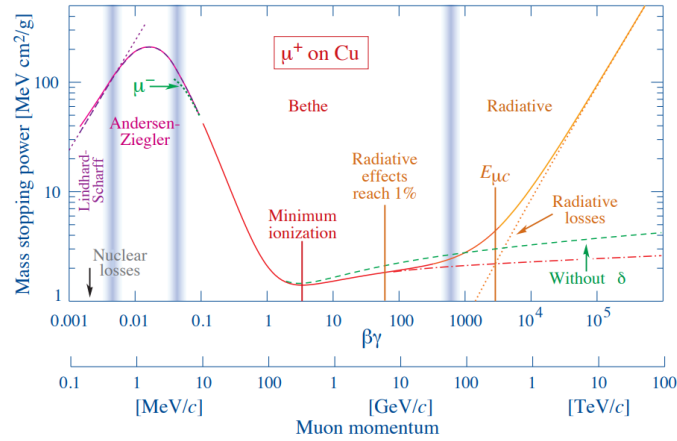


Figura 1.11: Perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ in funzione di $\beta\gamma$ per muoni che attraversano un mezzo di rame. Si osserva che il contributo maggioritario di $\frac{dE}{dx}$ segue la formula di Bethe-Bloch, mentre il regime radiativo di *Bremsstrahlung* diventa rilevante per $\beta\gamma \gtrsim 1000$ [12].

Nel contesto della ricerca di particelle cariche, massive a vita media lunga, la regione di perdita di energia per ionizzazione di interesse è quella per bassi valori di $\beta\gamma$ (i.e. $\beta \leq 0.9$). Inoltre, poiché la perdita di energia di ionizzazione in un mezzo di spessore moderato è rappresentata da una distribuzione di Landau [12], gli eventi in analisi di potenziale segnale appartengono alla coda destra della distribuzione, in cui si registrano valori di $\frac{dE}{dx}$ elevati (i.e. $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$).

Capitolo 2

L'esperimento ATLAS

2.1 Large Hadron Collider

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [9] è un acceleratore adronico costruito al *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (CERN) per rivelare l'esistenza del bosone di Higgs e per esplorare l'esistenza di nuova fisica oltre lo SM alla scala del TeV. Il LHC è stato installato nel tunnel lungo 26.7 km e a 100 m di profondità che prima ospitava il *Large Electron-Positron Collider* (LEP). I fasci di particelle che circolano nell'anello del LHC sono preparati da una catena di iniezione (Fig. 2.1) in cui ogni macchina incrementa l'energia del fascio. Per quanto riguarda il *Run 2*, l'acceleratore lineare *Linac2* accelera a 50 MeV protoni estratti da un gas di idrogeno, passandoli al *Proton Synchrotron Booster* (PSB) che li accelera a 1.4 GeV. Il fascio di protoni viene poi accelerato a 25 GeV dal *Proton Synchrotron* (PS) e infine a 450 GeV dal *Super Proton Synchrotron* (SPS).

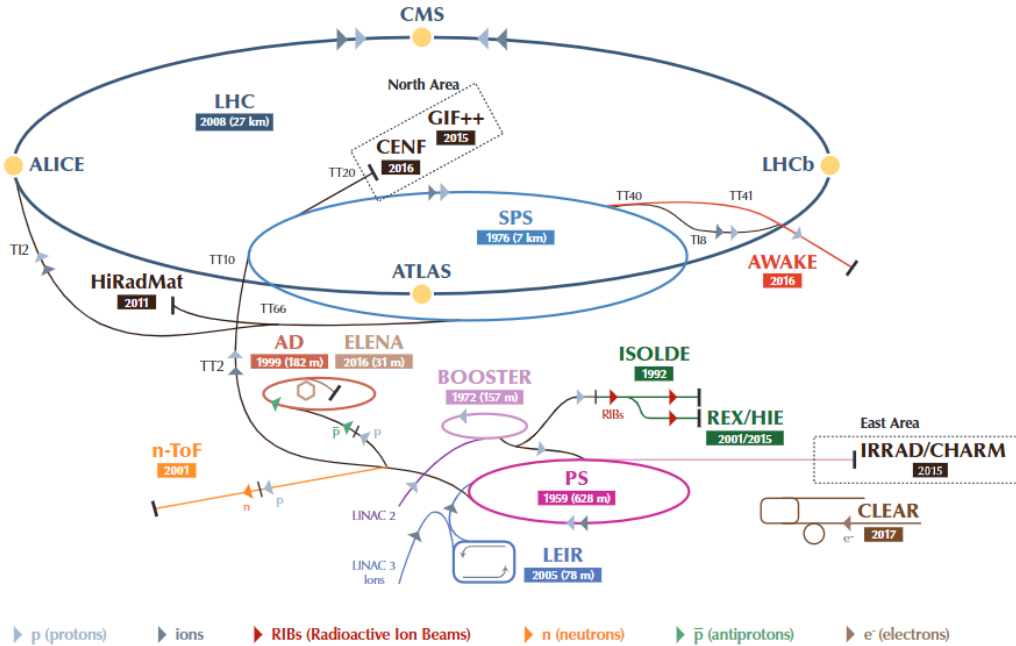


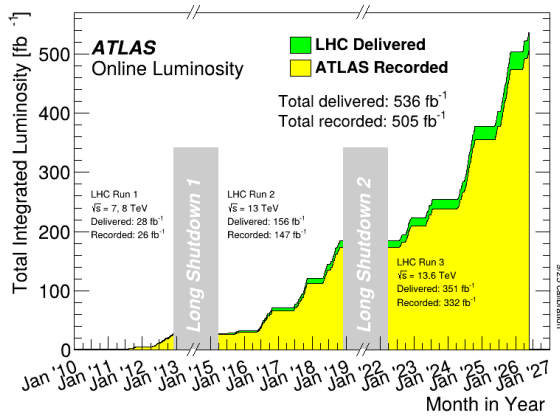
Figura 2.1: Schema di LHC nel *Run 2* che mostra la catena di iniezione dei fasci e i quattro punti di collisione [13].

I fasci vengono quindi trasferiti in due tubi a vuoto: in uno un fascio viaggia in senso orario e nell'altro in senso antiorario. All'interno dell'acceleratore, dopo circa 20 minuti, i fasci di protoni raggiungono il massimo di energia e collidono ad energia del centro di massa di 13 TeV. Migliaia di magneti di diversi tipi guidano il fascio lungo il tunnel, raffreddati fino a -271.3°C da un sistema di elio liquido per operare in stato superconduttore e ridurre al minimo la dissipazione dell'energia. In particolare, vi sono 1232 dipoli magnetici, che piegano i fasci con un campo di 8.33 T, e 392 quadrupoli magnetici che li focalizzano. Il numero di eventi al secondo generati in collisioni a LHC è dato da:

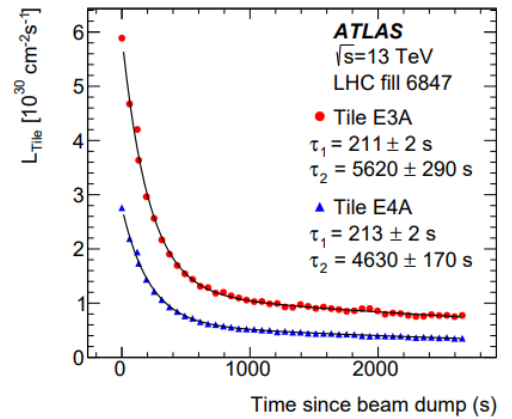
$$N_{event} = L \cdot \sigma_{event} \quad (2.1)$$

con σ_{event} la sezione d'urto dell'evento in analisi e L la luminosità della macchina che dipende da parametri del fascio accelerato, come la frequenza di rivoluzione, il numero di pacchetti (*bunches*) per fascio e il numero di protoni per pacchetto (circa 10^{11}).

La luminosità è quindi una caratteristica operativa dell'acceleratore, che può essere alternativamente descritta anche in termini di luminosità integrata su un periodo di tempo, espressa in unità di fb^{-1} . Risulta chiaro, quindi, che per ottimizzare la rivelazione di eventi rari bisogna operare con fasci di particelle ad alta energia ed alta intensità: *run* successivi al LHC, infatti, hanno consentito di aumentare sempre di più la luminosità integrata (Fig. 2.2a), fino al prossimo obiettivo di incrementarla di un fattore 10 con l'*High-Luminosity Large Hadron Collider* (HiLumi LHC) previsto per il 2030 [14]. Inoltre, la luminosità non è costante in un *run* ma decresce nel tempo (Fig. 2.2b), portando alla cosiddetta “*beam loss*” durante le collisioni. Quando il fascio a causa della *beam loss* o di guasti tecnici non rientra più nei parametri di riferimento, viene gestito da un sistema di “*beam dumping*” che estrae velocemente il fascio verso un assorbitore.



(a) Luminosità integrata cumulativa (fb^{-1}) rispetto al tempo, distinta in inviata da LHC e registrata da ATLAS, durante collisioni pp nel *Run 1* (2010-2012), *Run 2* (2015-2018) e *Run 3* (2022-2026) [15].



(b) Luminosità istantanea ($10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) rispetto al tempo (s), misurata dopo il *beam dump* dalle celle E3 e E4 del TileCal del rivelatore ATLAS nel fill 6847 del 2018 [16].

Figura 2.2: Luminosità.

I fasci vengono fatti collidere in quattro punti dell'anello acceleratore corrispondenti ai quattro esperimenti di particelle (Fig. 2.1): ATLAS, CMS, LHCb [17] e ALICE [18].

A *Toroidal LHC ApparatuS* (ATLAS) e *Compact Muon Solenoid* (CMS) sono entrambi esperimenti ad alta luminosità con un ampio programma di ricerca - dal bosone di Higgs

alla materia oscura - affrontato con soluzioni tecniche differenti. *Large Hadron Collider beauty* (LHCb) è specializzato nella fisica del quark *bottom*. A *Large Ion Collider Experiment* (ALICE) è dedicato alla fisica degli ioni pesanti e alla formazione ad elevate densità di energia di una particolare fase della materia chiamata *quark-gluon plasma*.

2.2 ATLAS

Il rivelatore ATLAS [7] è approssimativamente simmetrico rispetto all'*Interaction Point* (IP), origine del sistema di coordinate di riferimento (Fig. 2.3): la direzione del fascio definisce l'asse z , da cui il piano x - y è trasverso al fascio. Si definiscono a partire dall'asse del fascio anche l'angolo azimutale ϕ e l'angolo polare θ .

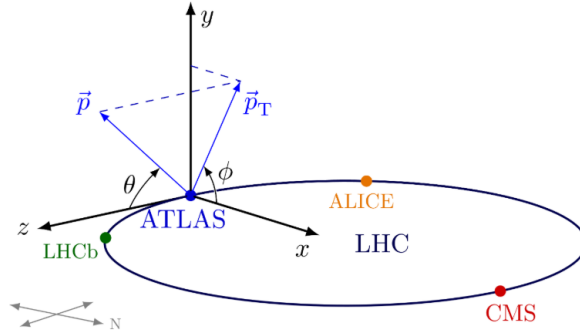


Figura 2.3: Sistema di coordinate del rivelatore ATLAS [19].

In particolare, si introduce una coordinata molto utilizzata presso gli acceleratori di particelle, la rapidità y [7; 11]

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.2)$$

con il vantaggio che è invariante per *boost* di Lorentz lungo l'asse del fascio. Nel limite relativistico, la rapidità può essere approssimata con la pseudorapidità η (Fig. 2.4) definita tramite l'angolo polare come

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.3)$$

Come mostrato in Fig. 2.5, le componenti principali del rivelatore riferite al *Run 2*, stratificate concentricamente attorno al punto di interazione, sono:

- *Inner Detector* (ID), immerso in un campo solenoidale di 2 T, misura la direzione, il momento e la carica delle particelle prodotte nelle collisioni pp ;
- calorimetri (per $|\eta| < 4.9$), distinti in elettromagnetici e adronici, forniscono misure di energia;
- *Muon Spectrometer* (MS), identifica e misura il momento dei muoni.

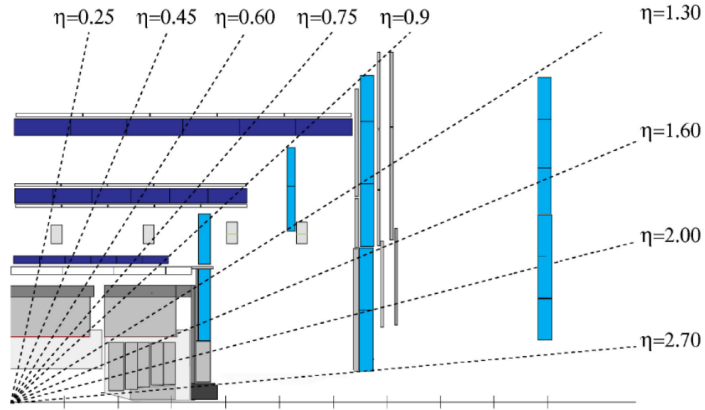


Figura 2.4: Illustrazione dei valori di pseudorapidità η in base a differenti angolazioni rispetto all'IP (angolo in basso a sinistra). L'angolo polare θ si misura a partire dall'asse orizzontale, positivo verso l'alto. Gli elementi in blu e azzurro sono rispettivamente i moduli *barrel* ed *end-cap* dello spettrometro di muoni [20].

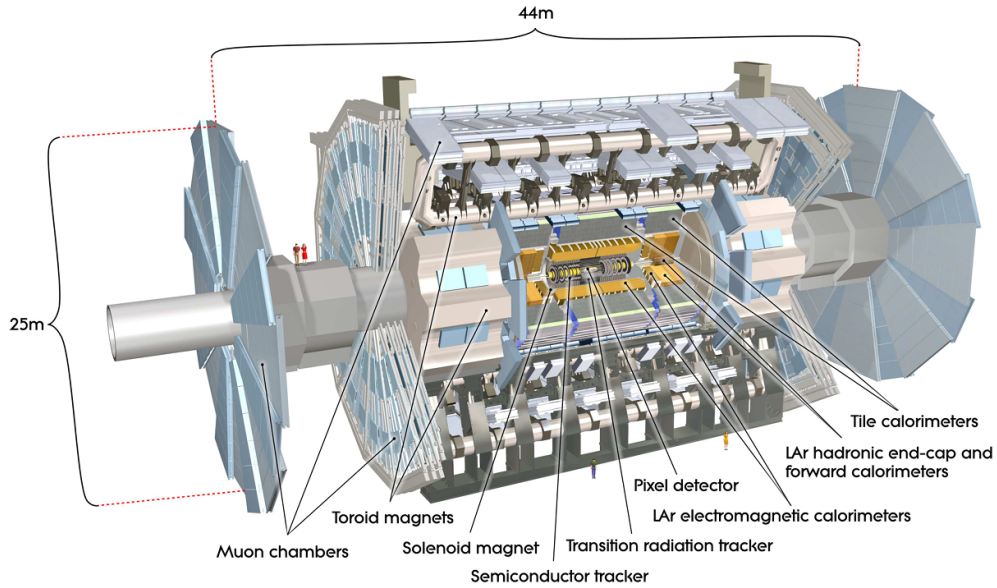


Figura 2.5: Vista di taglio del rivelatore ATLAS, alto 25 m e lungo 44 m, nel *Run 1* e *Run 2*. Si osservano tutte le sue componenti per un peso totale di circa 7000 tonnellate [7].

Il rivelatore di ATLAS è dotato di un sistema di magneti superconduttori raffreddati a circa 4.5 K, le cui componenti principali sono:

- un solenoide centrale lungo 5.8 m e con un diametro di 2.56 m, che circonda l'ID generando un campo di 2 T;
- tre toroidi che generano un campo di oltre 3.5 T, uno “*barrel*” al centro del rivelatore e due “*end-cap*” alle estremità ($|\eta| > 1.5$).

Poiché nel rivelatore di ATLAS prendono luogo più di un miliardo di interazioni tra particelle al secondo, a cui è associato un volume di dati di oltre 60 milioni di *megabyte*, è richiesto un fattore di rigetto dei dati di circa 5×10^6 , pur mantenendo un'efficienza

ottimale per osservare nuova fisica. Dunque, è sviluppato un sistema di *trigger* per selezionare gli eventi rilevanti da registrare, diviso in due livelli: il primo livello *Level-1* (L1) filtra gli eventi da passare al secondo *High-Level Trigger* (HLT), il quale accetta fino a 100,000 eventi al secondo e ne seleziona per l'analisi circa 1000 al secondo.

2.2.1 Inner Detector

Le componenti principali dell'*Inner Detector* (Fig. 2.6) sono il *Pixel detector*, il *Semiconductor Tracker* (SCT) e il *Transition Radiation Tracker* (TRT) [7].

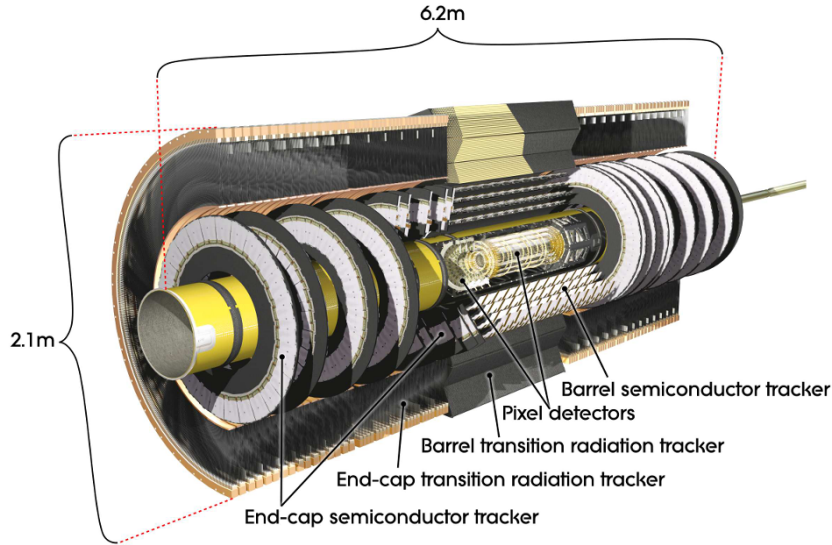


Figura 2.6: Vista di taglio dell'*Inner Detector* di ATLAS [7].

