

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica

Misura del rate di protoni con AMS-02

Relatore:
Prof.
Andrea Contin

Presentata da:
ANDREA TISENI

Correlatore:
Dott.
Nicolò Masi

Sessione I

Anno Accademico 2011-2012

L' "*Alpha Magnetic Spectrometer*" (AMS-02) è un telescopio di raggi cosmici installato nel 19 Maggio a bordo della Stazione Spaziale Internazionale (ISS). I principali obiettivi dell'esperimento sono: misurare con precisione il flusso dei raggi cosmici fino ad energie di circa 1 TeV, rivelare possibili segnali di materia oscura e l'eventuale presenza di antimateria primordiale attraverso la presenza di antinuclei di carica maggiore o uguale a 2.

Durante il lavoro di tesi ho partecipato alla presa dati dell'esperimento e allo sviluppo di alcune procedure per incrementare la qualità della presa dati del Time Of Flight System, il rivelatore costruito nei laboratori INFN di Bologna.

Col fine di calcolare un rate di protoni, ho proposto una procedura di selezione degli stessi, utilizzando il Tracker, il Time of Flight System e il Transition Radiation Detector, studiando l'accettanza di AMS-02 e calcolando l'efficienza delle selezioni d'analisi e le discrepanze MonteCarlo-dati.

1	Introduzione	1
2	Fisica della Materia Oscura	3
2.1	Modello standard della cosmologia	4
2.1.1	Equazioni di Friedmann	6
2.1.2	Classificazione degli universi	8
2.2	Produzione di Dark Matter	9
2.2.1	Produzione termica all'interno del modello cosmologico standard	10
2.3	Supersimmetria e Dark Matter	11
2.3.1	LSP come candidato dark matter	14
2.4	Candidati non supersimmetrici	19
2.4.1	Kaluza-Klein Dark Matter	20
2.4.2	Little Higgs e Technicolour Dark Matter	21
2.4.3	Assioni	22
3	Opportunità di ricerca di Dark Matter con AMS-02	27
3.1	Fisica dei raggi cosmici	27
3.1.1	Meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici	29
3.2	Propagazione dei Raggi cosmici	32
3.3	Ricerca indiretta di Dark Matter con l'antimateria cosmica	34
3.3.1	Antiprotoni come segnale indiretto di Dark Matter	34
3.3.2	Positroni come segnale di Dark Matter	37
3.3.3	Risultati sperimentali di FERMI e PAMELA	40

4	Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02)	45
4.1	Il magnete e il tracker	48
4.2	Transition Radiation Detector (TRD)	52
4.3	Anticoincidence counter ACC	54
4.4	The Ring Imaging Cherenkov RICH	54
4.5	ECAL	57
4.6	Sistema di trigger	58
4.7	La catena di acquisizione dati	62
5	Il sistema di tempo di volo	65
5.1	Principio di funzionamento	67
5.2	Elettronica del TOF	71
5.2.1	SFET2	72
5.2.2	SPT2	74
5.2.3	SDR2	74
6	AMS-02 nello spazio	77
6.1	Presa dati ed operazioni nello spazio	77
6.2	Controllo della postazione TOF, ECAL e RICH	81
6.2.1	Postazione ECAL e RICH	82
6.2.2	Postazione TOF	83
7	Misura del Rate di Protoni	91
7.1	Generazione di eventi MonteCarlo	92
7.1.1	Ricostruzione di eventi	96
7.2	Stima dell'accettanza di AMS-02	97
7.2.1	Valutazione dell'efficienza delle selezioni d'analisi	99
7.3	Selezione dei Run e dei trigger di buona qualità	100
7.4	Criterio di Selezione di Protoni	104
7.4.1	Selezioni d'analisi: Tracker	105
7.4.2	Selezioni d'analisi: TOF	107
7.4.3	Selezioni d'analisi: TRD	110
7.5	Tempo Vivo dell'esperimento	112
7.6	Rate di Protoni	115
8	Conclusioni	119
	Bibliografia	121

Elenco delle figure

- 1.1 AMS-02 durante l'installazione sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS). I due astronauti durante la "Extra Vehicular Activity" sono visibili [22] 2
- 2.1 Curva di rotazione della galassia NG 6503: i dati con barre di errore sono le velocità osservate, la linea tratteggiata rappresenta il contributo alla curva di rotazione da parte delle stelle del disco, la linea punteggiata rappresenta il contributo del gas; la linea tratteggiata intervallata con dei puntini rappresenta l'ipotetico contributo dell'alone di materia oscura. 5
- 2.2 Banda di valori permessi nel piano $(m_\chi - \frac{\Omega_\chi}{\Omega_{\text{DM}}})$ dove $\Omega_{\text{DM}} = 0.23$ è il parametro di densità richiesto per la dark matter. Una WIMP nel range 100 GeV-1 TeV renderebbe conto del 100% della dark matter richiesta, mentre nel range 30-300 GeV renderebbe conto solo del 10% della dark matter attesa dalla cosmologia [2]. 12
- 2.3 Regione di "minimal supergravity" nello spazio dei parametri $m_0, M_{1/2}$ fissando $A_0 = 0, \tan\beta = 10, \mu > 0$. Per la regione verde vale $0.20 < \Omega_\chi < 0.28$, per la gialla $0.2 < \Omega_\chi < 0.6$; la regione rossa è esclusa dai dati cosmologici [2]. 17

2.4	Limiti su ζ_X e τ_X in funzione delle abbondanze degli elementi leggeri. Il pedice X si riferisce alla particella supersimmetrica che, decadendo, può spiegare le discrepanze nelle abbondanze di ${}^7\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. Le aree colorate sono escluse; le esclusioni derivano dalla compatibilità di nucleosintesi come segue: rosso = ${}^6\text{Li}$, verde = ${}^7\text{Li}$, giallo = ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$ e blu = D/H [3].	19
3.1	Spettro “all-particles” dove viene mostrata la legge di potenza $dN/dE \propto E^{-\gamma}$. Il primo cambio di pendenza (“ <i>knee</i> ”) avviene intorno ad energie di 10^{15} eV, mentre il secondo cambio di pendenza (“ <i>ankle</i> ”) è intorno a 10^{19} eV.	28
3.2	Rappresentazione schematica dell’accelerazione di raggi cosmici grazie ad onde di shock. La parte in alto mostra la situazione nel sistema di riferimento del laboratorio, evidenziando le regioni “ <i>upstream</i> ” e “ <i>downstream</i> ”, mentre la parte in basso mostra la situazione nel sistema di riferimento solidale con l’onda di shock [19].	30
3.3	Visione schematica della nostra galassia e dei processi fisici che influenzano la propagazione [1].	33
3.4	Rapporto di Antiprotoni su protoni misurato dall’esperimento PAMELA. La linea continua, tratteggiata e punteggiata fanno riferimento a tre diversi modelli teorici [16].	36
3.5	Eccesso della frazione positronica misurato dall’esperimento PAMELA. I punti rossi sono i risultati ottenuti dall’esperimento PAMELA [63].	41
3.6	Misure della frazione positronica operata dall’esperimento Fermi (2011) [50].	42
3.7	Flusso di antiprotoni misurato dall’esperimento PAMELA [26]. Il flusso viene comparato con le precedenti misure sperimentali e con le predizioni teoriche di produzione secondaria di antiprotoni.	43
3.8	Confronto dei risultati leptonic e adronici dell’esperimento PAMELA e delle predizioni teoriche per Dark Matter di diversa massa. Nella colonna di sinistra viene mostrata la frazione positronica in funzione dell’energia, in quella centrale un flusso di $e^+ + e^-$ in funzione dell’energia e in quella di destra il rapporto \bar{p}/p in funzione dell’energia. La prima riga si riferisce a Dark Matter con massa 150 GeV che si annichila prevalentemente in $W^+ W^-$, la seconda riga a Dark Matter con massa 1 TeV che si annichila in $\mu^+ \mu^-$, la terza riga a Dark Matter con massa 10 TeV che si annichila in $W^+ W^-$. I dati dell’esperimento PAMELA escludono la prima riga [4].	44

4.1	AMS-02 con i vari sottorivelatori: rivelatore a radiazione di transizione (TRD), Sistema di Tempo di Volo (TOF), Ring Imaging Cherenkov (RICH), sistema di anticoincidenza (ACC), magneti, tracciatore (silicon tracker) e calorimetro elettromagnetico (ECAL). Z , P ed E sono rispettivamente la carica, l'impulso e l'energia della particella.	46
4.2	Schema dei sistemi di riferimento di AMS-02 e della ISS.	47
4.3	Misura del rapporto antielio su elio operata da BESS (limite di confidenza 95%) [52]. AMS-02 dovrebbe estendere tale limite fino a circa 10^{-9} [22].	48
4.4	Predizione per il rapporto anticarbonio su carbonio per 10 anni di operatività di AMS-02 (blue). In nero sono illustrati i risultati di AMS-01 [65].	49
4.5	Predizione per la frazione positronica per un candidato dark Matter di massa 200 GeV, 400 GeV e 800 GeV per 10 anni di operatività di AMS-02 [22].	50
4.6	Predizione del rapporto Boro su Carbonio per 10 anni di operatività di AMS-02 [22].	51
4.7	Visione schematica del passaggio di una particella all'interno di AMS-02 [22].	51
4.8	Il magnete di AMS [22].	52
4.9	Foto di uno dei piani interni del tracciatore [22].	53
4.10	Foto del TRD di AMS-02 prima dell'installazione [22]	53
4.11	Effetto Cherenkov.	55
4.12	a) Struttura del RICH. b) Struttura del radiatore con gli 80 mattoni di aerogel e 16 mattoni di fluoruro di sodio [67].	56
4.13	ECAL prima dell'installazione dei PMT [22].	57
4.14	Il diagramma a blocchi del JVL1 (AMS-02 "trigger board"). In entrata vengono accettati i segnali provenienti da TOF, ACC, ECAL e segnali esterni. I primi tre sono trasferiti al registro LVDS e poi all'unità di trigger. I segnali esterni vengono trasferiti direttamente all'unità di trigger. L'unità produce i segnali Fast Trigger (FT) e di trigger di livello 1 (LV1) [29]. Un protocollo sviluppato dall'esperimento (AMSWIRE) viene usato per le comunicazioni con gli altri moduli elettronici.	58
4.15	Generazione del trigger di livello 1 [22].	61
4.16	Diagramma a blocchi del sistema di acquisizione di AMS-02 [30]	63
5.1	Sistema di Tempo di Volo. I contatori sono posizionati alternativamente lungo l'asse x e y di AMS [30].	65

5.2	Collegamento fra il contatore a scintillazione e il fotomoltiplicatore nel TOF [30].	67
5.3	Misura del tempo effettivo di passaggio di una particella in un contatore del TOF. t_m è il tempo misurato rispetto al Fast Trigger (FT), t_{mc} è il tempo misurato corretto per lo “ <i>slewing</i> ”, t_{pr} è il ritardo introdotto dalla propagazione della luce nello scintillatore e t_{del} il ritardo dovuto ai cavi elettronici.	68
5.4	Visione schematica del passaggio di una particella in un contatore del TOF.	69
5.5	Visione schematica dell’effetto della correzione di “ <i>slewing</i> ”: il tempo effettivo in cui il segnale inizia a formarsi è t_{mc} , mentre il tempo misurato è t_m	70
5.6	Diagramma a blocchi dell’elettronica del TOF e dell’ACC [30].	71
5.7	Schema di una SFET [30].	72
5.8	Time measurement unit: lo sviluppo del segnale nel tempo può determinare il superamento di una delle tre soglie preimpostate (LT, HT, SHT).	73
6.1	ISS e AMS nello spazio [33]	78
6.2	Il POCC di AMS-02 al CERN di Ginevra.	79
6.3	Il flusso di dati di AMS-02: i dati vengono scaricati utilizzando la “ <i>KU-Band</i> ” o la “ <i>S-Band</i> ” in un computer della NASA, da dove vengono trasferiti al POCC. Il POCC è attualmente collocato al CERN, mentre in passato era collocato in due differenti sedi della NASA [33].	80
6.4	Numero di eventi acquisito da AMS-02 in funzione del tempo. Gli eventi acquisiti (azzurro) sono stati tutti ricostruiti (verde) [33].	81
6.5	Rate di acquisizione in funzione della posizione geografica espressa attraverso la latitudine (ascissa) e la longitudine (ordinata). Il rate, codificato nella scala colorata a fianco della figura, varia fra 200 e 1600 Hz [33]	82
6.6	I due istogrammi mostrano il numero di volte in cui il TOF ha dato un segnale di trigger negli ultimi 2-3 minuti. Nell’istogramma di sinistra abbiamo i rivelatori del layer 1 e 2 del TOF in asse y e x rispettivamente, mentre nell’asse z viene mostrato il numero di trigger per ogni rivelatore. Nell’istogramma di destra abbiamo i rivelatori del layer 3 e 4 in asse x e y , mentre nell’asse z viene mostrato il numero di trigger per ogni rivelatore. Non devono essere presenti rivelatori che non danno segnali di trigger [36].	84