Poiché migliaia di particelle emergono da un *bunch crossing* ogni 25 ns per $|\eta| < 2.5$, per ricostruire i vertici all'interno di una così elevata densità di tracce, sono richieste misure di alta risoluzione. A tal scopo i *pixel* e i sensori “*microstrip*” al silicio del SCT realizzano la cosiddetta proprietà di granularità fine, con una precisione rispettivamente di circa $10\text{ }\mu\text{m}$ e $25\text{ }\mu\text{m}$. Il *Pixel detector* e il SCT coprono la zona centrale per $|\eta| < 2.5$, dove la regione più interna dei vertici è ricostruita dai *pixel* posti a soli 3.3 cm dalla linea del fascio. Nella regione *barrel* i *pixel* e i *microstrip* al silicio sono posti su cilindri concentrici attorno all'asse del fascio, mentre nelle *end-caps* si dispongono su dischi perpendicolari all'asse del fascio.

Dunque, le particelle prodotte nelle collisioni lasciano in primo luogo depositi di energia nel *Pixel detector*, dotato di 1744 moduli di *pixel* e 80.4 milioni di canali di lettura. I *pixel*, quindi, forniscono la perdita di energia per ionizzazione (Par. 1.10), misurando il *Time-over-Threshold* (ToT), ovvero il tempo “sopra soglia” dell'ampiezza del segnale registrato [11].

Successivamente, ogni traccia attraversa le strisce al silicio del SCT, dotato di circa 6.3 milioni di canali di lettura e 4088 moduli, che, come i *pixel*, operano a temperature tra -5°C e -10°C per limitare danni da radiazione. I moduli del SCT presentano una struttura “*back-to-back*”: due moduli sono ruotati di un angolo relativo di $\pm 20\text{ mrad}$ per avere una risoluzione spaziale tridimensionale.

Infine, l'ultimo strato dell'*Inner Detector* è il TRT composto da 300,000 “*drift tubes*”, tubi di diametro di 4 mm con all'interno un filo di tungsteno di $31\ \mu\text{m}$ placcato in oro di $0.5 - 0.7\ \mu\text{m}$. I tubi sono intervallati da radiatori, fogli di polipropilene spazati da gas, particolarmente utili per l'identificazione degli elettroni: infatti, quando una particella carica attraversa i radiatori, questi emettono fotoni in quantità proporzionale al fattore γ della particella stessa. La radiazione di transizione viene poi raccolta dai tubi, che misurano anche la ionizzazione della miscela di gas al loro interno (70% Xe, 27% CO₂ e 3% O₂), rilasciando un segnale elettrico con un tempo di propagazione di circa 4 ns/m. Nella regione *barrel*, i tubi sono lunghi 144 cm e paralleli all'asse del fascio, nella regione *end-cap*, invece, sono lunghi 37 cm e disposti radialmente in strutture a ruota.

2.2.2 Calorimetri

I calorimetri misurano la perdita di energia per ionizzazione rilasciata dalle particelle prodotte in sciame elettromagnetici o adronici [1; 3].

Uno sciame elettromagnetico è un processo a cascata in cui un fotone ad alta energia ($E_\gamma \gg 2m_e \approx 1\ \text{MeV}$ con m_e massa dell'elettrone) produce una coppia e^+e^- . Questi a loro volta irradiano fotoni per *Bremsstrahlung* e il processo si ripete a una lunghezza caratteristica (“lunghezza di radiazione” X_0), fino a che l'energia iniziale della particella incidente, dissipandosi, cala sotto una soglia critica.

Uno sciame adronico, invece, è dovuto alla rottura dei nuclei a seguito dell'interazione forte con adroni incidenti ad alta energia, da cui si creano nuove particelle. In questo caso la lunghezza caratteristica è la distanza media percorsa da un adrone tra due interazioni forti (“lunghezza di interazione” λ_0). Dunque, i due processi risultano simili ma, a causa della complessità delle interazioni forti, il profilo di uno sciame adronico è più soggetto a fluttuazioni statistiche e λ_0 risulta maggiore di X_0 .

Prendendo in considerazione la natura di tali processi, i calorimetri di ATLAS utilizzano tecniche diverse, in cui parametri rilevanti sono la granularità e la profondità [7]. Il calorimetro elettromagnetico, infatti, richiede una granularità più fine di quella richiesta per i processi adronici. Inoltre, i calorimetri devono contenere interamente gli sciame, per cui lo spessore del calorimetro elettromagnetico è maggiore di $22\ X_0$ nel *barrel* e di $24\ X_0$ nelle *end-caps*, mentre il calorimetro adronico è spesso circa $9.7\ \lambda_0$ per $\eta = 0$.

In generale, i calorimetri possono essere omogenei o a campionamento. I primi sono costituiti da scintillatori, prismi di materiale trasparente e pesante che raccolgono la radiazione della particella incidente, rivelata poi in uscita da un fotomoltiplicatore che la converte in segnale elettrico. Nei calorimetri a campionamento, invece, si intervallano strati rilevatori e strati di materiale assorbitore, misurando così solo una frazione di energia. Per questo motivo, la risoluzione in energia dei calorimetri a campionamento risulta peggiore rispetto a quelli omogenei, ma i primi sono spesso utilizzati in quanto rappresentano un'alternativa più pratica e conveniente.

Il sistema di calorimetri di ATLAS, che copre la regione con $|\eta| < 4.9$, comprende le seguenti componenti con piena simmetria ϕ attorno all'asse del fascio (Fig. 2.7): il calorimetro elettromagnetico *Liquid Argon* (LAr), il calorimetro adronico *Tile Calorimeter* (TileCal), il calorimetro adronico *Hadronic End-Cap* (HEC) e il *Forward Calorimeter* (FCal).

Il calorimetro elettromagnetico LAr è diviso in una parte *barrel* per $|\eta| < 1.475$ e due componenti *Electromagnetic End-Cap* (EMEC) per $1.375 < |\eta| < 3.2$. Il calorimetro elettromagnetico è a campionamento con materiale assorbitore in piombo e argon liquido come mezzo rivelatore.

Il calorimetro adronico TileCal ($0 < |\eta| < 1.7$), diviso in una parte *barrel* e due *barrel* estese, è anche esso a campionamento, intervallando scintillatori (“*scintillator tiles*”) e materiale assorbitore in acciaio. Il calorimetro adronico è poi esteso fino a $|\eta| = 4.9$ grazie ai calorimetri a campionamento HEC, con assorbitore in rame alternato ad argon liquido, e FCal, con assorbitore in rame o tungsteno alternato ad argon liquido.

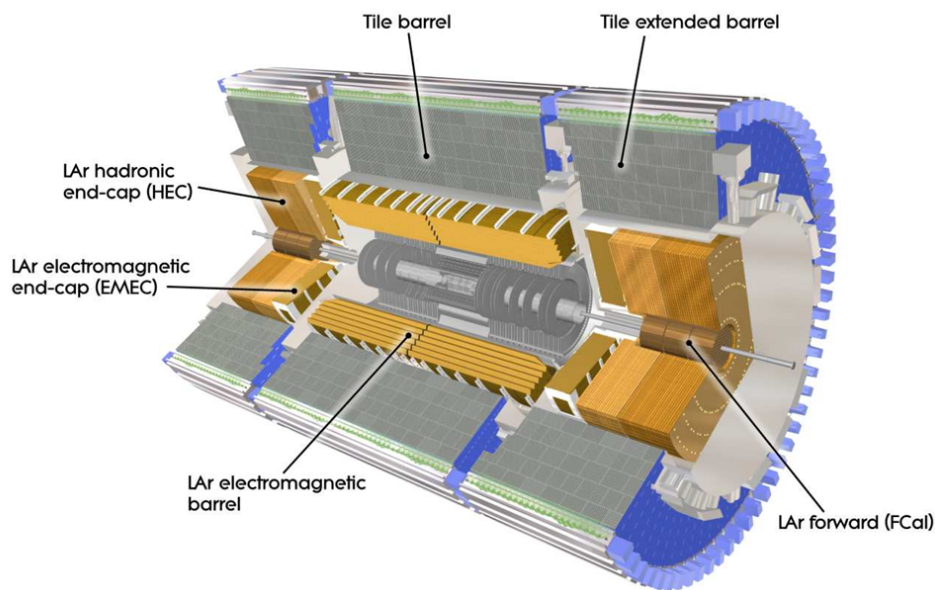


Figura 2.7: Vista di taglio dei calorimetri di ATLAS [7].

2.2.3 Spettrometro di muoni

Lo spettrometro di muoni forma la parte più esterna del rivelatore di ATLAS allo scopo di rilevare le tracce dei muoni [7]. Lo spettrometro di muoni ne misura il momento e configura anche un sistema di *trigger* veloce capace di inviare informazioni sulle tracce in alcune decine di nanosecondi dopo il passaggio della particella. Nella regione *barrel*, le tracce sono misurate in camere disposte in tre strati cilindrici attorno alla linea del fascio, mentre nelle *end-caps* le camere sono installate perpendicolarmente alla linea del fascio in strutture a ruota.

Lo spettrometro di muoni (Fig. 2.8) è dotato di due rivelatori di precisione, i *Monitored Drift Tubes* (MDT) e le *Cathode Strip Chambers* (CSC), e due camere per il *trigger*, le *Resistive Plate Chambers* (RPC) e le *Thin Gap Chambers* (TGC).

I MDT sono 380,000 tubi di alluminio larghi 3 cm, isolati tra loro e riempiti con una miscela di gas (93% Ar e 7% CO₂). Il gas viene ionizzato dalla particella incidente, rilasciando elettroni che vengono poi raccolti da un anodo centrale. I MDT forniscono il momento della particella misurando il tempo di *drift*, cioè il tempo impiegato dall'elettrone per raggiungere l'anodo. Da qui si valuta la coordinata della particella incidente e, ricostruendone la traiettoria considerando la deflessione imposta dal campo magnetico

toroidale, si stima il momento. I MDT coprono una regione con $|\eta| < 2.7$ e raggiungono una risoluzione di $80 \mu\text{m}$ per tubo o $35 \mu\text{m}$ per camera.

Nel *Run 1* e *Run 2* le camere a strisce catodiche (CSC) sono sviluppate per $2 < |\eta| < 2.7$ come *Multi-Wire Proportional Chambers* (MWPCs), con piani catodici segmentati in strisce in direzioni ortogonali di modo da misurare due coordinate: infatti, la risoluzione è di $40 \mu\text{m}$ nel piano di curvatura del fascio (definito da η) e di 5 mm nel piano trasverso (definito da ϕ). In generale, le componenti elettroniche delle MWPCs sono costituite da un anodo, composto da un piano di fili metallici paralleli ed equispaziati, compreso tra due piani catodici paralleli [3]. Gli elettroni di ionizzazione derivano verso i fili dell'anodo, seguendo lo stesso processo alla base del funzionamento dei MDT. Per ottimizzare il funzionamento delle camere di precisione, è essenziale che il loro allineamento rispetto alla traccia sia ben determinato con una precisione di $30 \mu\text{m}$.

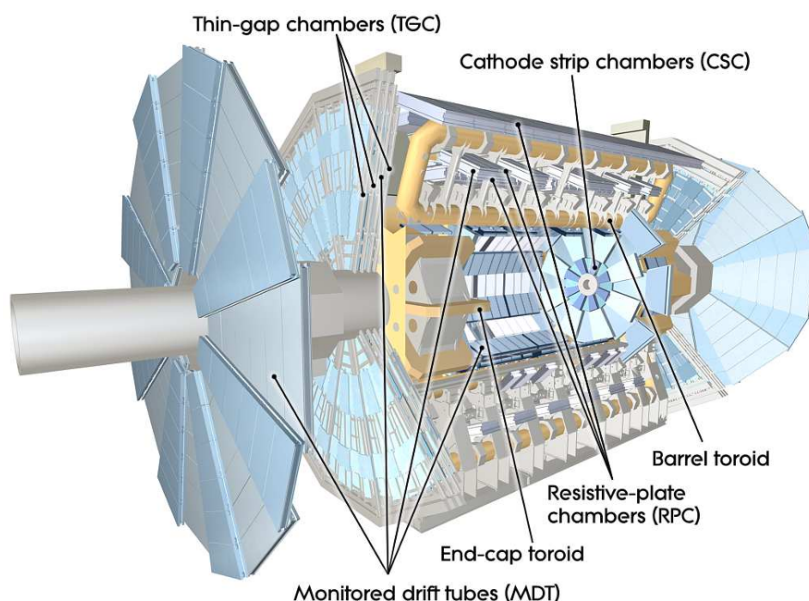


Figura 2.8: Vista di taglio dello spettrometro di muoni di ATLAS nel *Run 1* e *Run 2* [7].

Le camere per il *trigger* sono disposte nel *barrel* per $|\eta| < 1.05$ (RPC) e nelle *end-caps* per $1.05 < |\eta| < 2.4$ (TGC). Le camere a piastre resitive (RPC) sono costituite da coppie di piastre di plastica parallele separate da un volume di gas e poste a una differenza di potenziale elettrico (4.9 kV/mm). Le camere a fessura sottile (TGC) sono costituite da fili paralleli di $50 \mu\text{m}$ immersi in una miscela di gas. Per entrambe le camere, il gas viene ionizzato dai muoni incidenti, generando un segnale elettrico con un ritardo di $15\text{-}25 \text{ ns}$. Le camere di *trigger* servono ad identificare il *bunch-crossing*, forniscono una soglia ai valori di impulso trasverso e misurano la coordinata della traccia in direzione ortogonale a quella determinata dai MDT.

Infine, oltre allo spettrometro di muoni, vi sono altri tre sistemi, *L*uminosity *m*asurement *u*sing *C*erenkov *I*ntegrating *D*etector (LUCID) e *A*bsolute *L*uminosity *F*or *A*TLAS (ALFA) che determinano la luminosità inviata ad ATLAS, e *Z*ero-*D*egree *C*alorimeter (ZDC) che misura la centralità di collisioni di ioni pesanti.

2.2.4 Sistema di trigger

I sistemi di *trigger* e di acquisizione dati sono divisi in sottosistemi, ciascuno associato ad una componente del rivelatore [7; 21]. Il sistema di *trigger* nel *Run 2* si basa su due livelli, il primo *hardware* L1 e il secondo *software* HLT. I *trigger* sono necessari in quanto le collisioni *pp* ad ATLAS si verificano con un *rate* di 40 MHz, ma la frequenza disponibile di registrazione dati è circa 1 kHz.

Il primo livello L1 prende decisioni sulle selezioni da applicare ai dati in meno di $2.5 \mu\text{s}$ e riduce il *rate* di eventi da 40 MHz a 100 kHz. L1 cerca muoni, elettroni, fotoni, *jets* e tauoni a alto momento trasverso che decadono in adroni, oppure alta energia trasversa mancante E_T^{miss} . Le informazioni da cui in L1 si avviano i criteri di selezione sono prese dalle camere di *trigger* dello spettrometro di muoni e dei calorimetri. In ogni evento L1 identifica anche le *Regions of Interest* (RoIs), ovvero le coordinate in pseudorapidità η e angolo azimutale ϕ in cui si osservano caratteristiche interessanti della traccia.

Il secondo livello HLT opera, su richiesta del sistema di lettura, sugli eventi appartenenti o alle RoIs di L1 o al rivelatore intero, riducendo il *rate* di eventi a 1 kHz e processando un evento in un tempo medio di circa 235 ms al massimo della luminosità. HLT sfrutta informazioni provenienti dall'ID, oltre che dalle camere di *trigger* dei calorimetri e dello spettrometro di muoni come L1. Gli eventi selezionati vengono poi trasferiti nello spazio di archiviazione del centro di calcolo di ATLAS per l'analisi *offline*.

Capitolo 3

Analisi e risultati

Nel seguente capitolo è riportata la strategia di analisi per la ricerca di LLPs previste da modelli BSM, tramite la misura combinata della perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ nell'ID e del tempo di volo nel MS e nel TileCal. Il capitolo descrive un metodo di estrazione del fondo a partire dai dati acquisiti, in continuità con le ricerche [11] e [22].

3.1 Misure in esame

La presente analisi è svolta su una n-tupla di 250,997 entrate estratta dai dati acquisiti nell'anno 2018 del *Run 2* ad ATLAS, applicando la pre-selezione riportata in Par. 3.3. Le misure a disposizione rivelanti per l'analisi sono:

- β_{calo} , il parametro di velocità $\beta = \frac{v}{c}$ estratto da misure di tempo del TileCal;
- β_{MDT} , il parametro di velocità β estratto da misure di tempo dei MDT;
- la perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ (in $\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2$) misurata dall'*Inner Detector* normalizzata per la densità del materiale (silicio);
- la pseudorapidità η e l'angolo azimutale ϕ per determinare topologicamente l'efficienza del rivelatore;
- p_T quantità di moto (GeV) nel piano trasverso;
- MDT_{hits} , numero di *hit* (i.e. interazioni particella-rivelatore) all'interno dei MDT, con valore medio di circa 15 *hit*;
- RPC_{hits} , numero di *hit* all'interno delle RPC, con valore massimo di circa 6 *hit*.

A partire da queste misure sono stati estratti i valori di quantità di moto (GeV)

$$p = \frac{p_T}{\sin(\theta)} \quad (3.1)$$

con θ angolo polare, e di massa (GeV)

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} \quad (3.2)$$

con $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, distinguendo la massa estratta da β_{calo} e da β_{MDT} rispettivamente con m_{calo} e m_{MDT} .

3.2 Osservabili delle LLPs

Le LLPs possono viaggiare fino al MS, lasciando tracce simili a muoni, ma risultando più lente e massive [4]. Per questo motivo queste segnature si denotano come “*slow muons*” ad ATLAS, dove la ricostruzione delle loro tracce si basa sulla misura combinata della perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ nell’ID e del tempo di volo *Time of Flight* (ToF) nel MS o nel TileCal.

3.2.1 Perdita di energia di ionizzazione

La perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ è ottenuta considerando che il ToT del segnale registrato dal *Pixel detector* è approssimativamente proporzionale alla carica di ionizzazione [23]. Da $\frac{dE}{dx}$ si ricava una stima di $\beta\gamma$ secondo la seguente relazione parametrica motivata dalla formula di Bethe-Bloch (Eq. (1.15))

$$\text{MPV}_{dE/dx}(\beta\gamma) = \frac{1 + (\beta\gamma)^2}{(\beta\gamma)^2} (c_0 + c_1 \log_{10}(\beta\gamma) + c_2 [\log_{10}(\beta\gamma)]^2) \quad (3.3)$$

dove $\text{MPV}_{dE/dx}$ è il valore più probabile di dE/dx (mediato sulle misure di ogni strato del *Pixel detector*) e c_0 , c_1 e c_2 sono costanti di calibrazione. Noto $\beta\gamma$, combinato con le misure di momento, si può ottenere anche la massa da Eq. (3.2). Inoltre, $\frac{dE}{dx}$ è rappresentata da una distribuzione di Landau [12], caratterizzata da un picco stretto e una lunga coda a cui appartengono gli eventi di potenziale segnale. Quest’ultimo, quindi, essendo caratterizzato da valori elevati di $\frac{dE}{dx}$, corrisponde a particelle lente e massive, per cui β risulterà più piccolo dell’unità.