6.7	Dimensione dell'evento in numero di parole in funzione del numero ordinale dell'evento. Le 4 figure si riferiscono alle 4 S-Crate del TOF. Il numero di parole per ogni S-Crate deve essere intorno a 100-200 [36].	85
6.8	Schermata del programma di controllo di qualità dei dati: frequenza di superamento della soglia LT in funzione del rivelatore. Le 4 figure superiori si riferiscono al lato n (lato nella direzione negativa rispetto al sistema di coordinate di AMS) di ogni piano del TOF, mentre le 4 figure inferiori si riferiscono al lato p (lato nella direzione positiva rispetto al sistema di coordinate). Non devono essere presenti rivelatori che danno frequenza zero [36].	86
6.9	Come Fig. 6.8 per le soglie HT.	87
6.10	Valore del piedistallo degli anodi (in canali ADC) delle SFET in funzione del tempo. Il piedistallo deve essere stabile nel tempo [36].	88
6.11	Monitor dei dati di "housekeeping" del TOF. La prima tabella mostra le temperature per ogni scheda del TOF, mentre la seconda mostra dei codici di errore o delle parole di stato per ogni componente di ogni piano dell'elettronica del TOF (Capitolo 5). Parole con valori diversi da quelle di riferimento vengono segnalate in rosso ed indicano un errore in una delle schede.	89
6.12	Andamento della temperatura dei fototubi (linee colorate), espressa in gradi centigradi, dal 22 Maggio fino a fine Gennaio. Vengono evidenziate la temperatura di "Warning" (30°), di "Alarm" (35°), e di distruzione (42°). Viene, inoltre, mostrato l'andamento del "Solar beta angle" (in gradi) nel periodo sopracitato (curva nera). Un solo fotomoltiplicatore in questo periodo di tempo ha superato il limite di Warning [37].	90
7.1	Immaginario cubo di lato 3.9 m utilizzato per la produzione degli eventi simulati. Le particelle vengono generate dalla faccia superiore del cubo e propagate attraverso il detector utilizzando GEANT4 [22].	93
7.2	Sistema di coordinate sferiche in cui vengono evidenziati angolo polare (θ) ed angolo azimutale (ϕ).	94
7.3	Accettanza stimata dell'esperimento AMS-02 in funzione della rigidità, calcolata per protoni ricostruiti col software di ricostruzione B550.	100
7.4	Frazione di canali anomali del Tracker in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run.	101

7.5	Frazione di eventi con errori di acquisizione in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run. . .	102
7.6	Frazione di eventi con errori nelle schede elettroniche in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run.	103
7.7	Rate di particelle nei primi due piani del TOF. La scala è in Hz. La regione bianca delimita la South Atlantic Anomaly come illustrato nel testo.	104
7.8	Distribuzione del numero di particelle ricostruite nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.	105
7.9	Distribuzione del numero di tracce ricostruite nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.	106
7.10	Distribuzione del rapporto fra la rigidità calcolata con layer 1 + inner tracker e la rigidità calcolata con layer 9 + inner tracker nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.	107
7.11	Efficienza per la selezione “minimum bias” in funzione della rigidità, per eventi MonteCarlo (cerchi blu) e un campione di protoni (triangoli rossi), selezionati dai dati utilizzando il tracker.	109
7.12	Distribuzione della differenza tra la coordinata longitudinale ricostruita dal TOF e la coordinata di impatto della traccia ricostruita con il tracker per i dati. Viene riportato l’esempio del contatore 3 nel layer 1. La curva rossa rappresenta il fit gaussiano, le rette verticali viola rappresentano il valore della selezione.	110
7.13	Distribuzione della differenza tra la coordinata trasversale ricostruita dal TOF e la coordinata di impatto della particella ricostruita con il tracker per i dati. Viene riportato l’esempio del contatore 3 nel layer 1. La curva rossa rappresenta il fit a box, le rette verticali viola rappresentano il valore della selezione.	111
7.14	Efficienza del match fra TOF e tracker per gli eventi MonteCarlo (cerchi blu) e per i dati (triangoli rossi).	112
7.15	Efficienza di tutte le selezioni d’analisi utilizzate per il Time of Flight (“minimum bias”, “match” fra le coordinate del tracker e quelle del TOF) per gli eventi Montecarlo (cerchi blu) e per i dati (triangoli rossi).	113
7.16	Distribuzione del numero di tracce ricostruite nel TRD per MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.	114

7.17	Distribuzione del numero di segmenti nelle viste X-Z e Y-Z per MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato) nel TRD. Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi. . . .	115
7.18	Distribuzione in rigidità dei protoni dopo la selezione. Il numero totale di eventi, dopo la selezione, è di circa 11 milioni.	116
7.19	Rate di Protoni con l'esperimento AMS-02 fra 2 GV e 600 GV. .	117
7.20	Rate di Protoni fra 2 GV e 600 GV per diversi intervalli della latitudine geomagnetica.	118

CAPITOLO 1

Introduzione

Ho svolto questo progetto di tesi inserendomi nel gruppo di ricerca dell'INFN di Bologna che ha sviluppato il sistema di tempo di volo (TOF) per l'esperimento Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02).

AMS-02 è un detector sviluppato per operare come modulo esterno alla Stazione Spaziale Internazionale (ISS). E' stato installato sulla Stazione Spaziale Internazionale il 19 Maggio 2011 dallo Shuttle Endeavour (missione STS-134). AMS-02 è una versione migliorata di AMS-01 che volò sullo Shuttle Discovery (missione STS-91) nel giugno 1998.

I principali obiettivi dell'esperimento sono: misurare con precisione il flusso dei raggi cosmici fino ad energie di circa 1 TeV, rivelare possibili segnali di materia oscura e l'eventuale presenza di antimateria primordiale attraverso la presenza di antinuclei di carica maggiore o uguale a 2.

Durante la mia esperienza di tesi ho partecipato alla presa dati al CERN, gestendo il sistema di tempo di volo nello spazio, e ho contribuito all'analisi dati attualmente in corso. Gli obiettivi di questa tesi sono: illustrare le potenzialità di AMS per indagare nuova fisica, descrivere le principali procedure di presa dati e introdurre l'analisi dati in corso a cui il gruppo di Bologna sta partecipando attivamente.

Nel secondo capitolo introdurrò la fisica della materia oscura, illustrando i principali candidati all'interno delle teorie oltre il Modello Standard.

Nel terzo capitolo descriverò la fisica dei raggi cosmici, soffermandomi sul meccanismo di produzione secondaria di antiparticelle e sull'ipotetico meccanismo di produzione primaria da Dark Matter.

Nel quarto capitolo descriverò i vari rivelatori che compongono AMS-02.

Nel quinto capitolo descriverò il sistema di tempo di volo sviluppato nei laboratori INFN di Bologna.

Nel sesto capitolo illustrerò le principali procedure di presa dati in uso al CERN dove il centro di controllo di AMS è collocato.

Nel settimo capitolo descriverò l'analisi dati, evidenziando gli elementi necessari per calcolare l'accettanza dell'esperimento, e introdurrò l'analisi dati in corso, arrivando a mostrare un rate di protoni con AMS-02.

Si è scelto di non riportare la misura del flusso di protoni sia perchè la collaborazione sta ancora studiando alcuni elementi fondamentali, come le efficienze di trigger e le sistematiche collegate alle selezioni d'analisi, sia perchè non è permesso rendere pubblici flussi preliminari prima della pubblicazione di un articolo ufficiale.

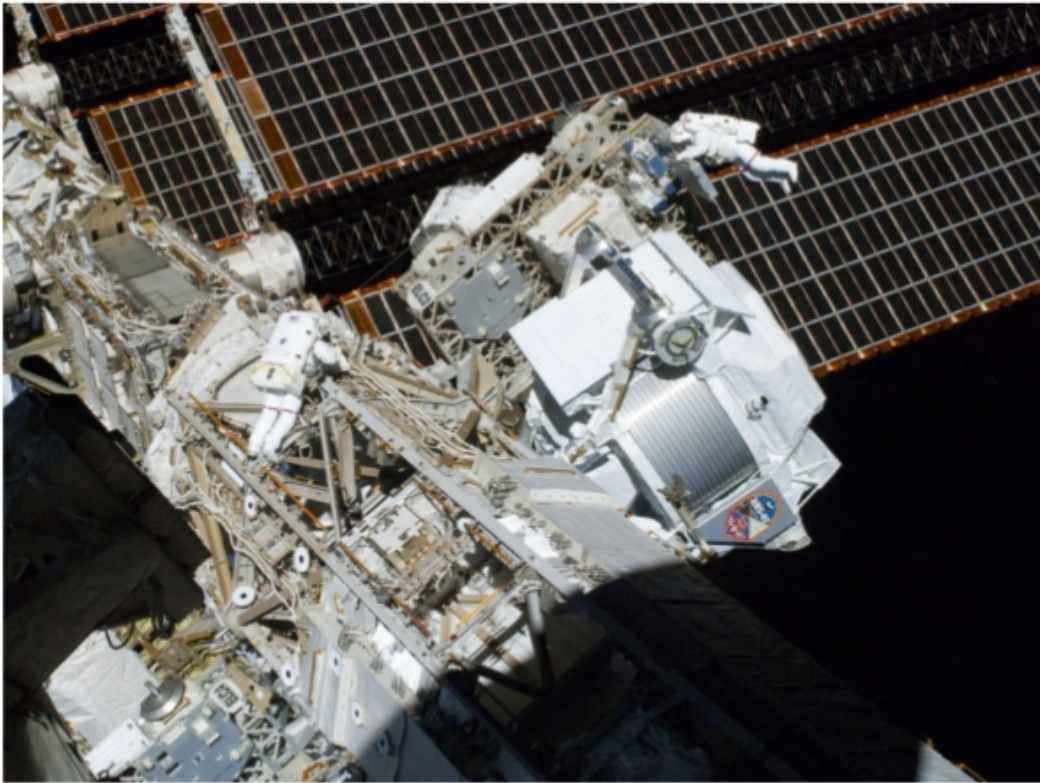


Figura 1.1: AMS-02 durante l'installazione sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS). I due astronauti durante la "Extra Vehicular Activity" sono visibili [22]

CAPITOLO 2

Fisica della Materia Oscura

Le galassie sono sistemi autogravitanti composti da stelle, polveri, gas e materia oscura. La gravità è la forza dominante in gioco e di conseguenza le galassie possono essere essenzialmente trattate come sistemi gravitazionalmente interagenti a N corpi. La classificazione morfologica delle galassie, proposta da Hubble nel 1926, prevede di dividere le galassie in ellittiche, spirali e irregolari. Nelle galassie a spirale ci sono due componenti stellari principali: il rigonfiamento (*bulge*), che ha una forma sferica o ellissoidale, e il disco, che è una distribuzione piatta e asimmetrica di materia rotante. La velocità della linea di vista di stelle e gas nel disco può essere stimata attraverso il “*Doppler shift*” delle linee di emissione o assorbimento di lunghezze d’onda (λ_{em}) note in un sistema a riposo. Per velocità radiali non relativistiche (v_{rad}), la lunghezza d’onda osservata (λ_{obs}) è tale che [11]:

$$\frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}}}{\lambda_{\text{em}}} \simeq \frac{v_{\text{rad}}}{c} \quad (2.1)$$

Come λ_{em} si considera la linea iperfine emessa dall’idrogeno neutro (HI) a 21 cm, che si riferisce alla transizione in cui lo spin totale dell’idrogeno passa da 1 (spin di protone ed elettrone allineati) a 0 (spin di elettrone e protone disallineati). La rotazione determina uno shift della lunghezza d’onda osservata. Assumendo orbite circolari, la velocità di rotazione (v_c) è data da [11]:

$$v_c = \frac{v_{\text{rad}} - v_s}{\sin i} \quad (2.2)$$

dove v_s è la velocità del centro di massa della galassia e i è l’angolo fra la linea di vista e la perpendicolare al piano del disco [11].

L'andamento di v_c in funzione del raggio R della galassia viene denominato *curva di rotazione* e viene utilizzato per misurare il profilo di massa della galassia. Dalla definizione di accelerazione centripeta, considerando per semplicità un modello sferico, possiamo scrivere:

$$v_c^2 = \frac{GM(r)}{r} \quad (2.3)$$

dove $M(r)$ è la massa contenuta in una sfera di raggio r e G è la costante di Newton. La massa stellare (M_{star}) può essere stimata attraverso misure di luminosità (L), assumendo che il rapporto M_{star}/L sia dell'ordine di quello del Sole. La massa del gas (M_{gas}) può essere calcolata attraverso osservazioni che coinvolgono l'idrogeno neutro HI. Nelle galassie a spirali generalmente M_{star} è molto maggiore di M_{gas} [11] e di conseguenza, al di là del raggio ottico dove $M(r) = \text{costante}$, per la velocità di rotazione deve valere una relazione del tipo: $v_c \propto r^{-1/2}$.

A grandi raggi, invece, le osservazioni sperimentali stimano $v_c = \text{costante}$; questo dato può essere spiegato assumendo che, a grande distanza dal centro galattico, la distribuzione di massa sia dominata da un alone di materia oscura con densità $\rho \propto r^{-2}$ e $M \propto r$, oppure attraverso una teoria della gravità alternativa (teoria MOND [68]).

Nel primo caso, in una tipica galassia a spirale, la materia oscura dovrebbe essere circa 5-10 volte maggiore della materia barionica; nel caso MOND, le modifiche alla teoria della gravità di Newton dovrebbero manifestarsi per accelerazioni minori di $a_0 \simeq 1.2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$ [11].