3.2.2 Tempo di volo

Alternativamente, si può pensare che un β ridotto implichi una particella lenta che impiega più tempo per raggiungere un elemento del rivelatore: si ragiona così in termini di *Time of Flight* (ToF), ovvero il tempo impiegato dalla particella per arrivare a distanza d dal punto di interazione [4]. Per questo motivo, si introduce una quantità t_0 che misura la differenza tra il tempo di volo effettivo di una particella ToF_a e il tempo di volo ToF_c di una particella alla velocità della luce c ($\beta = 1$)

$$t_0 = ToF_a - ToF_c = ToF_a - \frac{d}{c} \quad (3.4)$$

da cui

$$\beta = \frac{d}{ToF_a \cdot c} = \frac{d}{d + t_0 \cdot c} \quad (3.5)$$

Data l’ampia distanza dall’IP, il TileCal e i MDT sono rilevatori adeguati per stimare il ToF, da cui β . Questi due elementi risultano complementari in quanto i MDT, essendo parte di un tracciatore, sono caratterizzati da una risoluzione che peggiora all’aumentare dell’energia della traccia, viceversa la risoluzione dei calorimetri è migliore per tracce più energetiche.

Misure di tempo nei MDT

Nei MDT il tempo di arrivo di un *hit* t_{pulse} è dato dalla somma del tempo di *drift* e di un tempo di *offset* T_0 , dato da il ToF di un muone per raggiungere il tubo, il tempo di propagazione lungo il tubo Δt_{prop} e le latenze Δt_{el} delle componenti elettroniche [11; 24]:

$$t_{pulse} = t_{drift} + ToF_{\mu} + \Delta t_{prop} + \Delta t_{el} \quad (3.6)$$

Il tempo di *offset* T_0 è assegnato a ciascun tubo dei MDT, che quindi calcola t_{drift} come differenza tra t_{pulse} e T_0 .

Con l'algoritmo di ricostruzione "*Slow Muon*", dalle informazioni estratte dalle *hit* dei MDT si misura ToF, da cui si valuta β_{MDT} (Eq. (3.5)). La migliore stima di β_{MDT} si ottiene calibrando le misure di ToF tramite il metodo "*Z tag-and-probe*", in cui una coppia di muoni dello stesso evento viene selezionata come prodotto del decadimento del bosone Z con i seguenti requisiti: una massa invariante tale che $70 < m_{\mu\mu} < 110$ GeV, un muone "*tag*" con $p_T > 35$ GeV e un muone "*probe*" con $p_T > 25$ GeV. I muoni *probe* vengono ricostruiti dall'algoritmo *Slow Muon* per calibrare i MDT: infatti, i muoni provenienti dal decadimento di Z si muovono a velocità della luce, da cui segue che $t_0 = 0$ e $\beta = 1$ (Eq. (3.4), Eq. (3.5)). Dunque, l'idea alla base della calibrazione è di selezionare i muoni *probe* con $t_0 \leq 25$ ns e di centrare le relative distribuzioni in $t_0 = 0$, di modo che la distribuzione in β sia centrata in 1. Inoltre, poiché la calibrazione è effettuata nella regione *barrel*, si utilizzano solo i muoni *probe* con $|\eta| < 1.05$.

Dopo che i MDT sono stati calibrati, si può estrarre la miglior stima di β come media pesata delle β_i associate a ogni *hit* dei MDT

$$\beta^{-1} = \frac{\sum_i \frac{\beta_i^{-1}}{\sigma^2(\beta_i^{-1})}}{\sum_i \frac{1}{\sigma^2(\beta_i^{-1})}} \quad (3.7)$$

con N il numero di tubi MDT a distanza d_i dall'IP, β_i da Eq. (3.5) e l'incertezza $\sigma(\beta_i^{-1}) = cd_i^{-1}\sigma(t_{0,i})$. Da qui si calcola l'incertezza su β come $\sigma(\beta) = \beta^2\sigma(\beta^{-1})$ con $\sigma(\beta^{-1}) = (\sum_i \frac{1}{\sigma^2(\beta_i^{-1})})^{-1/2}$. Poiché l'incertezza su β è inversamente proporzionale alla distanza dall'IP, i MDT, come il TileCal, sono scelti in quanto riproducono una migliore risoluzione, essendo tra gli elementi più esterni del rivelatore.

Misure di tempo nel TileCal

Il TileCal ha una risoluzione temporale di circa 400 ps per depositi di energia superiori a 100 GeV [25]. Per questo motivo nel TileCal vengono prese in considerazione solo le celle, associate a una traccia nell>ID, in cui il deposito minimo di energia è di 500 MeV [22]. Anche nel TileCal si sfrutta il parametro t_0 , da cui estrapolare β_i (Eq. (3.5)). La calibrazione si basa sullo stesso criterio dei MDT, sfruttando muoni *probe* con $t_0 \leq 25$ ns e centrando le relative distribuzioni in $t_0 = 0$. Da qui β_{calo} si valuta come in Eq. (3.7), dove ogni *hit* i è riferita a una cella del calorimetro.

3.3 Selezioni sul set di dati

Il set di dati è stato ottenuto a partire da alcuni criteri di *pre-selection* riportati in [11; 22], riassunti nei seguenti punti:

- gli eventi non passano il *trigger* di E_T^{miss} ma il *trigger* di muoni;
- sono selezionati gli eventi con $E_T^{\text{miss,calo}} < 100$ GeV misurato dal sistema calorimetrico;
- le tracce candidate devono essere associate al vertice primario;
- il tracciatore ID deve avere determinate limitazioni sul numero di *hit* in ogni strato e l'incertezza sull'inverso del momento misurato deve essere $\sigma_p < 200\%$;
- la traccia deve soddisfare criteri di isolamento;
- è posto un veto sulle tracce associate ad elettroni e adroni;
- sono selezionate tracce con $p_T > 120$ GeV;
- il *range* di pseudorapidità di riferimento è $|\eta| < 1.05$, poiché si verifica un'alta efficienza di ricostruzione nella regione *barrel* del MS dove avviene la calibrazione.

In secondo luogo, nella seguente analisi i dati sono stati filtrati imponendo $0 < \beta < 2$ ¹. A partire da [11], sono stati imposti i seguenti criteri di selezione sulle *hit* dei MDT e delle RPC in base all'intervallo di η :

- per $|\eta| < 0.1$, $MDT_{\text{hits}} \geq 5$ e $RPC_{\text{hits}} \geq 0$;
- per $-0.7 < \eta < -0.4$, $MDT_{\text{hits}} \geq 5$ e $RPC_{\text{hits}} \geq 2$;
- per i valori restanti di η , $MDT_{\text{hits}} \geq 8$ e $RPC_{\text{hits}} \geq 2$.

Nella seguente analisi la regione di segnale è scelta per $\beta \leq 0.9$ e $\frac{dE}{dx} > 1.4$ MeVg⁻¹cm². In tutte le fasi dell'analisi, tranne in quella finale in cui si valuta la regione di segnale, sono stati esclusi gli eventi con $\frac{dE}{dx} > 1.4$ MeVg⁻¹cm² per evitare *bias*, come descritto in Par. 3.6.

3.4 Strategia di analisi

Nella strategia di analisi devono essere discussi i seguenti aspetti:

- per il fondo, costituito da particelle standard e di carica singola, valori anomali (alti per dE/dx e bassi per β) sono fluttuazioni casuali, per cui ci si aspetta che le variabili d'interesse non siano correlate;
- esaminate le correlazioni tra le variabili di interesse, si possono applicare dovute selezioni per definire un campione di controllo da cui estrarre il fondo, ignorando la regione di segnale;
- dopo un'opportuna normalizzazione del fondo, si può procedere con il confronto con i dati prima in regioni ausiliarie per testare il metodo, poi in regione di segnale.

¹ β può essere maggiore di uno, essendo il risultato di una misura sperimentale.

3.5 Correlazioni tra le variabili di interesse

Poiché la strategia di analisi implica più tagli in parallelo sulle misure in esame, è necessario prima legittimare queste selezioni mostrando che le variabili sono indipendenti. Segue, quindi, prima un'illustrazione degli istogrammi 1D delle variabili di interesse e poi un'analisi delle correlazioni tra le stesse.

3.5.1 Istogrammi 1D delle variabili di interesse

Si riportano in Fig. 3.1 e Fig. 3.2 gli istogrammi 1D delle variabili velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p e perdita di energia di ionizzazione dE/dx , con la selezione sulle *hit* e il taglio $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ (tranne in Fig. 3.2b per poter apprezzare la coda della distribuzione di Landau).

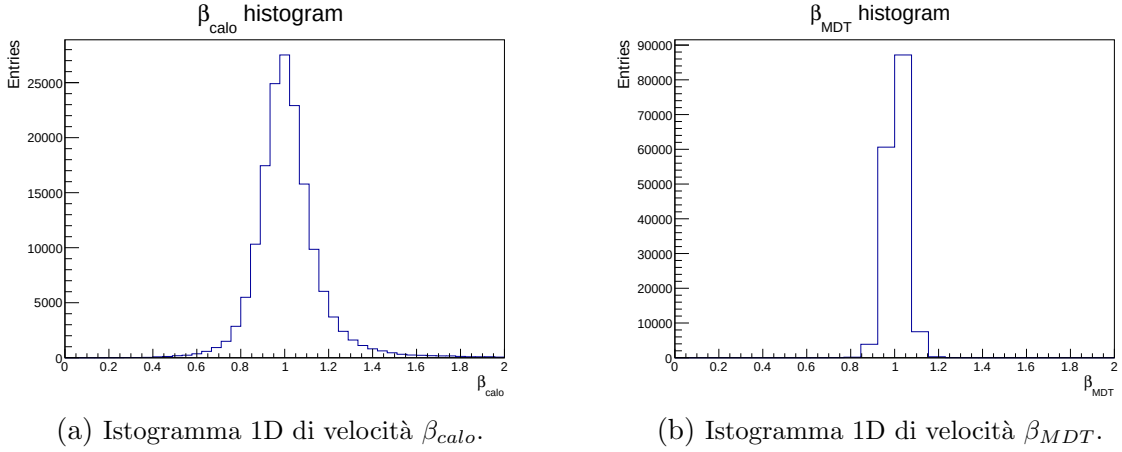


Figura 3.1: Istogrammi 1D di velocità β .

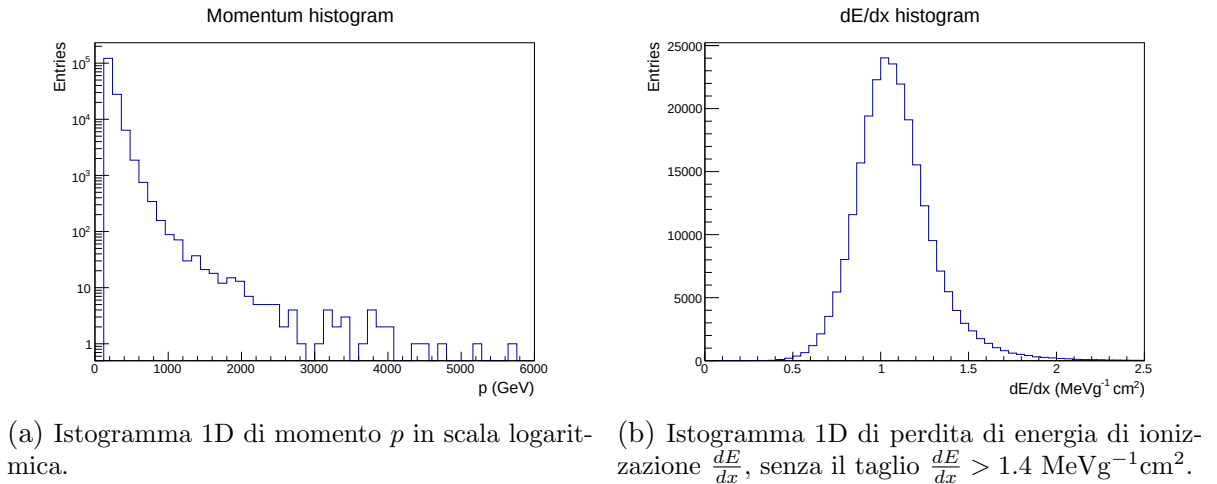


Figura 3.2: Istogrammi 1D di momento p e perdita di energia di ionizzazione dE/dx .

3.5.2 Correlazione $\beta_{calo} - \beta_{MDT}$

Innanzitutto, si verifica la correlazione tra β_{calo} e β_{MDT} . Un primo approccio è visualizzare le due misure in un istogramma 2D (Fig. 3.3), da cui si può già concludere qualitativamente che le due grandezze non sono correlate: infatti, l'istogramma si presenta semplicemente come la sovrapposizione delle due distribuzioni di β centrate in 1. Inoltre, si estrae un fattore di correlazione ² di 0.0088, corroborando la conclusione che non ci sia correlazione tra β_{calo} e β_{MDT} .

Alternativamente, si può trarre la stessa conclusione andando a sovrapporre distribuzioni in β_{MDT} ottenute selezionando diversi intervalli di valori di β_{calo} e normalizzate a 1, dato che per ogni selezione il numero di entrate differisce. Da qui si osserva (Fig. 3.4) che le distribuzioni sovrapposte presentano un buon accordo.

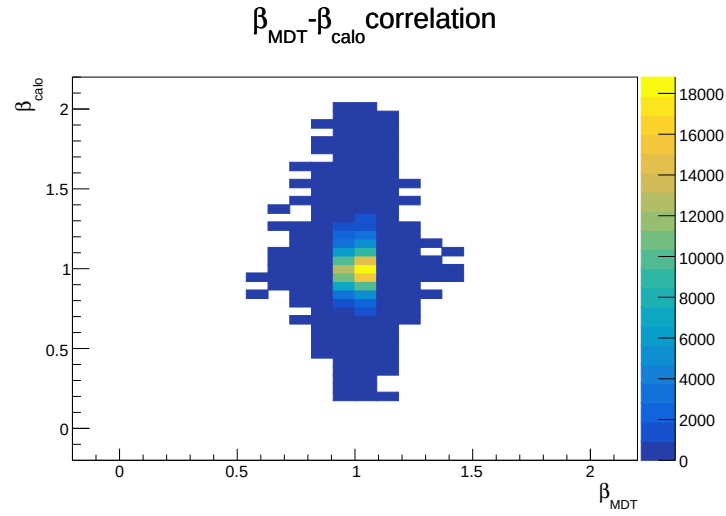


Figura 3.3: Istogramma 2D dei valori di velocità β_{calo} e β_{MDT} con numero di entrate per ogni *bin* indicate dalla scala cromatica.

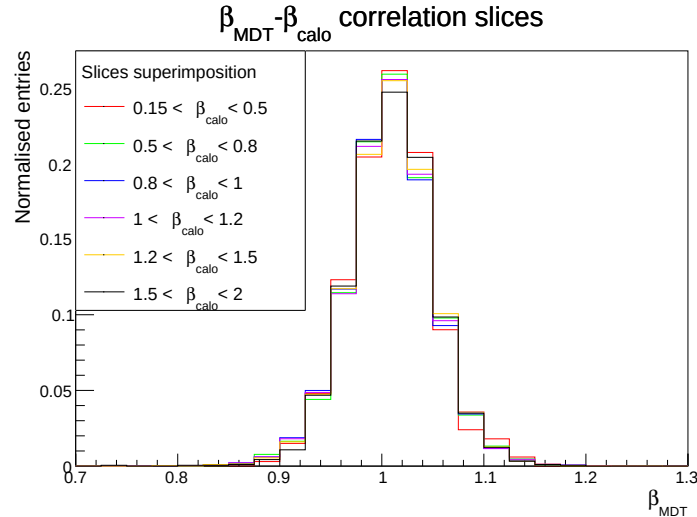
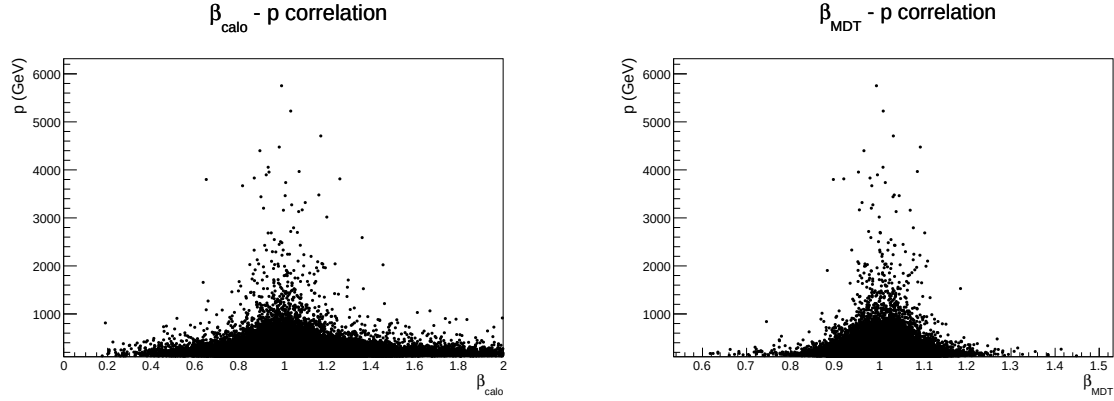


Figura 3.4: Sovrapposizione di distribuzioni normalizzate a 1 in velocità β_{MDT} per diversi tagli in velocità β_{calo} .

²Il pacchetto di analisi utilizzato è ROOT [26] in cui il fattore di correlazione viene calcolato come $\frac{Cov(x,y)}{\sigma_x \sigma_y}$, con $Cov(x,y)$ la covarianza tra x e y e $\sigma_x \sigma_y$ le RMS delle variabili.

3.5.3 Correlazione $\beta - p$

Si verifica la correlazione tra β e il momento p visualizzandoli in grafici (Fig. 3.5) da cui si estrae il fattore di correlazione: per β_{calo} e p questo risulta essere di -0.0050, mentre per β_{MDT} e p di 0.018. Si può concludere non ci sia correlazione tra β_{calo} e p e tra β_{MDT} e p .