2.1 Modello standard della cosmologia

La cosmologia è la branca teorica che si propone di studiare l'evoluzione dell'universo a partire da frazioni di secondo dopo il Big Bang fino ad oggi. Gran parte della cosmologia moderna si basa su due principi:

1. Il principio cosmologico: su larga scala l'universo può essere considerato omogeneo e isotropo in ogni punto. L'omogeneità dell'universo può essere paragonata all'omogeneità di un gas: non può essere applicata all'universo in dettaglio, ma vale solo per regioni dello spazio di diametro maggiore di circa 10^8 anni luce.

Secondo i modelli cosmologici attuali, l'universo viene schematizzato come un fluido perfetto in cui ogni galassia viene individuata dalle 3 coordinate comoventi $x^i = (r, \theta, \phi)$ e $x^0 = t$; la quadrivelocità della galassia (u^μ) vale: $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$, con $u^\mu u^\nu g_{\mu\nu} = g_{00} = 1$, dove $g_{\mu\nu}$ è il tensore

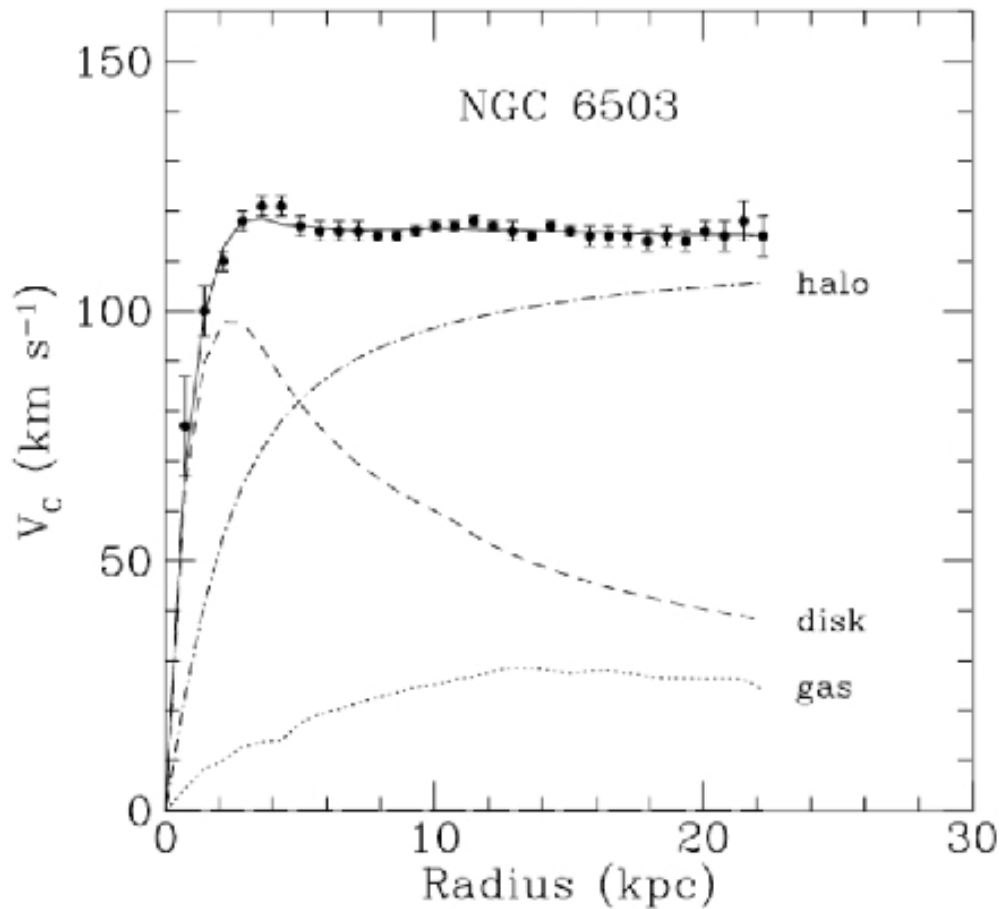


Figura 2.1: Curva di rotazione della galassia NG 6503: i dati con barre di errore sono le velocità osservate, la linea tratteggiata rappresenta il contributo alla curva di rotazione da parte delle stelle del disco, la linea punteggiata rappresenta il contributo del gas; la linea tratteggiata intervallata con dei puntini rappresenta l'ipotetico contributo dell'alone di materia oscura.

metrico. Le galassie si muovono lungo delle geodetiche e il punto identificato da $r = 0$ non ha alcuna importanza particolare, in quanto vale l'ipotesi di omogeneità [12].

2. Il principio di equivalenza: dato un punto dello spazio-tempo e dato un campo gravitazionale arbitrario, è sempre possibile scegliere un sistema di riferimento localmente inerziale in modo tale che, in una regione sufficientemente piccola attorno al punto in questione, le leggi della fisica siano quelle della relatività ristretta [12].

Il principio cosmologico permette di scegliere un sistema di coordinate (r, θ, ϕ) in cui la metrica assume la forma seguente (Metrica di Robertson-Walker):

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right] \quad (2.4)$$

dove $c = 1$, k è una costante che può assumere i valori $-1, 0, 1$, $R(t)$ può essere interpretato come un fattore di scala, nel caso $k = -1$ e $k = 0$, o come il raggio dell'universo nel caso $k = 1$: per $k = -1$ e $k = 0$ lo spazio è infinito, mentre per $k = 1$ è finito, con circonferenza propria (L) data da $L = 2\pi R(t)$ e un volume proprio (V) dato da $V = 2\pi^2 R^3(t)$ [12].

2.1.1 Equazioni di Friedmann

Utilizzando la metrica di Robertson-Walker (eq. 2.4) e l'equazione di Einstein è possibile ricavare le equazioni di Friedmann.

Ricordiamo l'equazione di Einstein [12]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (2.5)$$

dove $g_{\mu\nu}$ è il tensore metrico, $T_{\mu\nu}$ è il tensore energia-impulso, $R_{\mu\nu}$ è il tensore di Ricci ottenuto dalla contrazione del tensore di Riemann col tensore metrico. Introducendo $S_{\mu\nu} = (T_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}T^\lambda_\lambda)$, l'equazione (2.5) può essere riscritta come:

$$R_{\mu\nu} = -8\pi GS_{\mu\nu} \quad (2.6)$$

Come tensore energia impulso si prende quello di un fluido perfetto [12]:

$$T_{\mu\nu} = -p(t)g_{\mu\nu} + (p(t) + \rho(t))u_\mu u_\nu \quad (2.7)$$

dove p e ρ sono rispettivamente pressione e densità del fluido dipendenti dal tempo, e u_μ è il quadriettore velocità.

Usando l'equazione (2.7), $S_{\mu\nu}$ diventa:

$$S_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(p - \rho)g_{\mu\nu} + (p + \rho)u_\mu u_\nu \quad (2.8)$$

Utilizzando il tensore metrico di Robertson-Walker (eq. 2.4), è possibile ricavare:

$$S_{00} = \frac{1}{2}(\rho + 3p) \quad (2.9)$$

$$S_{0i} = 0 \quad (2.10)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(p - \rho)R^2(t)g_{ij} \quad (2.11)$$

con $g_{ij} = 0$ per $i \neq j$, $g_{11} = (1 - kr^2)^{-1}$, $g_{22} = r^2$, $g_{33} = r^2 \sin^2 \theta$. Le componenti non nulle del tensore di Ricci, nella metrica di Robertson-Walker, sono:

$$R_{00} = \frac{3\ddot{R}}{R} \quad (2.12)$$

$$R_{0i} = 0 \quad (2.13)$$

$$R_{ij} = -(R\ddot{R} + 2\dot{R}^2 + 2k)g_{ij} \quad (2.14)$$

Utilizzando le equazioni (2.12), (2.9), (2.14), (2.11) si ottiene:

$$3\ddot{R} = -4\pi G(3p + \rho)R \quad (2.15)$$

$$R\ddot{R} + 2\dot{R}^2 + 2k = 4\pi G(\rho - p)R^2 \quad (2.16)$$

Ricavando \ddot{R} dall'eq. (2.15) e sostituendo nell'eq. (2.16), si ottengono le equazioni di Friedmann:

$$\dot{R}^2 + k = \frac{8\pi G\rho R^2}{3} \quad (2.17)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G(3p + \rho)}{3} \quad (2.18)$$

A queste due equazioni possiamo aggiungere un'equazione di stato, imponendo la conservazione del tensore energia-impulso, ovvero ponendo a zero la sua derivata covariante. Il risultato è:

$$\frac{d(\rho R^3)}{dR} = -3pR^2 \quad (2.19)$$

Risulta ora comodo introdurre il parametro di Hubble $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$, con cui poter misurare il tasso di espansione dell'universo attraverso una relazione lineare fra il redshift (z) della luce emessa da una galassia e la sua distanza (d):

$$cz = H_0 d \quad (2.20)$$

dove H_0 è il valore del parametro di Hubble al tempo attuale, d è la distanza della galassia.

2.1.2 Classificazione degli universi

A partire dall'equazione (2.17) e richiedendo $k = 0$, come suggeriscono tutte le osservazioni sperimentali, è possibile ricavare una densità critica di energia (ρ_c):

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \simeq 1.88 \times 10^{-29} \text{g/cm}^3 \times h \quad (2.21)$$

con H parametro di hubble. Il valore misurato sperimentalmente del parametro di Hubble al tempo attuale è: $H_0 = h \times 100 \text{ km/s/Mpc}$, con $h = 0.738 \pm 0.024$ [53].

A partire dalla densità critica è possibile definire i parametri di densità, che sono pari al rapporto tra la densità di energia (ρ_i) di una sorgente e la densità critica stessa: $\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$. Il parametro di densità totale (Ω), dato dalla somma dei diversi contributi, permette di ricavare informazioni sulla curvatura dell'universo e apre tre possibili scenari:

$$\Omega > 1 \Rightarrow \rho > \rho_c \Rightarrow k = 1 \quad (2.22)$$

$$\Omega = 1 \Rightarrow \rho = \rho_c \Rightarrow k = 0 \quad (2.23)$$

$$\Omega < 1 \Rightarrow \rho < \rho_c \Rightarrow k = -1 \quad (2.24)$$

Considerando l'equazione (2.18), essendo $3p + \rho$ maggiore di zero, deve risultare $\ddot{R} < 0$ e quindi un universo in espansione decelerata. Tuttavia nel 1999, studiando le supernovae ad alto red shift, due studiosi, in modo indipendente, giunsero al risultato che l'universo è in espansione accelerata [54, 55]. Il modo più semplice per trattare matematicamente questa espansione è introdurre nell'equazione di Einstein una costante cosmologica (Λ):

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - \Lambda g_{\mu\nu} = -8\pi GT_{\mu\nu} \quad (2.25)$$

Tenendo conto della costante cosmologica, il parametro di densità totale Ω sarà dato da:

$$\Omega = \Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_R + \Omega_k \quad (2.26)$$

con Ω_m parametro di densità della materia, Ω_Λ parametro di densità della costante cosmologica, Ω_k parametro di densità della curvatura, Ω_R parametro di densità della radiazione.

Misure di precisione sulla radiazione cosmica di fondo [56] determinano per Ω il seguente valore: $\Omega = 1.0023_{-0.0054}^{+0.0056}$, con $\Omega_R \simeq 0$ e $\Omega_k \simeq 0$, $\Omega_m \simeq 0.27$ e $\Omega_\Lambda \simeq 0.73$.

Per spiegare le osservazioni sperimentali, è necessario postulare l'esistenza di materia oscura non barionica, che non emette radiazione elettromagnetica e con $\Omega_{DM} \simeq 0.23$, e anche una forma esotica di energia, chiamata densità di energia del vuoto, con un'equazione di stato autogravitativa del tipo $p = -\rho$.

2.2 Produzione di Dark Matter

Supponendo che la teoria della gravitazione sia corretta, le uniche evidenze a favore della dark matter provengono dall'osservazione dei suoi effetti gravitazionali. Tuttavia, nonostante essi siano tangibili, non è ancora chiaro quale sia la sua natura particellare. L'identità della dark matter ha implicazioni sia in astrofisica e cosmologia, dove determina come le strutture (galassie, cluster) si formano, sia in fisica delle particelle.

Candidati tipici per la materia oscura fredda sono le WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) che, essendo in equilibrio chimico nell'universo primordiale, possono avere l'abbondanza necessaria per spiegare il problema della materia oscura. Le WIMP permetterebbero anche di risolvere il “*gauge hierarchy problem*”, ovvero il motivo fisico per cui la massa del bosone di Higgs (se esiste!) è così piccola. Combinando la velocità della luce c , la costante di Planck h e la costante di gravitazione universale G_N , si ottiene la massa di Planck $M_{pl} = \sqrt{hc/G_N} \simeq 10^{19}$ GeV.