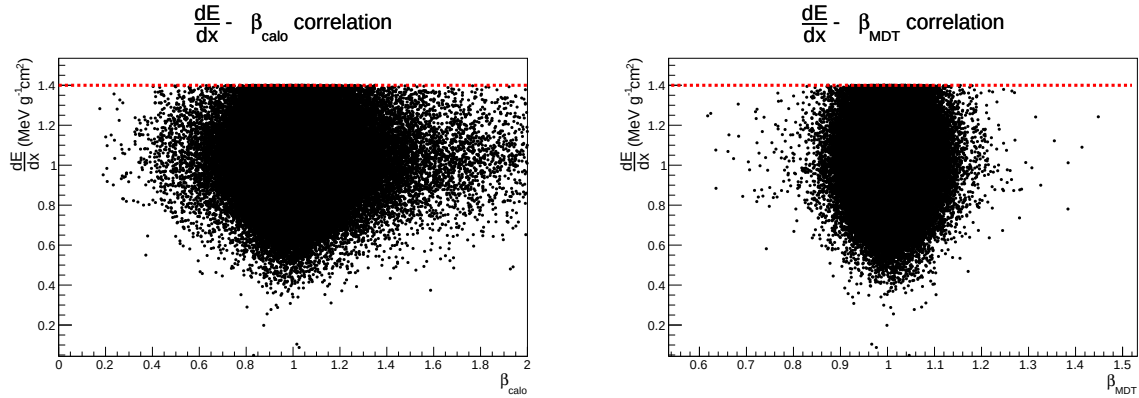


(a) Grafico di velocità β_{calo} e quantità di moto p . (b) Grafico di velocità β_{MDT} e quantità di moto p .

Figura 3.5: Correlazione tra velocità β e quantità di moto p .

3.5.4 Correlazione $\beta - \frac{dE}{dx}$

Analogamente, si verifica la correlazione tra β e la perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ visualizzandoli in grafici (Fig. 3.6) da cui estrarre il fattore di correlazione: per β_{calo} e $\frac{dE}{dx}$ questo risulta essere di -0.0025, mentre per β_{MDT} e $\frac{dE}{dx}$ di 0.0040. Si può concludere non ci sia correlazione tra β_{calo} e dE/dx e tra β_{MDT} e dE/dx .



(a) Grafico di velocità β_{calo} e perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$. (b) Grafico di velocità β_{MDT} e perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$.

Figura 3.6: Correlazione tra velocità β e perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$, con taglio per $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ (linea rossa).

3.5.5 Correlazione $p - \frac{dE}{dx}$

Infine, si verifica la correlazione tra p e $\frac{dE}{dx}$ (Fig. 3.7) estraendo un fattore di correlazione di 0.0089. Da qui si può concludere anche in questo caso che le grandezze sono indipendenti.

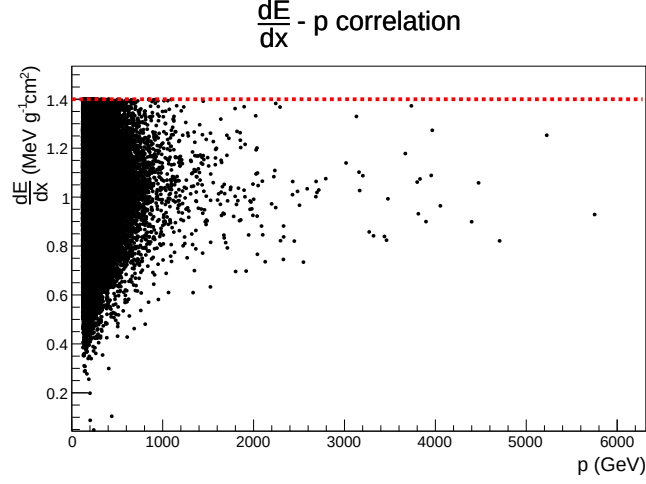


Figura 3.7: Correlazione tra quantità di moto p e perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$, con taglio per $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ (linea rossa).

L'analisi delle correlazioni è riassunta in Tab. 3.1, da cui si nota che in tutti i casi i fattori di correlazione sono < 1 .

	β_{MDT}	p (GeV)	$\frac{dE}{dx}$ ($\text{MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$)
β_{MDT}	/	0.018	0.0040
β_{calo}	0.0088	-0.0050	-0.0025
p (GeV)	/	/	0.0089

Tabella 3.1: Fattori di correlazione tra le variabili in esame (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$).

3.6 Blind analysis e regioni di interesse

La strategia di analisi adottata segue il criterio della *blind analysis*: i dati da cui poter trarre conclusioni sono ignorati fino al completamento dell'analisi stessa per rimuovere qualsiasi *bias* [27]. Infatti, non è garantito che il risultato e le misure da cui è stato ottenuto siano corretti, per cui la loro conoscenza a priori non è necessaria allo sviluppo appropriato dell'analisi. Tale criterio, già consolidato in molti esperimenti di fisica delle particelle ad alte energie come BABAR [28] e BELLE [29], tipicamente sfrutta un campione di controllo per la stima del fondo dell'analisi.

Dunque, nel presente studio, verificata l'assenza di correlazione tra le misure in esame, si possono applicare diverse selezioni per costruire un campione di controllo che caratterizzi il fondo nella regione di segnale. Per convenzione, occorre prima specificare la nomenclatura adottata per indicare le regioni di dati in cui si opera. In generale, per regione di controllo si intende la regione in cui è sicuro che il segnale sia assente e da cui, pertanto, si stima il fondo. La regione di validazione, in cui si verifica la consistenza tra dati e stime del fondo, è invece una regione intermedia, limitata da determinate selezioni nel contenere segnale di interesse. Nella regione di segnale, infine, si aspetta di poter osservare l'eccesso, oltre il fondo, di eventi di potenziale segnale dovuti alla nuova fisica. Nella presente analisi la regione di segnale è posta per $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ e per β_{calo} e β_{MDT} minori uguali di una soglia critica $\beta_{cr} = 0.9$. La regione di controllo, invece, è sicuramente priva di segnale in quanto è associata a una regione non fisica ($\beta > 1$). Inoltre, per costruire il campione di controllo occorre escludere eventi di segnale anche in base alla perdita di energia di ionizzazione, ignorando le tracce con $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$. Prima di poter applicare il campione di controllo alla regione di segnale, occorre testarlo in opportune regioni di validazione. In questo caso le regioni di validazione sono due, una con valori sia di β sia di $\frac{dE}{dx}$ non appartenenti alla regione di segnale e un'altra in cui i valori di β appartengono alla regione di segnale ma resta l'esclusione delle tracce con $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$.

Dunque, si definiscono quattro regioni (Fig. 3.8):

- “*control region*” (CR), da cui si crea il campione di controllo, con β_{calo} e β_{MDT} maggiori di 1;
- “*border region*” (BR) in cui si testa la normalizzazione (Par. 3.7.1), identificata da $\beta_{calo} < 0.9$ con $0.9 < \beta_{MDT} < 1$ e viceversa da $\beta_{MDT} < 0.9$ con $0.9 < \beta_{calo} < 1$ (con $\frac{dE}{dx} < 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$);
- “*validation region*” (VR) in cui $\beta_{calo} < 0.9$ e $\beta_{MDT} < 0.9$ (con $\frac{dE}{dx} < 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$);
- “*signal region*” (SR) in cui $\beta_{calo} < 0.9$ e $\beta_{MDT} < 0.9$ ma $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$.

Inoltre, per valutare i risultati tenendo in considerazione anche la geometria del rivelatore, ciascuna regione viene suddivisa nei seguenti intervalli simmetrici di pseudorapidità η :

- *bin* 1 per $-1.05 < \eta < -0.7$;
- *bin* 2 per $-0.7 < \eta < -0.2$;
- *bin* 3 per $-0.2 < \eta < 0.2$;

- *bin* 4 per $0.2 < \eta < 0.7$;
- *bin* 5 per $0.7 < \eta < 1.05$.

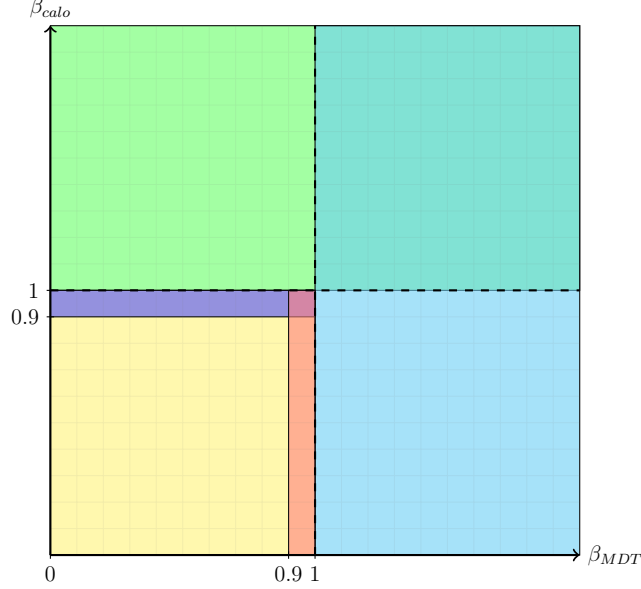


Figura 3.8: Regioni di interesse con $\frac{dE}{dx} < 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ nel piano $\beta_{MDT} - \beta_{calor}$: in azzurro e verde la CR, in giallo la VR, in blu e in arancione le BR. La regione in giallo è anche la SR per $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$.

3.7 Estrazione dei template

Verificata l'assenza di correlazione tra le misure in esame, si può concludere che gli spettri in p , β_{calor} e β_{MDT} sono universali, ovvero indipendenti dalla regione del piano in Fig. 3.8. Quindi, si possono generare randomicamente, a partire dalla regione di controllo, dei *template* da sovrapporre ai dati in regione di segnale per avere una stima del fondo. Infatti, viene prima costruito un campione di controllo di β_{calor} imponendo $\beta_{MDT} > 1$ e, viceversa, un campione di controllo di β_{MDT} imponendo $\beta_{calor} > 1$; per p , invece, si impone contemporaneamente la condizione $\beta_{calor} > 1$ e $\beta_{MDT} > 1$.

Da questi campioni di controllo, suddivisi negli intervalli di pseudorapidità η soprascritti (Par. 3.6), vengono estratti casualmente i *template*. In fase di generazione randomica si tiene conto del numero di entrate degli spettri per ogni intervallo di η : si mantengono così le stesse proporzionalità per estrarre i *template*, di modo che siano anche essi suddivisi in *bin* di η .

Dunque, si costruisce così una nuova n-tupla di 800,000 dati generati a *random*, denotati come “pseudo-dati”, composta da valori di:

- pseudo- β_{calor} , estratti dallo spettro di β_{calor} con $\beta_{MDT} > 1$;
- pseudo- β_{MDT} , estratti dallo spettro di β_{MDT} con $\beta_{calor} > 1$;
- pseudo- p , estratti dallo spettro di p con $\beta_{MDT} > 1$ e $\beta_{calor} > 1$;

- pseudo- η , generato casualmente da distribuzioni uniformi nell'intervallo di η di ciascun *bin*, di modo che ogni distribuzione di pseudo-dati sia suddivisa in *bin* di pseudo- η ;
- pseudo- m_{calo} , valore di massa estratto da pseudo- p e pseudo- β_{calo} secondo Eq. (3.2);
- pseudo- m_{MDT} , valore di massa estratto da pseudo- p e pseudo- β_{MDT} secondo Eq. (3.2).

3.7.1 Normalizzazione e validazione dei template

Prima di poter sovrapporre i *template* ai dati nella regione di segnale, occorre riscalarli per pseudo-dati per un opportuno fattore di normalizzazione: a tal scopo, torna utile il concetto di regione di validazione. Nella presente analisi, la regione in cui si valuta il fattore di normalizzazione è la regione di validazione BR. Per normalizzare i *template* si procede nel seguente modo:

- si sceglie un intervallo di pseudorapidità η in cui operare;
- si calcola N , il numero di eventi con β_{calo} e β_{MDT} tra 0.9 e 1 (BR)

$$N = \int_0^\infty \int_{0.9}^1 \int_{0.9}^1 f(p, \beta_{calo}, \beta_{MDT}) dp d\beta_{calo} d\beta_{MDT} \quad (3.8)$$

con $f(p, \beta_{calo}, \beta_{MDT})$ la distribuzione di eventi nelle tre variabili, che, in assenza di correlazioni, si può riscrivere come il prodotto dei singoli spettri $f_1(p) \times f_2(\beta_{calo}) \times f_3(\beta_{MDT})$;

- analogamente a N , si calcola P come il numero di pseudo-dati con pseudo- β_{calo} e pseudo- β_{MDT} tra 0.9 e 1;
- si valuta il fattore scala come il rapporto N/P ;
- si ripete il procedimento per ogni intervallo di pseudorapidità η .

Il fattore di normalizzazione, quindi, pur essendo valutato in una regione limitata, può essere applicato ai dati appartenenti ad altre regioni dato che gli spettri in p , β_{calo} e β_{MDT} sono universali. Infatti, i fattori scala (Tab. 3.2) ottenuti in BR sono esportabili a VR, dove continua a valere la selezione $\frac{dE}{dx} < 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$. Tuttavia, invertendo il taglio sulla perdita di energia di ionizzazione per ricostruire la regione di segnale, si devono rivalutare i fattori scala dato che in questo caso si ha meno statistica e il parametro N risulta ridotto di un fattore 10 (Par. 3.8.1).

bin di η	N	P	N/P
η_1	3409	18177	0.187
η_2	3111	13749	0.226
η_3	3152	14398	0.219
η_4	7959	36624	0.217
η_5	3506	19119	1.183

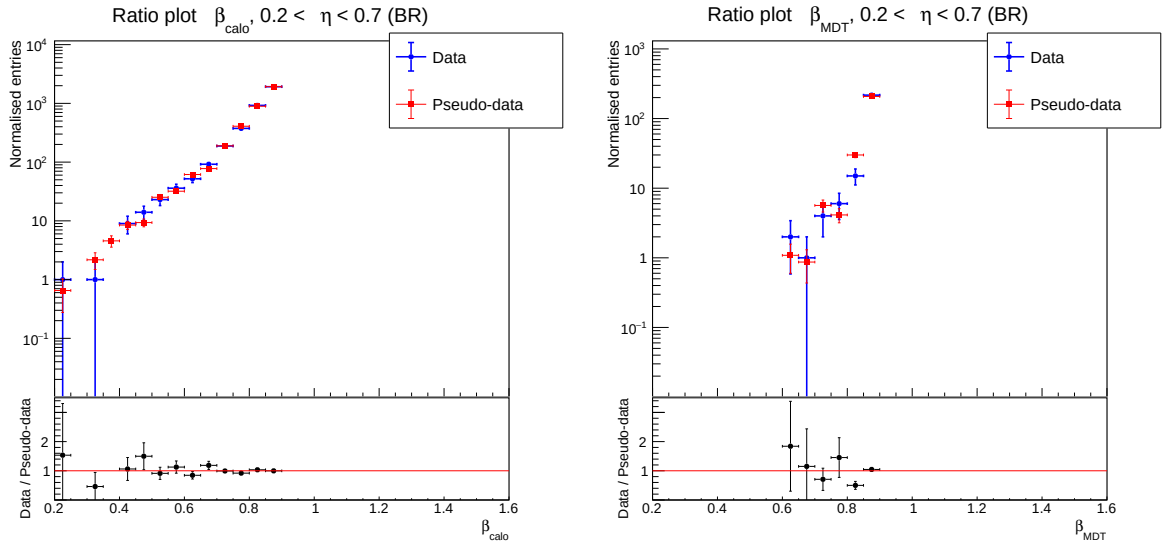
Tabella 3.2: Numero di dati N , numero di pseudo-dati P e relativi fattori scala N/P valutati in BR per ogni *bin* di pseudorapidità η .

Dunque, si testa la normalizzazione applicata ai *template* sovrapponendo dati e pseudo-dati prima in BR e poi in VR. La sovrapposizione mostra un buon accordo, che si può apprezzare dal rapporto tra dati e pseudo-dati compatibile con l'unità, come mostrato nei *ratio plot* (Fig. 3.9, Fig. 3.10, Fig. 3.11, Fig. 3.12) a fissato *bin* di η^3 .

Inoltre, si verifica che i *template* normalizzati riproducano adeguatamente le distribuzioni di dati, confrontando prima gli integrali degli istogrammi di dati e pseudo-dati e poi eseguendo un test di Kolmogorov-Smirnov ⁴ per ogni *bin* di η .

In Tab. 3.3 e Tab. 3.4, rispettivamente per BR e VR, sono riportati i risultati del confronto degli integrali di dati e pseudo-dati: trattandosi di N conteggi, ai dati viene assegnata un'incertezza statistica⁵ poissoniana $\sigma = \sqrt{N}$, mentre gli pseudo-dati fungono da valore teorico di riferimento. Ad eccezione di alcuni casi (β_{calo} nel primo e ultimo *bin* di η in Tab. 3.3 e il secondo *bin* di η in Tab. 3.4), in cui la discrepanza comunque non supera le due o tre incertezze σ , i risultati tabulati confermano entro le fluttuazioni statistiche la compatibilità tra dati e pseudo-dati osservata nei *ratio plot*. Si precisa che, all'interno dello stesso *bin* di η , nel caso della VR, in cui le selezioni in β_{calo} e β_{MDT} sono simmetriche, il valore dell'integrale resta uguale per ogni variabile in esame, mentre varia in BR dove le selezioni sono speculari ma opposte.

In Tab. 3.5 e Tab. 3.6, rispettivamente per BR e VR, si riportano i *p-value* p estratti dal test di Kolmogorov-Smirnov, ulteriore conferma della validità dei *template*. Infatti, l'ipotesi di compatibilità tra le due distribuzioni di dati e pseudo-dati può essere accettata esclusivamente se $p > 0.05$, condizione soddisfatta in tutti i casi con l'unica eccezione di β_{calo} nel quinto *bin* di η in BR. Da qui si può procedere con l'analisi della regione di segnale.