Tutte le masse dei fermioni sono sensibili, in modo logaritmico, alla scala di energia Λ in cui il Modello Standard non risulta più valido, mentre il quadrato della massa di particelle scalari dipende da Λ^2 [8]. Per il bosone di Higgs vale, ad esempio [8], $M_H^2 = M_{H_0}^2 + \Delta M_H^2$ dove M_{H_0} è la “*tree-level mass*” e:

$$\Delta M_H^2 = \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \tag{2.27}$$

dove λ è una costante di accoppiamento adimensionale. Nel Modello Standard Λ è dell'ordine della scala di Planck, vale $\simeq 10^{19}$ GeV e il gauge hierarchy problem risulta non facilmente risolvibile. Se invece $\Lambda \simeq 1$ TeV, ovvero esiste un nuovo settore di fisica “superelettrodebole” tra i 100 GeV e il 1 TeV, questo problema può essere risolto e costituisce una delle motivazioni teoriche più forti per candidati dark matter come le WIMP. Analizziamo qui di seguito il meccanismo di produzione termica all'interno del modello cosmologico standard.

2.2.1 Produzione termica all'interno del modello cosmologico standard

Nella fase iniziale della sua vita l'universo era denso e caldo e tutte le particelle erano in equilibrio termico. Nello scenario standard si assume che le WIMP, nell'universo primordiale, siano state create in collisioni fra le particelle del plasma durante l'epoca della radiazione. Reazioni tipiche sono la produzione e l'annichilazione di WIMP (χ) del tipo [1]:

$$\chi\bar{\chi} \longleftrightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, q\bar{q}, W^+W^-, ZZ, HH, \dots \quad (2.28)$$

Finchè la temperatura T è maggiore della massa della WIMP ($kT \gg m_\chi$), le particelle e le antiparticelle che collidono hanno abbastanza energia per creare una coppia $\chi\bar{\chi}$; la reazione inversa di annichilazione $\chi\bar{\chi}$ è in equilibrio con quella di produzione. Il loro rate comune è dato da [1]:

$$\Gamma = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle n_{\text{eq}} \quad (2.29)$$

dove σ_{ann} è la sezione d'urto di annichilazione per le WIMP, v è la velocità relativa, n_{eq} è la densità di WIMP in equilibrio chimico.

Con l'espansione dell'universo, la temperatura (T) diventa minore della massa delle WIMP e il loro numero diminuisce esponenzialmente con $e^{-m_\chi/T}$, in quanto solo le particelle nella coda della distribuzione di Boltzmann hanno energia sufficiente per produrre WIMP. In questo modo il numero di WIMP andrebbe rapidamente a zero a causa delle annichilazioni.

Allo stesso tempo, però, l'espansione dell'universo fa diminuire la densità (n) di WIMP e così, quando il cammino libero medio di annichilazione delle WIMP diventa maggiore del raggio di Hubble ($d_H(t) = (\dot{R}/R)^{-1}$), la loro annichilazione cessa.

La temperatura alla quale questo fenomeno avviene viene denominata "freeze out": il numero di WIMP in un volume comovente rimane costante o, in altre parole, la densità di WIMP diminuisce col volume dell'universo ($n \propto 1/R^3$) [1]. Considerando il caso in cui una WIMP sia l'antiparticella di se stessa (neutralino, neutrini di Majorana), la densità di WIMP deve eguagliare la densità di antiWIMP. Sotto la precedente assunzione, il processo può essere descritto quantitativamente dall'equazione di Boltzmann [57]:

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle (n^2 - n_{\text{eq}}^2) \quad (2.30)$$

dove t è il tempo, n è la densità di WIMP, H il parametro di Hubble, σ_{ann} è la sezione d'urto termica di annichilazione, v la velocità relativa, e n_{eq} è la densità di dark matter in equilibrio termico [2].

Nel lato destro dell'equazione (2.30), il primo termine tiene conto della diminuzione della densità con l'aumentare del volume dell'universo, il termine n^2 tiene conto del processo $\chi\chi \rightarrow (\text{SM})(\text{SM})$, dove SM è una particella del modello standard, e il termine n_{eq}^2 tiene conto del processo inverso $(\text{SM})(\text{SM}) \rightarrow \chi\chi$. L'equazione (2.30) può essere risolta numericamente. Una soluzione approssimata può essere ricavata definendo il tempo di freeze out come quello in cui $n < \sigma_{\text{ann}}v > = H$ [2]:

$$n_f \simeq (m_\chi T_f)^{3/2} e^{-m_\chi/T_f} \simeq \frac{T_f^2}{M_{pl} < \sigma_{\text{ann}}v >} \quad (2.31)$$

dove il pedice f indica le quantità al freeze out [2].

Definiamo ora $x_f = m_\chi/T_f$, che risulta una grandezza indipendente dalle proprietà della materia oscura e può essere considerata una costante con $x_f \simeq 20$ [2]. Possiamo quindi stimare il parametro di densità Ω_χ [2]:

$$\Omega_\chi = \frac{m_\chi n_0}{\rho_c} \simeq \frac{m_\chi T_0^3 n_f}{\rho_c T_f^3} \simeq \frac{x_f T_0^3}{\rho_c M_{pl}} (< \sigma_{\text{ann}}v >)^{-1} \quad (2.32)$$

dove il pedice 0 indica le quantità al tempo attuale.

Notiamo che m_χ non entra direttamente in Ω_χ , ma determina la scala per la sezione d'urto di annichilazione [2]:

$$\sigma_{\text{ann}}v = k \frac{g_{\text{weak}}^4}{16\pi^2 m_\chi^2} (1; v^2) \quad (2.33)$$

dove $(1; v^2)$ indica che il fattore v^2 può essere presente o meno a seconda che l'annichilazione avvenga in onda P o in onda S, $g_{\text{weak}} \simeq 0.65$ è la costante di accoppiamento di gauge dell'interazione debole e k è un parametro che tiene conto delle possibili deviazioni da questa stima.

Con questa parametrizzazione della sezione d'urto di annichilazione e dato un valore di k , il parametro di densità della materia oscura dipende unicamente dalla massa m_χ . Considerando entrambe le annichilazioni di momento angolare $l = 0$ e $l = 1$ e una variazione di k da 1/2 a 2, un candidato WIMP con il parametro di densità richiesto per spiegare gli effetti gravitazionali osservati, deve avere una massa nel range 100 GeV - 1 TeV [2]. I risultati sono mostrati in Figura 2.2.