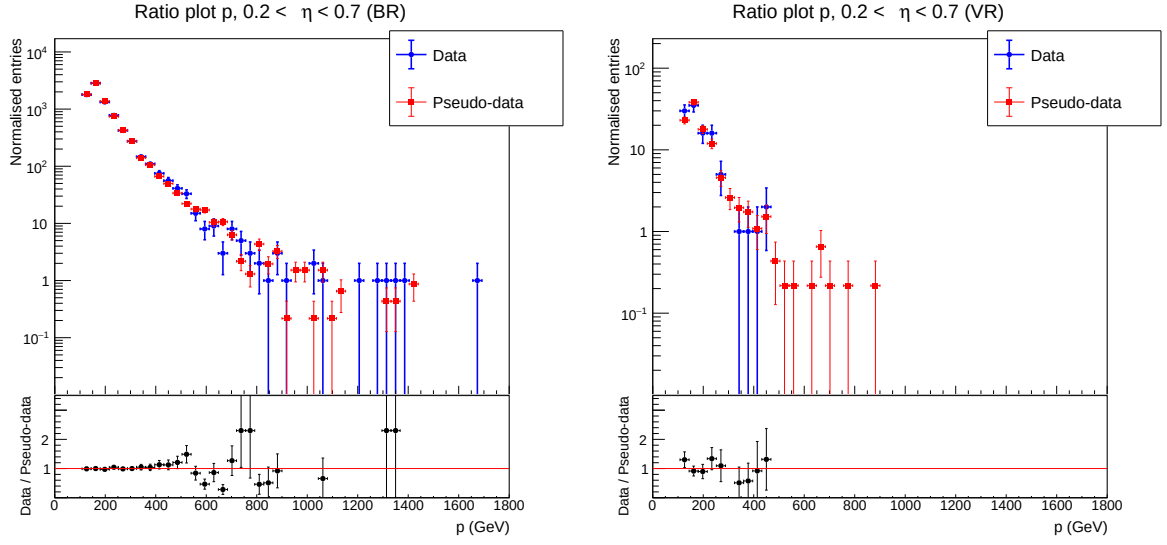
(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel quarto *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel quarto *bin* di η in BR.

Figura 3.9: *Ratio plot* di velocità β in BR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

³Si riportano ulteriori *bin* di pseudorapidità η in App. A

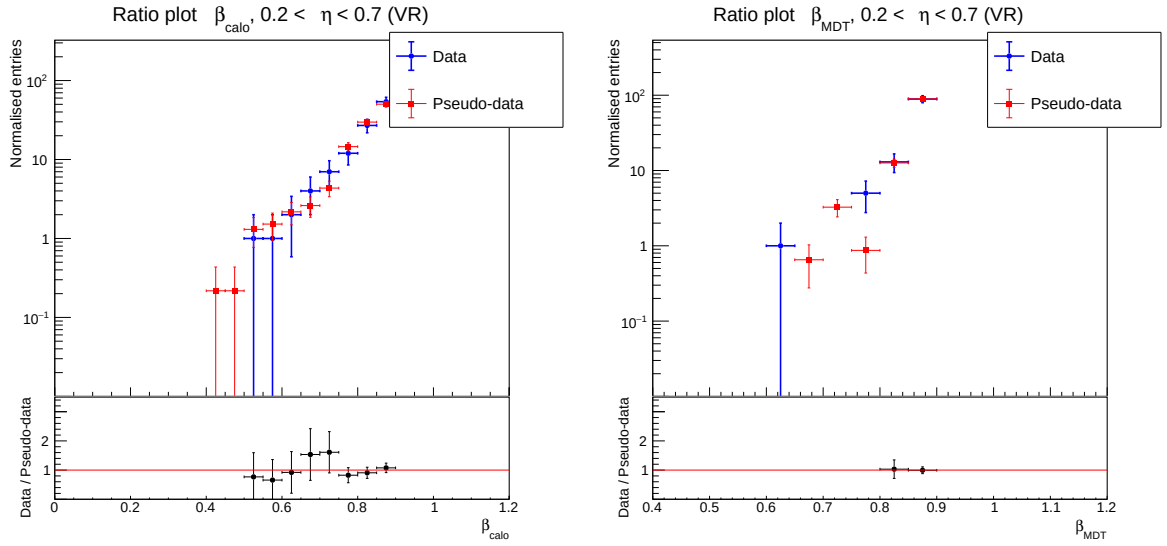
⁴In App. B si specificano le modalità del test di Kolmogorov-Smirnov, precisando i limiti dei risultati della presente analisi.

⁵Nella presente analisi non sono prese in considerazione le incertezze sistematiche, da dover invece valutare in una ricerca a più ampia scala.



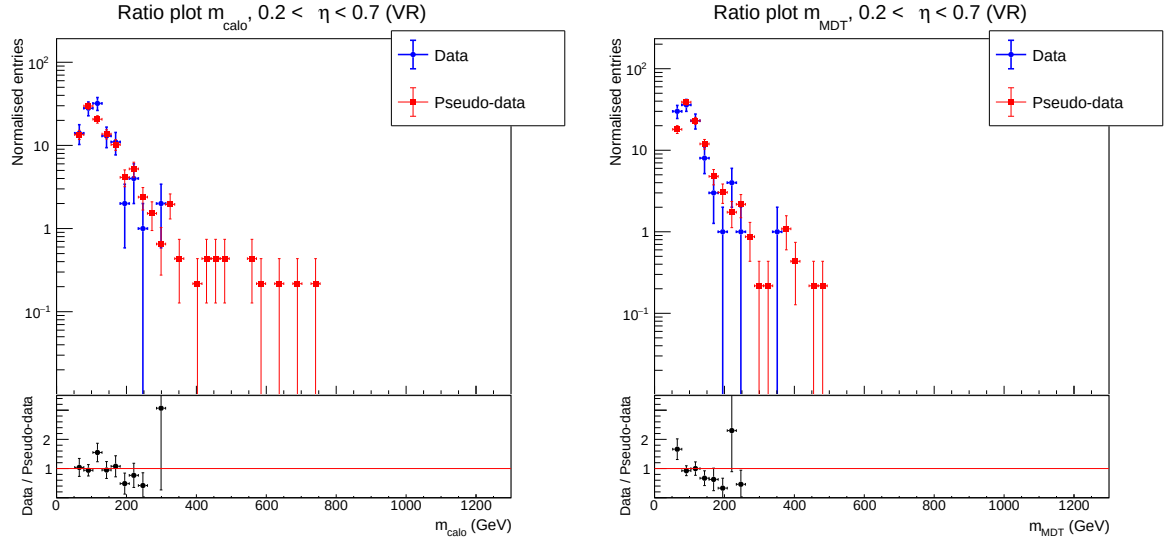
(a) *Ratio plot* di p nel quarto *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di p nel quarto *bin* di η in VR.

Figura 3.10: *Ratio plot* di quantità di moto p in BR e VR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel quarto *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel quarto *bin* di η in VR.

Figura 3.11: *Ratio plot* di velocità β in VR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.



(a) *Ratio plot* di m_{calo} nel quarto *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di m_{MDT} nel quarto *bin* di η in VR.

Figura 3.12: *Ratio plot* delle masse in VR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

Bin di η	Dati / Pseudo-dati	β_{calo}	β_{MDT}	p
η_1	$D \pm \sigma_D$	1814 ± 43	24.00 ± 5	3409 ± 58
	P	1707	21	3409
η_2	$D \pm \sigma_D$	1501 ± 39	171 ± 13	3111 ± 56
	P	1507	172	3111
η_3	$D \pm \sigma_D$	1747 ± 42	57 ± 8	3152 ± 56
	P	1762	55	3152
η_4	$D \pm \sigma_D$	3636 ± 60	245 ± 16	7959 ± 89
	P	3638	249	7959
η_5	$D \pm \sigma_D$	1801 ± 42	11 ± 3	3506 ± 59
	P	1887	11	3506

Tabella 3.3: Confronto tra gli integrali di dati (D) e pseudo-dati (P) in BR per le variabili analizzate (velocità β_{calo} e β_{MDT} e momento p) in ogni *bin* di pseudorapidità η . Ai dati (D) viene associata un'incertezza statistica poissoniana $\sigma_D = \sqrt{D}$.

Bin di η	Dati / Pseudo-dati	Numero di eventi
η_1	D $\pm \sigma_D$ P	13 ± 4 13
η_2	D $\pm \sigma_D$ P	76 ± 9 87
η_3	D $\pm \sigma_D$ P	40 ± 6 34
η_4	D $\pm \sigma_D$ P	108 ± 10 107
η_5	D $\pm \sigma_D$ P	5 ± 2 7

Tabella 3.4: Confronto tra gli integrali di dati (D) e pseudo-dati (P) in VR per ogni variabile analizzata (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , masse m_{calo} e m_{MDT}) in ogni *bin* di pseudorapidità η . Ai dati (D) viene associata un'incertezza statistica poissoniana $\sigma_D = \sqrt{D}$.

Variabile	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5
β_{calo}	1.00	0.80	0.98	1.00	0.021
β_{MDT}	1.00	1.00	0.98	0.62	0.97
p	0.70	0.37	0.22	0.91	1.00

Tabella 3.5: *P-value* dal test di Kolmogorov-Smirnov in BR per ogni variabile analizzata (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p) in ogni *bin* di pseudorapidità η .

Variabile	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5
β_{calo}	0.93	1.00	0.96	1.00	0.96
β_{MDT}	1.00	0.64	1.00	1.00	0.99
p	0.27	0.93	0.60	0.85	0.62
m_{calo}	0.98	0.99	0.93	0.41	0.41
m_{MDT}	0.10	1.00	0.53	0.22	0.15

Tabella 3.6: *P-value* dal test di Kolmogorov-Smirnov in VR per ogni variabile analizzata (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , masse m_{calo} e m_{MDT}) in ogni *bin* di pseudorapidità η .

3.8 Regione di segnale

3.8.1 Normalizzazione

Nella regione di segnale, in cui si inverte il taglio sulla perdita di energia di ionizzazione ($\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$), si rivaluta il fattore di normalizzazione a causa della ridotta statistica. Si adotta lo stesso procedimento in Par. 3.7.1, ma valutando una *border region* con $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$. In questo modo, si ottengono i fattori scala riportati in Tab. 3.7, ridotti di un fattore 10 rispetto a Tab. 3.2.

bin di η	N	P	N/P
η_1	262	18,079	0.0145
η_2	293	13,808	0.0212
η_3	259	14,365	0.0180
η_4	653	36,351	0.0180
η_5	237	18,748	0.0126

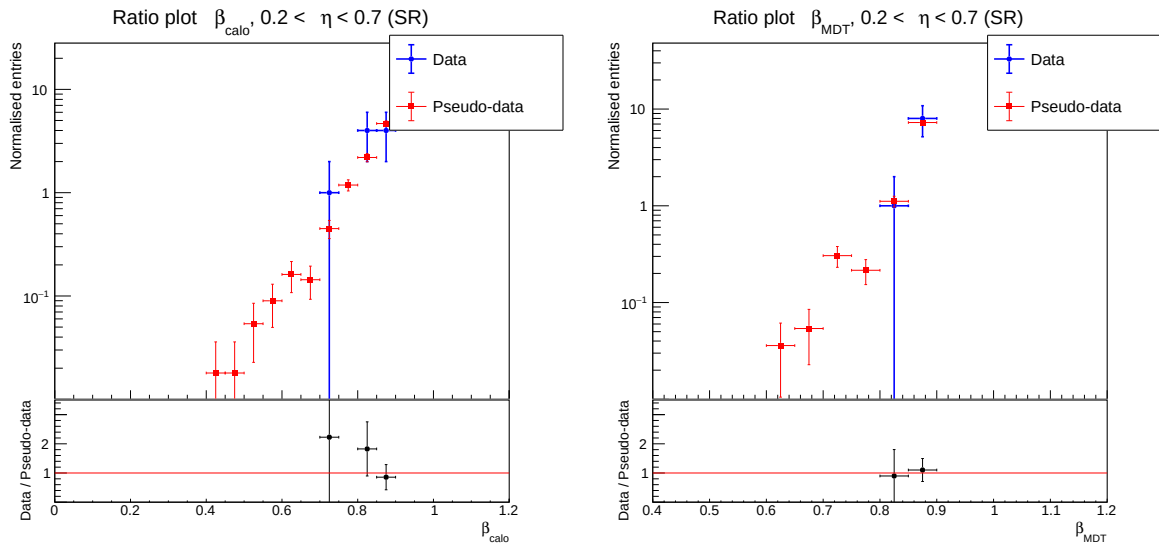
Tabella 3.7: Numero di dati N , numero di pseudo-dati P e relativi fattori scala N/P valutati in BR con $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ per ogni *bin* di pseudorapidità η .

3.8.2 Confronto con i template

Come ultimo passaggio della *blind analysis* si può analizzare la regione di segnale, finora ignorata per evitare *bias*. Si procede con la sovrapposizione di dati e pseudo dati in SR, visualizzata in *ratio plot* per ogni variabile in esame e con *bin* di η fissato (Fig. 3.13, Fig. 3.14, Fig. 3.15). Pur avendo una statistica molto ridotta, si osserva che il rapporto di dati e pseudo-dati è compatibile con l'unità e che i *template* riproducono il fondo delle distribuzioni di dati anche in questa regione. Coerentemente con le analisi già svolte sui dati del *Run 2* [22], non si osservano picchi di segnale che superano il fondo.

Anche in questa regione si confrontano gli integrali degli istogrammi di dati e pseudo-dati (Tab. 3.8) e si esegue un test di Kolmogorov-Smirnov (Tab. 3.9) per ogni *bin* di η . In Tab. 3.8 ai dati viene associata un'incertezza statistica poissoniana e si riporta un'unica colonna per tutte le variabili in esame, in quanto il risultato degli integrali è identico per ognuna come in VR. I risultati in Tab. 3.8 confermano entro le fluttuazioni statistiche la compatibilità tra dati e pseudo-dati, ad eccezione del secondo *bin* di η in cui la discrepanza comunque non supera le tre incertezze σ . L'incompatibilità nel secondo *bin* di η è attesa in SR in quanto già si osserva in VR (Tab. 3.4). Inoltre, questo intervallo di η presenta un calo nella distribuzione di MDT_{hits} dovuto a problemi nell'algoritmo di ricostruzione non ancora spiegati [11; 30]. Dunque, i risultati restano soddisfacenti considerando anche che, ignorando per semplicità le incertezze sistematiche, l'errore totale è sottostimato. Dalla tabella Tab. 3.8, inoltre, si nota che la statistica è molto ridotta in regione di segnale: in particolare si ha una sola entrata nel primo *bin* di η e zero nell'ultimo. In SR nel quinto *bin* di η , infatti, il test di Kolmogorov-Smirnov restituisce un *p-value* nullo in assenza di eventi. Inoltre, il test di Kolmogorov-Smirnov fallisce unicamente per m_{MDT} nel secondo *bin* di η . Da qui si può concludere che queste verifiche, nonostante la scarsa statistica e il secondo *bin* di η , confermano l'accordo già osservato nei *ratio plot*.

Infine, è stata ricostruita la regione di segnale totale sommando i dati e i *template* in ogni *bin* di η (Fig. 3.16, Fig. 3.17 Fig. 3.18). Da qui osserva come, nella regione di ricerca del segnale (i.e. $\beta \leq 0.9$, $m > 200$ GeV), non ci siano picchi che superano il fondo dei *template*, registrando in alcuni casi una totale assenza di eventi.



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel quarto *bin* di η in SR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel quarto *bin* di η in SR.

Figura 3.13: *Ratio plot* di velocità β in SR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

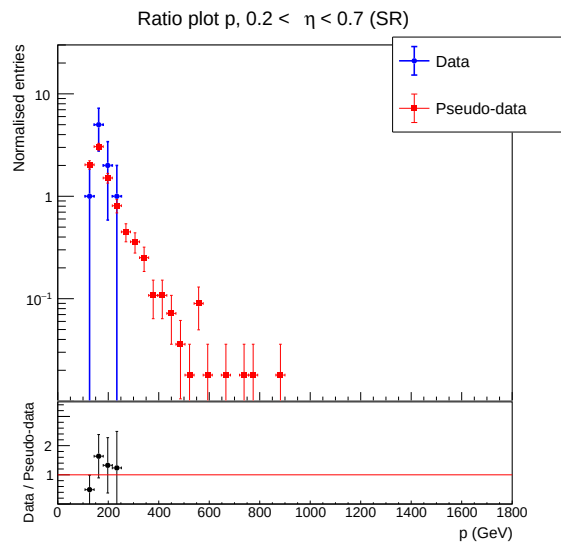
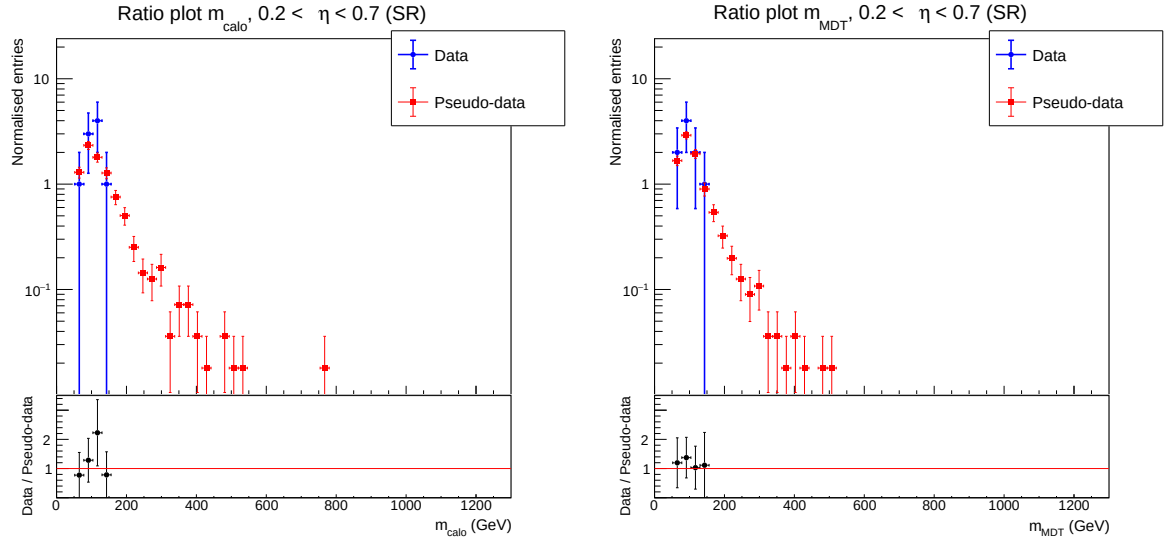


Figura 3.14: *Ratio plot* di quantità di moto p nel quarto *bin* di pseudorapidità η in SR in scala logaritmica.



(a) *Ratio plot* di m_{calo} nel quarto *bin* di η in SR. (b) *Ratio plot* di m_{MDT} nel quarto *bin* di η in SR.

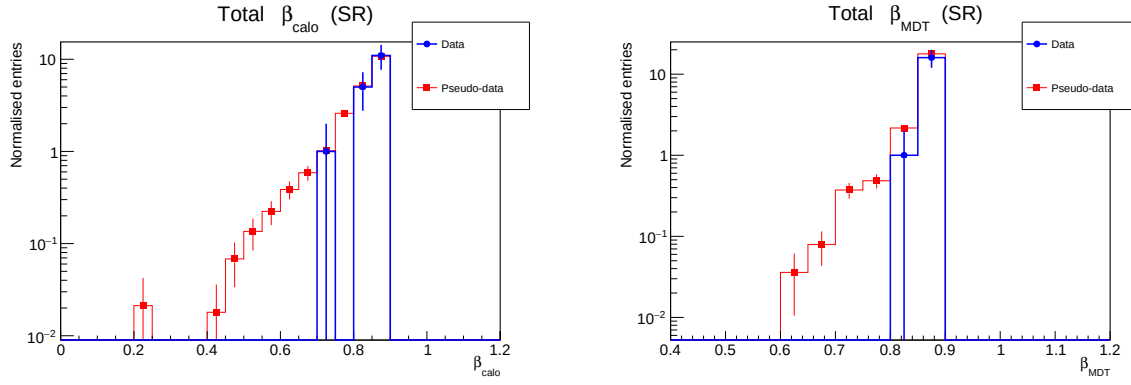
Figura 3.15: *Ratio plot* delle masse in SR nel quarto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

Bin di η	Dati / Pseudo-dati	Numero di eventi
η_1	$D \pm \sigma_D$ P	1 ± 1 1
η_2	$D \pm \sigma_D$ P	3 ± 2 8
η_3	$D \pm \sigma_D$ P	4 ± 2 3
η_4	$D \pm \sigma_D$ P	9 ± 3 9
η_5	$D \pm \sigma_D$ P	0 ± 1 0

Tabella 3.8: Confronto tra gli integrali di dati (D) e pseudo-dati (P) in SR per le variabili analizzate (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , masse m_{calo} e m_{MDT}) in ogni *bin* di pseudorapidità η . Ai dati (D) viene associata un'incertezza statistica poissoniana $\sigma_D = \sqrt{D}$.

Variabile	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5
β_{calo}	0.87	0.49	0.99	1.00	0
β_{MDT}	1.00	1.00	1.00	1.00	0
p	0.84	0.52	0.98	0.95	0
m_{calo}	0.96	0.21	0.94	0.48	0
m_{MDT}	0.96	0.030	0.93	0.95	0

Tabella 3.9: *P-value* dal test di Kolmogorov-Smirnov in SR per le variabili analizzate (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , masse m_{calo} e m_{MDT}) in ogni *bin* di pseudorapidità η .



(a) Sovrapposizione di dati e pseudo-dati per β_{calo} in SR su tutti i *bin* di η . (b) Sovrapposizione di dati e pseudo-dati per β_{MDT} in SR su tutti i *bin* di η .

Figura 3.16: Sovrapposizione di dati e pseudo-dati di velocità β in SR su tutti i *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

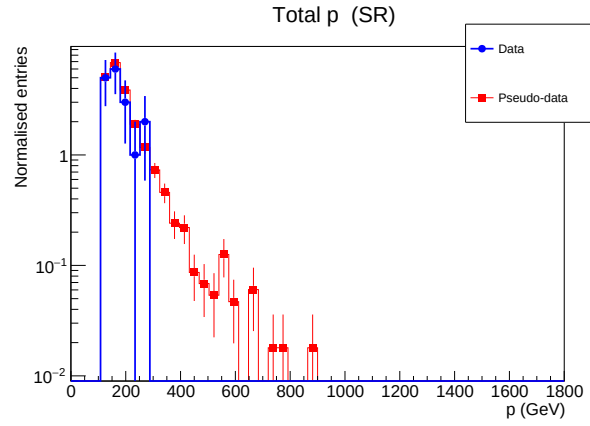
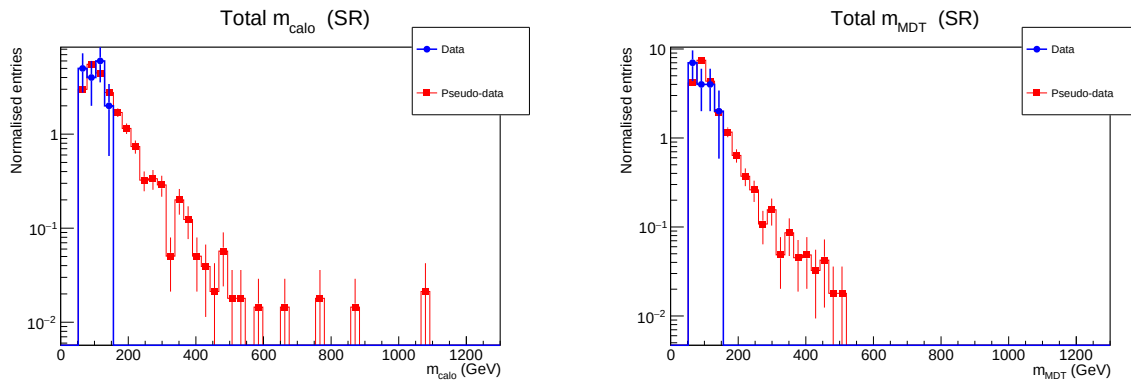


Figura 3.17: Sovrapposizione di dati e pseudo-dati di quantità di moto p in SR su tutti i *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.



(a) Sovrapposizione di dati e pseudo-dati per m_{calo} in SR su tutti i *bin* di η . (b) Sovrapposizione di dati e pseudo-dati per m_{MDT} in SR su tutti i *bin* di η .

Figura 3.18: Sovrapposizione di dati e pseudo-dati delle masse in SR su tutti i *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

Conclusioni

Il presente elaborato si occupa di ricerca di particelle massive cariche con vita media lunga (LLPs) previste da teorie oltre il Modello Standard, tramite misure di tempo di volo e di perdita di energia di ionizzazione. L'analisi, svolta su dati acquisiti in collisioni pp presso LHC dall'esperimento ATLAS nell'anno 2018 del *Run 2* con luminosità integrata di 60 fb^{-1} ed energia del centro di massa $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, adotta il criterio della *blind analysis*. La regione di segnale, infatti, è stata ignorata fino al completamento dell'analisi stessa, per evitare potenziali *bias* in fase di verifica delle correlazioni tra le misure in esame e in fase di generazione dei *template* di caratterizzazione del fondo.

In primo luogo, si è verificato che non ci sia correlazione tra le seguenti coppie di variabili: tra le velocità β_{calo} e β_{MDT} , tra le β e il momento p , tra le β e la perdita di energia di ionizzazione $\frac{dE}{dx}$ e tra p e $\frac{dE}{dx}$. Assumendo che le variabili siano indipendenti, si procede all'applicazione di una serie di selezioni per l'estrazione dei *template* di pseudo-dati da un campione di controllo. Gli spettri ottenuti in pseudo- β_{calo} , pseudo- β_{MDT} e pseudo- p sono stati normalizzati per un'adeguata sovrapposizione tra dati e pseudo-dati. Il processo di normalizzazione è stato verificato sia nella regione da cui si valutano i fattori scala sia in una regione di validazione. La sovrapposizione di dati e pseudo-dati è stata visualizzata in *ratio plot* e la compatibilità tra le due distribuzioni è stata verificata sia con il calcolo dei relativi integrali sia con i test di Kolmogorov-Smirnov.

Infine, si è proceduto all'analisi della regione di segnale, identificata per $\beta \leq 0.9$ e $\frac{dE}{dx} > 1.4 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$, sovrapponendo ai relativi eventi i *template*. Questi ultimi riproducono adeguatamente il fondo degli eventi in regione di segnale, come si può evincere dall'accordo tra le distribuzioni di dati e pseudo-dati osservato nei *ratio plot* e dalla compatibilità degli integrali e dei test di Kolmogorov-Smirnov. Inoltre, sono stati valutati gli spettri in massa, calcolata come $m = p/(\beta\gamma)$, considerando possibili eventi di segnale per $m > 200 \text{ GeV}$. Coerentemente con le analisi già svolte sui dati del *Run 2*, non si osservano picchi di segnale che superano il fondo. Dunque, si può concludere che il canale di analisi, sviluppato e testato su un campione limitato, risulta validato e applicabile al set di dati completo di *Run 2* e *Run 3*.

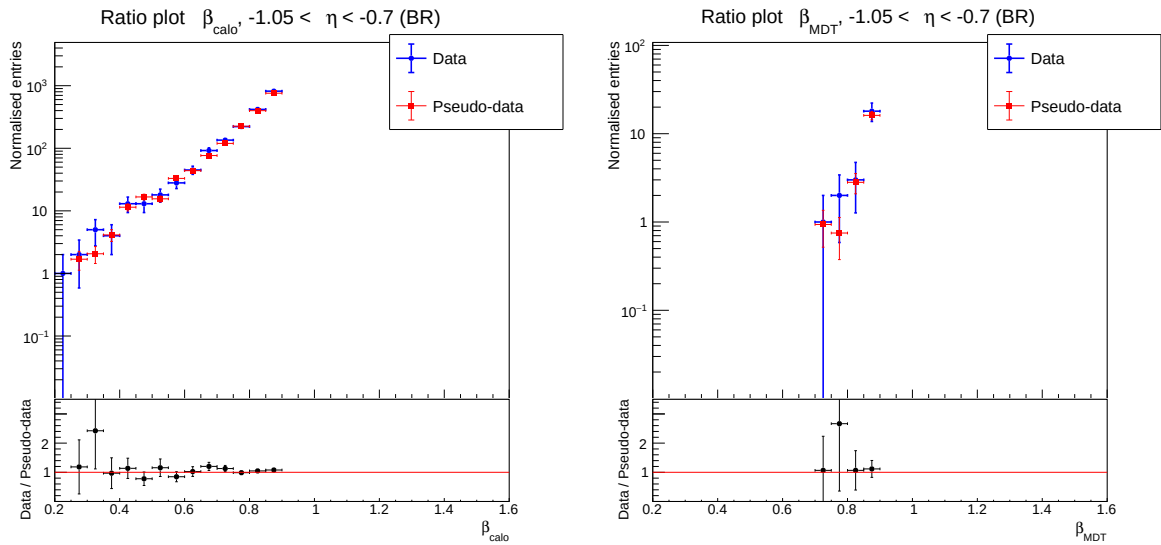
Appendice A

Ulteriori bin di pseudorapidità

Nella seguente appendice sono riportati i *ratio plot* nelle variabili velocità β_{calo} e β_{MDT} e quantità di moto p per ulteriori *bin* di pseudorapidità η in BR, VR e SR.

A.1 Border region

Primo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel primo *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel primo *bin* di η in BR.

Figura A.1: *Ratio plot* di velocità β in BR nel primo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

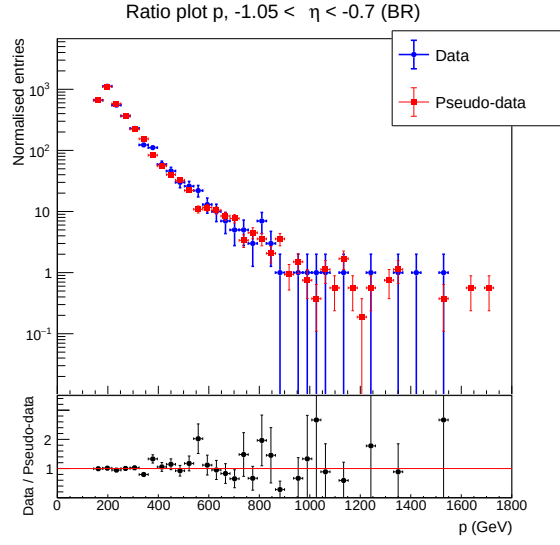
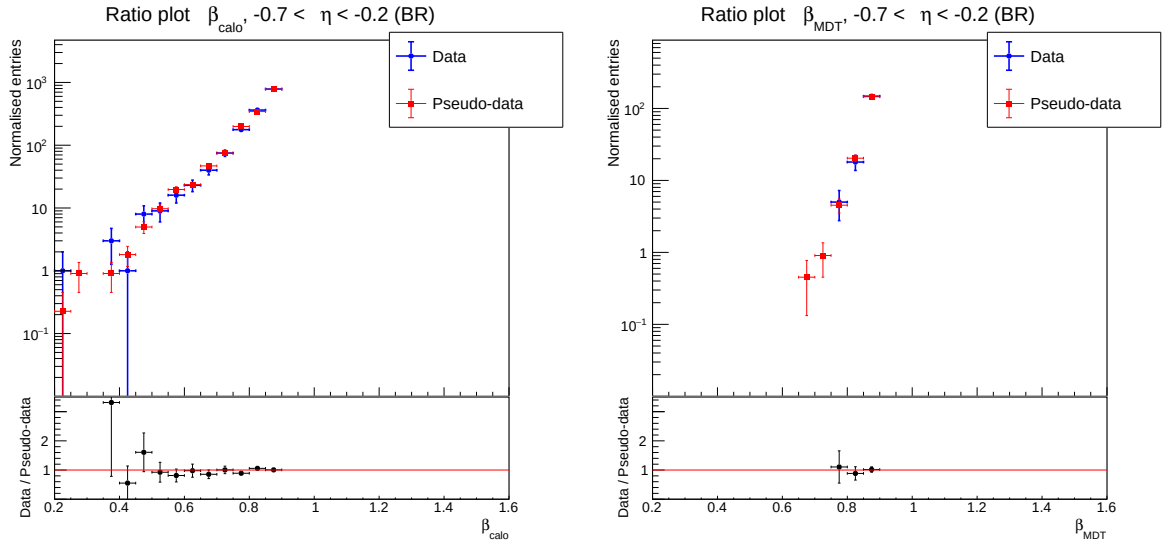


Figura A.2: *Ratio plot* di quantità di moto p nel primo *bin* di pseudorapidità η in BR.

Secondo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel secondo *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel secondo *bin* di η in BR.

Figura A.3: *Ratio plot* di velocità β in BR nel secondo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

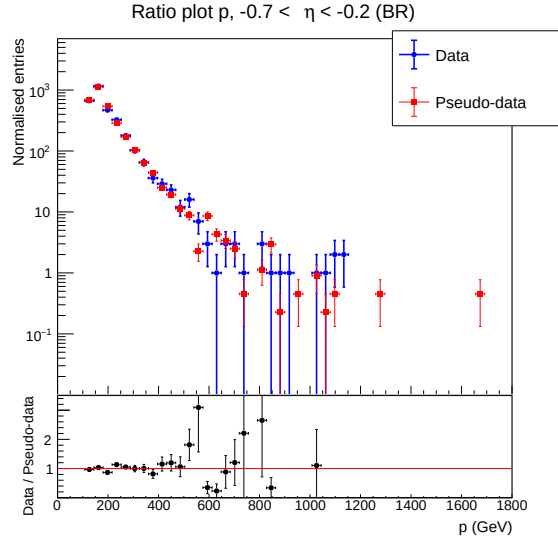
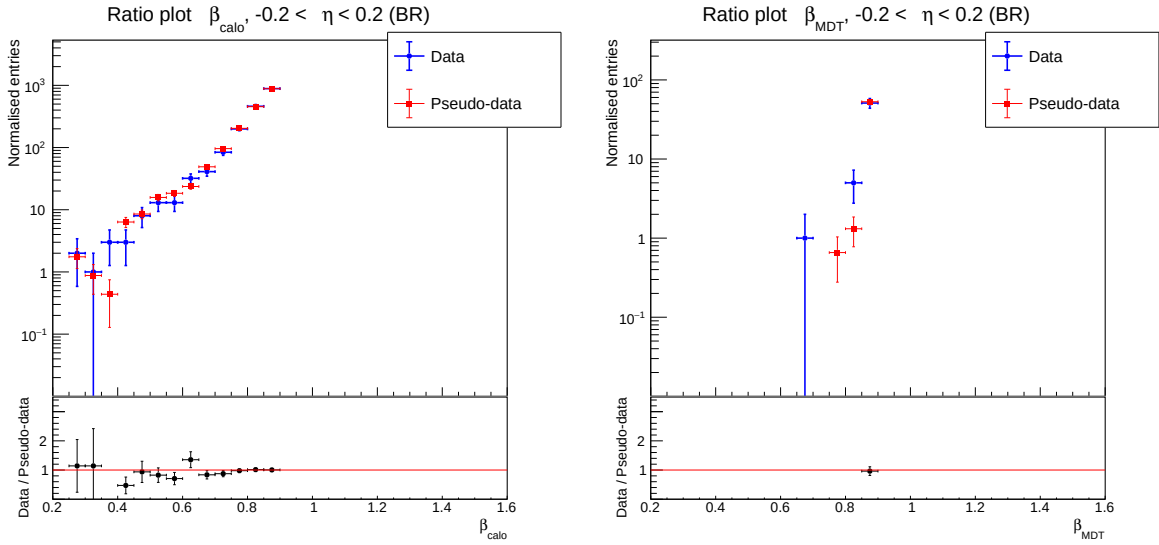


Figura A.4: *Ratio plot* di quantità di moto p nel secondo *bin* di pseudorapidità η in BR.

Terzo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel terzo *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel terzo *bin* di η in BR.

Figura A.5: *Ratio plot* di velocità β in BR nel terzo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

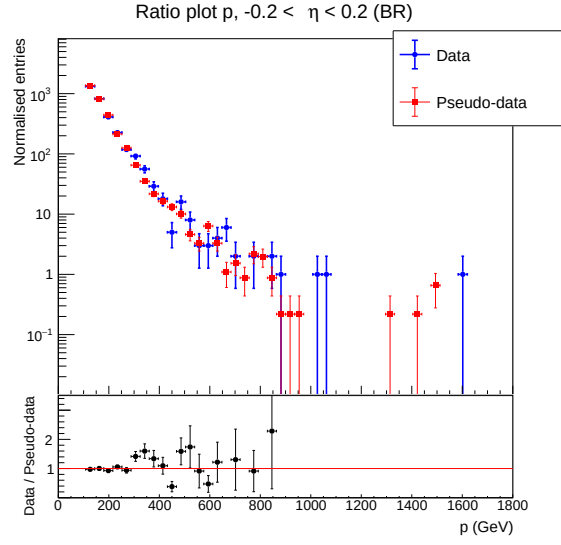
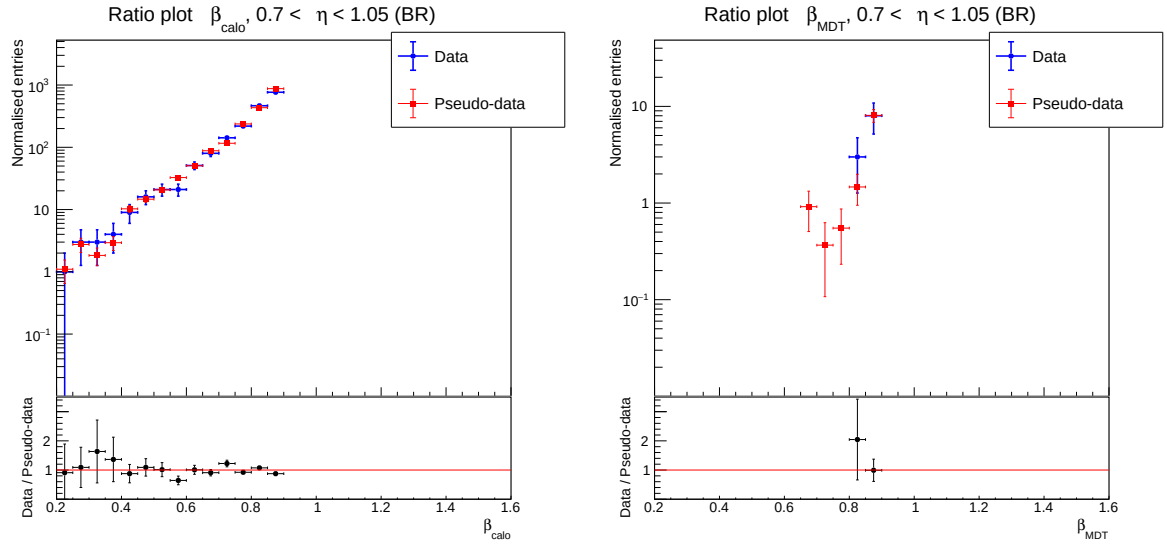


Figura A.6: *Ratio plot* di quantità di moto p nel terzo *bin* di pseudorapidità η in BR.

Quinto bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel quinto *bin* di η in BR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel quinto *bin* di η in BR.

Figura A.7: *Ratio plot* di velocità β in BR nel quinto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

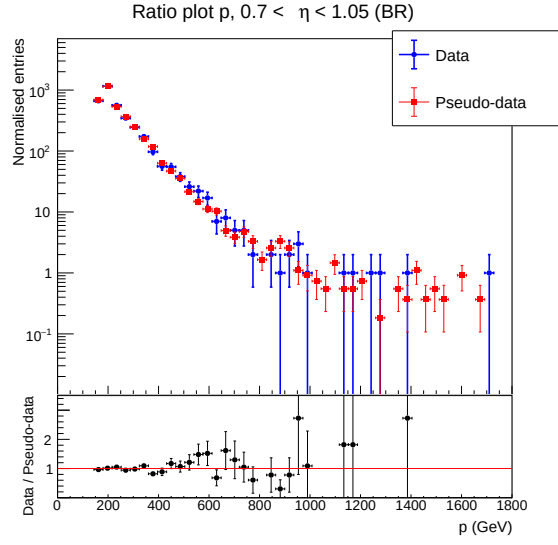
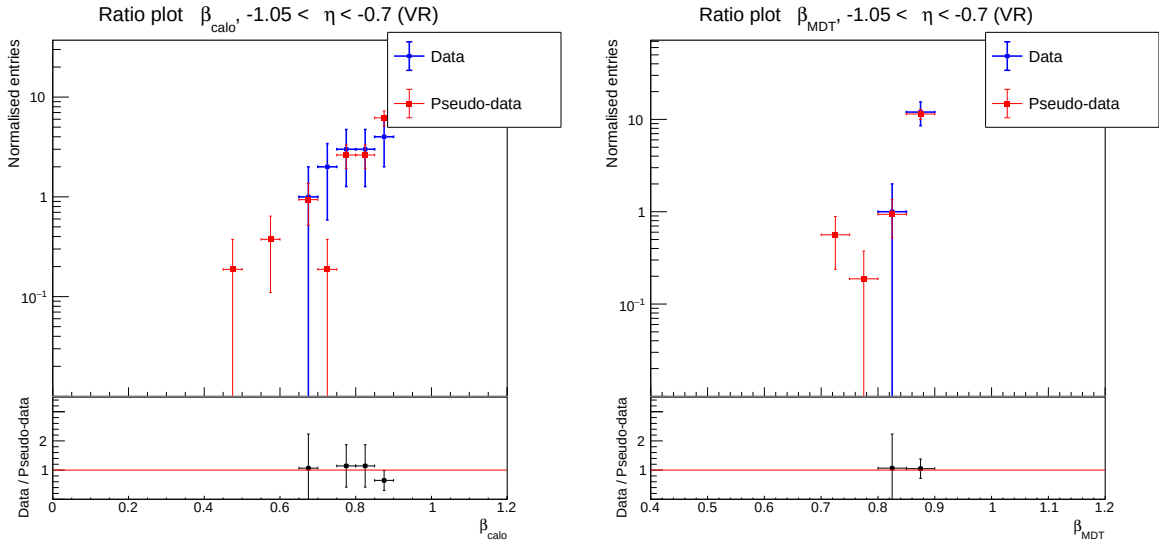


Figura A.8: *Ratio plot* di quantità di moto p nel quinto *bin* di pseudorapidità η in BR.

A.2 Validation region

Primo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel primo *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel primo *bin* di η in VR.

Figura A.9: *Ratio plot* di velocità β in VR nel primo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

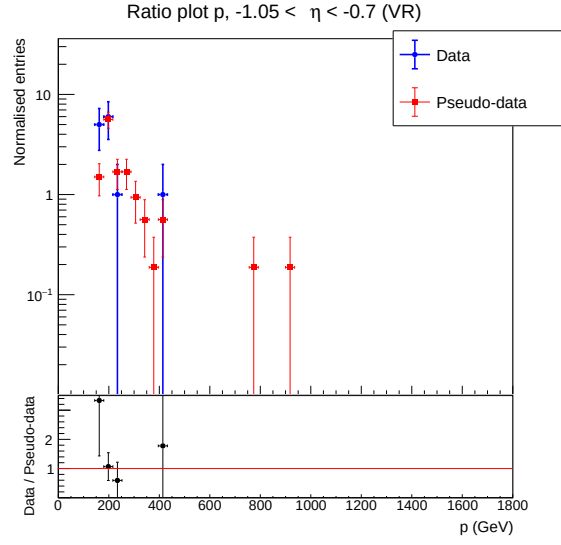
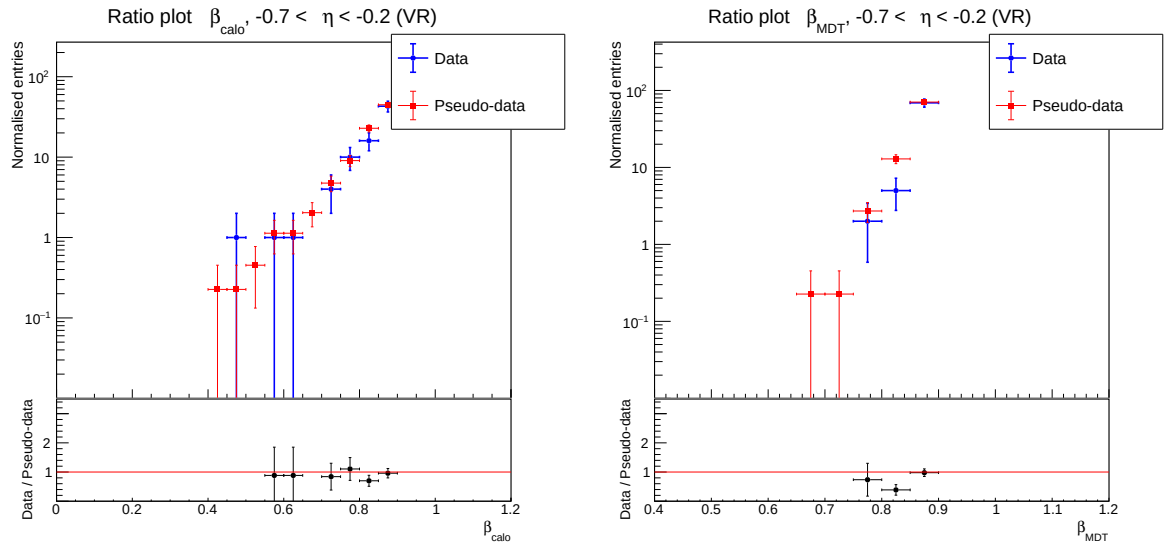


Figura A.10: *Ratio plot* di quantità di moto p nel primo *bin* di pseudorapidità η in VR.

Secondo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel secondo *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel secondo *bin* di η in VR.

Figura A.11: *Ratio plot* di velocità β in VR nel secondo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

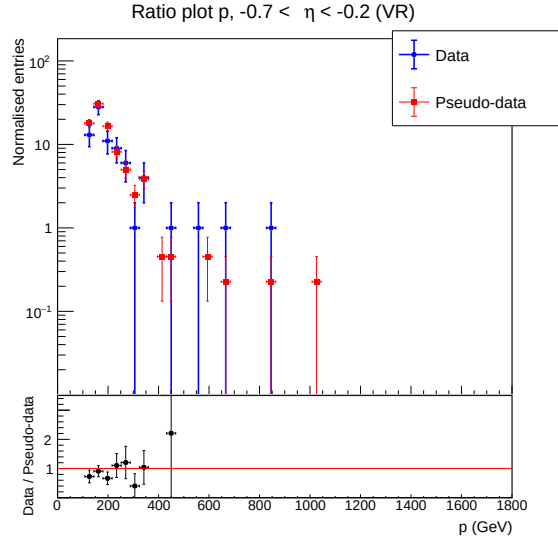
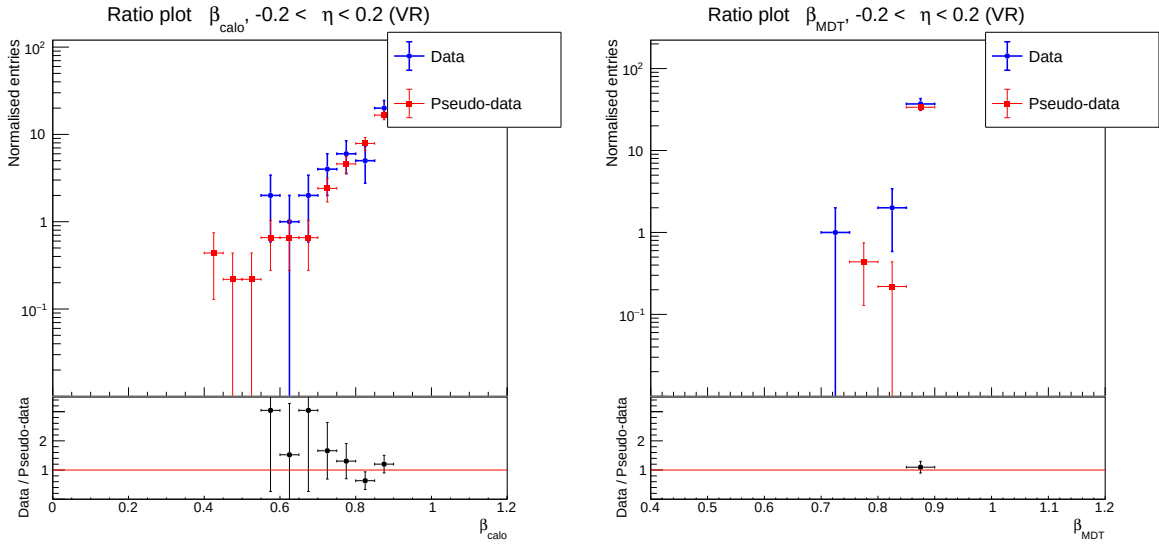


Figura A.12: *Ratio plot* di quantità di moto p nel secondo *bin* di pseudorapidità η in VR.

Terzo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel terzo *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel terzo *bin* di η in VR.

Figura A.13: *Ratio plot* di velocità β in VR nel terzo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

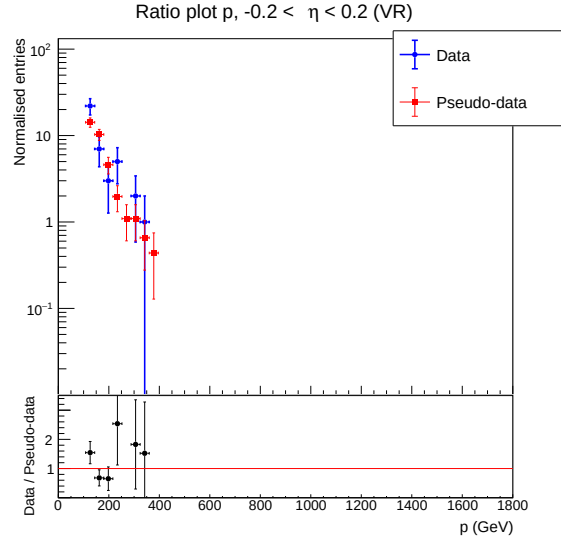
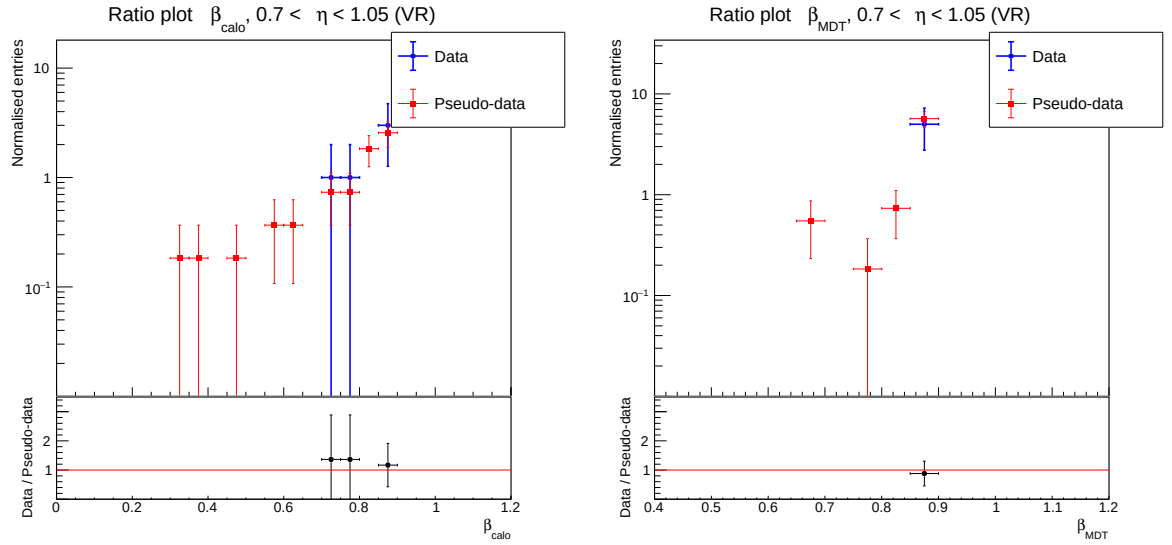


Figura A.14: *Ratio plot* di quantità di moto p nel terzo *bin* di pseudorapidità η in VR.

Quinto bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel quinto *bin* di η in VR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel quinto *bin* di η in VR.

Figura A.15: *Ratio plot* di velocità β in VR nel quinto *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

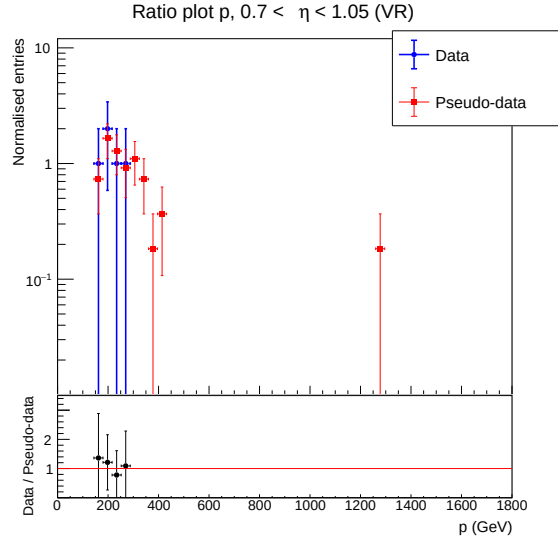
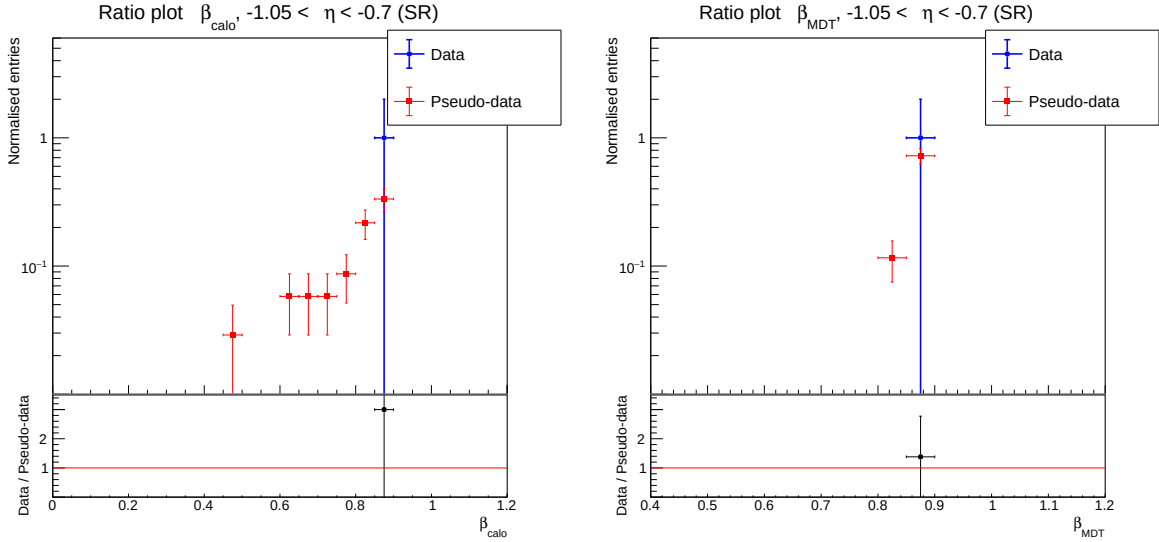


Figura A.16: *Ratio plot* di quantità di moto p nel quinto *bin* di pseudorapidità η in VR.

A.3 Signal region

Primo bin di η

In regione di segnale il primo *bin* di η presenta un solo evento e in Fig. A.18 non vi è un punto di *ratio* in quanto fuori *range* (rapporto pari a 10).



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel primo *bin* di η in SR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel primo *bin* di η in SR.

Figura A.17: *Ratio plot* di velocità β in SR nel primo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

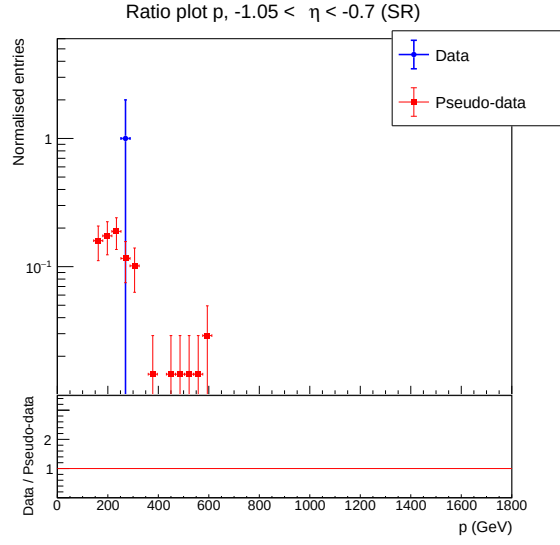
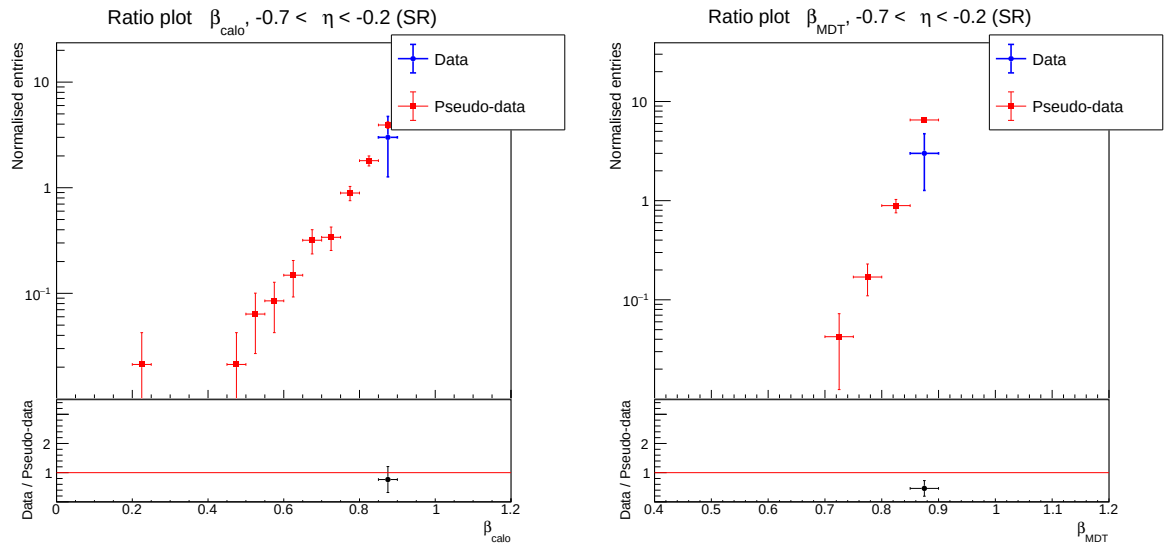


Figura A.18: *Ratio plot* di quantità di moto p nel primo *bin* di pseudorapidità η in SR.

Secondo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel secondo *bin* di η in SR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel secondo *bin* di η in SR.

Figura A.19: *Ratio plot* di velocità β in SR nel secondo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

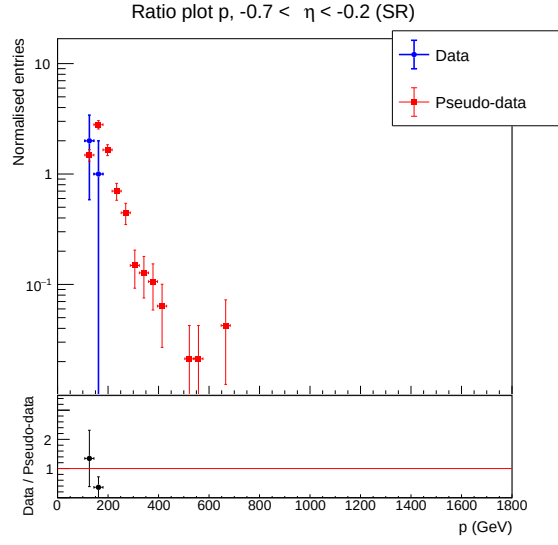
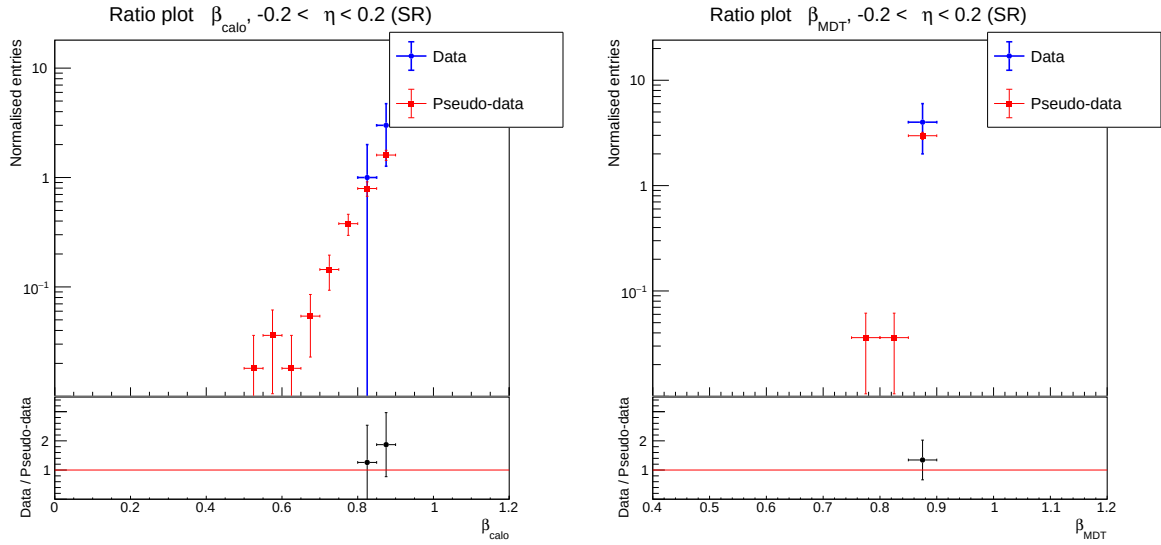


Figura A.20: *Ratio plot* di quantità di moto p nel secondo *bin* di pseudorapidità η in SR.

Terzo bin di η



(a) *Ratio plot* di β_{calo} nel terzo *bin* di η in SR. (b) *Ratio plot* di β_{MDT} nel terzo *bin* di η in SR.

Figura A.21: *Ratio plot* di velocità β in SR nel terzo *bin* di pseudorapidità η in scala logaritmica.

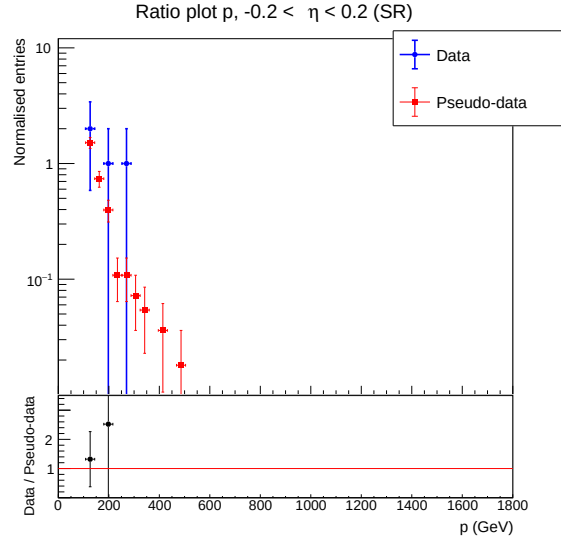


Figura A.22: *Ratio plot* di quantità di moto p nel terzo *bin* di pseudorapidità η in SR.

Quinto bin di η

In regione di segnale il quinto *bin* di pseudorapidità η non presenta eventi.

Appendice B

Test di Kolmogorov-Smirnov

Il test di Kolmogorov-Smirnov è un test statistico utilizzato per stabilire se un campione proviene da una popolazione con una distribuzione specifica [31]. Il test si basa sulla funzione di distribuzione empirica cumulativa (ECDF): dati N punti sperimentali ordinati in ordine di valore crescente $Y_1, Y_2, \dots, Y_N$, l'ECDF è definita come

$$E_N = n(i)/N \quad (\text{B.1})$$

dove $n(i)$ è il numero di punti inferiori a Y_i . L'ECDF è quindi una funzione a gradino che aumenta di $1/N$ in corrispondenza del valore di ciascun punto sperimentale. Il test di Kolmogorov-Smirnov è basato sulla valutazione della distanza massima tra l'ECDF e una distribuzione cumulativa teorica di riferimento (Fig. B.1).

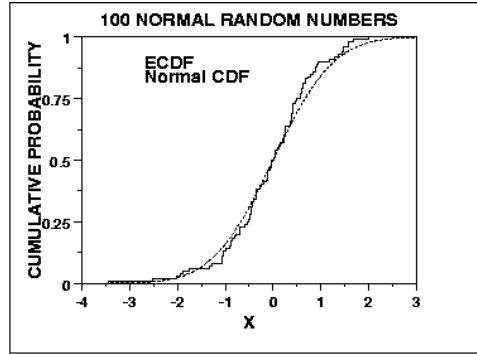


Figura B.1: Esempio di confronto tra un ECDF di una variabile x e una distribuzione cumulativa normale per 100 numeri *random* [31].

Il test di Kolmogorov è implementato automaticamente in ROOT, dove è suggerito in alternativa al test del χ^2 nel caso di istogrammi con scarsa statistica [26]. Nella presente analisi, infatti, il test del χ^2 non è stato adottato in quanto il parametro in uscita *igood* sui dati in esame risulta diverso da zero, segnalando *bin* con meno di un evento. Dato che il χ^2 è definito per N *bin* come [32]

$$\chi^2 = \sum_1^N \left(\frac{\text{valore osservato} - \text{valore atteso}}{\text{deviazione standard}} \right)^2 \quad (\text{B.2})$$

la valutazione del test in un *bin* vuoto è indefinita, compromettendo il risultato finale del test. Questa problematica, invece, è superata dal test di Kolmogorov-Smirnov proprio perché si basa sulla distanza tra due distribuzioni cumulative.

Il test di Kolmogorov-Smirnov in ROOT restituisce la massima distanza tra le due distribuzioni cumulative oppure il *p-value* p , sotto l'ipotesi nulla di compatibilità statistica tra due istogrammi. Fissato un livello significativo del 5%, se $p < 0.05$ l'ipotesi di compatibilità tra le due distribuzioni è rigettata, viceversa se $p > 0.05$ l'ipotesi non viene rifiutata. La guida di ROOT segnala che il metodo `KolmogorovTest()` applicato a dati *binned* sovrastima il *p-value*, consigliando in alternativa di operare sui dati *unbinned* con `TMath::KolmogorovTest` per ottenere un valore esatto. Raggruppare i dati in *bin*, infatti, rappresenta sempre una perdita dell'informazione su effetti più fini, ma, finché l'ampiezza del *bin* è piccola rispetto a qualsiasi effetto fisico significativo, allora il raggruppamento in *bin* può risultare più pratico, senza avere un impatto così rilevante sul test. Tuttavia, per convalidare i risultati già ottenuti dagli istogrammi, si ripete a posteriori il test di Kolmogorov-Smirnov sui dati *unbinned*, ottenendo in regione di segnale i risultati in Tab. B.1. Dalla tabella si nota che nei due *bin* di η estremi il test di Kolmogorov-Smirnov non sussiste in quanto sono richiesti un minimo di due eventi per ogni distribuzione. I risultati, per quanto il test fallisca per le masse nel secondo *bin* di η , non invalidano le conclusioni precedenti.

Variabile	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5
β_{calo}	-1	0.14	0.23	0.61	-1
β_{MDT}	-1	0.21	0.10	0.24	-1
p	-1	0.11	0.48	0.67	-1
m_{calo}	-1	0.023	0.88	0.087	-1
m_{MDT}	-1	0.022	0.89	0.52	-1

Tabella B.1: *P-value* dal test di Kolmogorov-Smirnov *unbinned* in SR per le variabili analizzate (velocità β_{calo} e β_{MDT} , momento p , masse m_{calo} e m_{MDT}) in ogni *bin* di pseudorapidità η . Il valore -1 indica che il test fallisce per insufficienza di eventi.

Lista degli acronimi

ALFA *Absolute Luminosity For ATLAS*

ALICE *A Large Ion Collider Experiment*

ATLAS *A Toroidal LHC ApparatuS*

BSM *Beyond the Standard Model*

CERN *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

CKM *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*

CMS *Compact Muon Solenoid*

CSC *Cathode Strip Chambers*

EMEC *Electromagnetic End-Cap*

FCal *Forward Calorimeter*

FCNC *Flavour Changing Neutral Current*

GUT *Grand Unified Theory*

HEC *Hadronic End-Cap*

HiLumi LHC *High-Luminosity Large Hadron Collider*

HLT *High-Level Trigger*

ID *Inner Detector*

IP *Interaction Point*

LAr *Liquid Argon*

L1 *Level-1*

LEP *Large Electron-Positron Collider*

LHC *Large Hadron Collider*

LHCb *Large Hadron Collider beauty*

LLPs *Long-Lived Particles*

LUCID *LUMinosity measurement using Cerenkov Integrating Detector*

MDT *Monitored Drift Tubes*

MIPs *Minimum Ionising Particles*

MS *Muon Spectrometer*

MSSM *Minimal Supersymmetric Standard Model*

MWPCs *Multi-Wire Proportional Chambers*

PMNS *Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata*

PS *Proton Synchrotron*

PSB *Proton Synchrotron Booster*

QCD *Quantum Chromodynamics*

QED *Quantum Electrodynamics*

QFT *Quantum Field Theory*

RoIs *Regions of Interest*

RPC *Resistive Plate Chambers*

SBGT *Spontaneously Broken Gauge Theories*

SCT *Semiconductor Tracker*

SM *Standard Model*

SPS *Super Proton Synchrotron*

SSB *Spontaneous Symmetry Breaking*

SUSY *Supersimmetria*

TGC *Thin Gap Chambers*

TileCal *Tile Calorimeter*

ToF *Time of Flight*

ToT *Time-over-Threshold*

TRT *Transition Radiation Tracker*

VEV *vacuum expectation value*

WIMPs *Weakly Interacting Massive Particles*

ZDC *Zero-Degree Calorimeter*

Bibliografia

- [1] Francesco Terranova. *A Modern Primer in Particle and Nuclear Physics*. Oxford University Press, 2021.
- [2] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Il modello standard, 2026. <https://collisioni.infn.it/il-modello-standard/>.
- [3] Alessandro Bettini. *Introduction to Elementary Particle Physics*. Cambridge University Press, 2024.
- [4] Philipp Seifermann. Timing Calibration of the ATLAS Muon Spectrometer for a Search for charged stable massive Particles with Run-2 data, 2020.
- [5] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 1958. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>.
- [6] Juliette Alimena et al. Searching for long-lived particles beyond the Standard Model at the Large Hadron Collider. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2020. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/ab4574/pdf>.
- [7] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 2008. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08003/pdf>.
- [8] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 2008. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08004/pdf>.
- [9] L. Evans and P. Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 2008. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001/pdf>.
- [10] S. Navas et al. Particle data group, 2025. <https://pdglive.lbl.gov/>.
- [11] Serafima Nechaeva. Search for Slow Charged Long-Lived Particles with the ATLAS Detector at the LHC, 2026.
- [12] D.E. Groom and S.R. Klein. Passage of particles through matter, 2023. <https://pdg.lbl.gov/2025/reviews/rpp2025-rev-passage-particles-matter.pdf>.
- [13] Esma Mobs. The CERN accelerator complex - August 2018, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2636343/files/CCC-v2018-print-v2.pdf>.

- [14] CERN. HiLumi LHC, 2026. <https://home.cern/science/accelerators/hilumi-lhc/>.
- [15] ATLAS. Public ATLAS online luminosity plots for Run-3 of the LHC, 2026. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3>.
- [16] ATLAS Collaboration. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *The European Physical Journal C*, 2023. <https://arxiv.org/pdf/2212.09379>.
- [17] LHCb Collaboration. The LHCb detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 2008. https://jinst.sissa.it/LHC/LHCb/2008_JINST_3_S08005.pdf.
- [18] ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 2008. <https://cds.cern.ch/record/1129812>.
- [19] Izaak Neutelings. CMS coordinate system, 2017. https://tikz.net/axis3d_cms/.
- [20] ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment-Detector, trigger and physics, 2009. <https://arxiv.org/pdf/0901.0512>.
- [21] ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS trigger system in 2015. *European Physical Journal C*, 2017. <https://arxiv.org/pdf/1611.09661>.
- [22] ATLAS Collaboration. Search for long-lived charged particles using large specific ionisation loss and time of flight in 140 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics*, 2025. <https://arxiv.org/abs/2502.06694>.
- [23] ATLAS Collaboration. Search for heavy, long-lived, charged particles with large ionisation energy loss in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS experiment and the full Run 2 dataset. *Journal of High Energy Physics*, 2023. <https://arxiv.org/pdf/2205.06013>.
- [24] ATLAS Collaboration. Resolution of the ATLAS muon spectrometer monitored drift tubes in LHC Run 2. *Journal of Instrumentation*, 2019. <https://arxiv.org/abs/1906.12226>.
- [25] Tomas Davidek. Performance and Calibration of the ATLAS Tile Calorimeter. *Instruments*, 2022. <https://www.mdpi.com/2410-390X/6/3/25>.
- [26] CERN. ROOT reference documentation, 2026. <https://root.cern/doc/master/>.
- [27] P. F. Harrison. Blind analysis. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 2002. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/28/10/312/pdf>.
- [28] B. Aubert et al. The BABAR Collaboration. *Physical Review D*, 2002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.66.032003>.

- [29] K. Abe et al. The Belle Collaboration. *Physical Review D*, 2002. <https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0202027>.
- [30] Martin Habedank. Calibrating the ATLAS Muon Spectrometer for a Search for Charged Stable Massive Particles, 2021. <https://repository.cern/records/8kvc6-61981>.
- [31] National Institute of Standards and Technology (NIST). Handbook of statistical methods. kolmogorov-smirnov goodness-of-fit test, 2012. <https://www.itl.nist.gov/div898/handbook/eda/section3/eda35g.htm>.
- [32] John R. Taylor. *Introduzione all'analisi degli errori*. Zanichelli, 2000.