2.3 Supersimmetria e Dark Matter

La supersimmetria (SUSY) è una teoria che introduce una simmetria fra fermioni e bosoni. Restringiamo la nostra analisi solamente alla teoria con

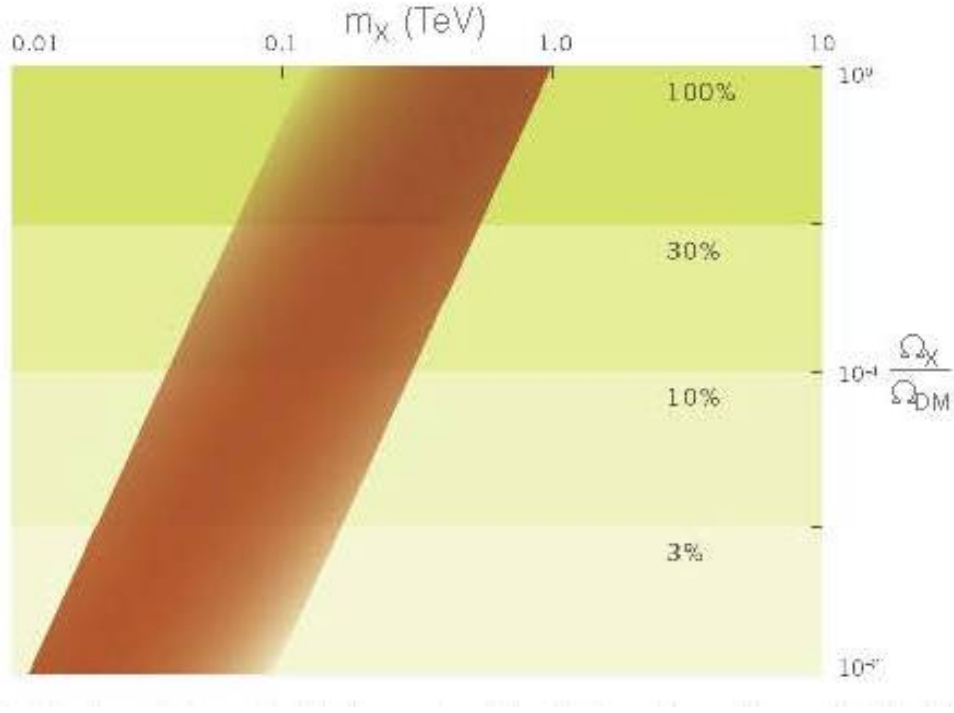


Figura 2.2: Banda di valori permessi nel piano $(m_\chi - \frac{\Omega_\chi}{\Omega_{DM}})$ dove $\Omega_{DM} = 0.23$ è il parametro di densità richiesto per la dark matter. Una WIMP nel range 100 GeV-1 TeV renderebbe conto del 100% della dark matter richiesta, mentre nel range 30-300 GeV renderebbe conto solo del 10% della dark matter attesa dalla cosmologia [2].

una singola carica supersimmetrica, denominata supersimmetria N=1 o Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM).

Il teorema di Coleman e Mandula afferma che l'unica simmetria della matrice di scattering (S-matrix), che include sotto particolare assunzioni la simmetria di Poincarè, deve risultare dal prodotto della simmetria di Poincarè con una simmetria interna [13]. L'estensione dell'algebra di Poincarè a una "graded Lie-Algebra" permette di instaurare una simmetria fra fermioni e bosoni. I "generatori" di SUSY includono degli spinori complessi (Q), che anticommutano, e i loro coniugati Q^\dagger [13]:

$$\{Q_\alpha Q_\beta\} = \{Q_\alpha^\dagger Q_\beta^\dagger\} = 0 \quad (2.34)$$

L'estensione non triviale della simmetria di Poincarè è dovuta al fatto che l'anticommutatore fra Q e Q^\dagger determina il seguente risultato [13]:

$$\{Q_\alpha Q_\beta^\dagger\} = 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \quad (2.35)$$

con $\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^{\mu} = (1, \sigma^i)$, σ^i le matrici di Pauli e P_{μ} l'operatore momento.

I generatori di SUSY commutano con l'operatore momento. L'algebra rimane invariante in seguito a una moltiplicazione di Q_{α} per una fase arbitraria e, in generale, abbiamo una combinazione lineare di cariche $U(1)$, denominata R-Charge, che non commuta con Q e Q^{\dagger} [13]:

$$[Q_{\alpha}, R] = Q_{\alpha}; [Q_{\dot{\alpha}}^{\dagger}, R] = -Q_{\dot{\alpha}}^{\dagger} \quad (2.36)$$

Il corrispondente gruppo di simmetria viene denominato $U(1)_R$.

L'operatore hamiltoniano è dato dal prodotto dei generatori di SUSY [13]:

$$H = P^0 = \frac{1}{4}(Q_1 Q_1^{\dagger} + Q_1^{\dagger} Q_1 + Q_2 Q_2^{\dagger} + Q_2^{\dagger} Q_2) \quad (2.37)$$

Gli stati di particella singola sono rappresentati attraverso dei supermultipletti: essendo Q uno spinore, la sua azione su uno stato bosonico produce un fermione. Uno stesso supermultipletto contiene sia bosoni che fermioni. Un bosone e un fermione nello stesso supermultipletto vengono denominati “*superpartners*”. La costruzione di questi multipletti, nel caso di particelle massive, può essere fatta nel seguente modo [13]:

1. Q_{α} viene utilizzato come un operatore di distruzione e Q_{α}^{\dagger} come un operatore di creazione;
2. lo stato di particella singola viene rappresentato dal ket $|m, s, s_3\rangle$;
3. si sceglie il sistema di riferimento in cui la particella è a riposo.

In questo modo l'algebra di SUSY si riduce ad un'algebra di Clifford e, agendo sullo stato di vuoto, è possibile costruire i supermultipletti massivi utilizzando differenti valori di spin: per $s = 0$ abbiamo un fermione di Majorana e uno scalare complesso, per $s = 1/2$ abbiamo due fermioni di Majorana, un vettore massivo (spin 1) e uno scalare reale e aumentando lo spin dello stato di vuoto è possibile ottenere multipletti con spin maggiori di uno.

Una costruzione simile alla precedente può essere operata per le particelle non massive come segue [13]:

1. le particelle senza massa vengono identificate dal ket $|E, \lambda\rangle$ dove λ è l'elicità;
2. si sceglie il sistema di riferimento in cui $p^{\mu} = (E, 0, 0, E)$.

In questo modo SUSY si riduce ad un'algebra di Clifford con un solo operatore di creazione. Per costruire i supermultipletti è necessario considerare due stati di elicità opposta, affinché si mantenga l'invarianza CPT [13]: utilizzando

lo stato di vuoto con elicità 0 e il suo coniugato CPT, si ottiene un supermultipletto chirale costituito da un fermione di Weyl e uno scalare complesso, mentre, utilizzando elicità 1/2, si ricava un supermultipletto vettoriale costituito da un fermione di Weyl e una particella senza massa con spin 1 (bosone di gauge).

Oltre ai supermultipletti citati, occorre introdurre dei multipletti di Higgs in coppie con ipercarica opposta, per evitare anomalie triangolari [1].

La convenzione per denominare le particelle che costituiscono i multipletti è la seguente: per i multipletti chirali, lo scalare è denominato con il nome del fermione aggiungendo una s davanti (sfermione), mentre, per i multipletti vettoriali, il fermione viene denominato aggiungendo al nome del bosone di gauge il suffisso *ino* (gaugino).

Il minimo superpotenziale W viene costruito tenendo conto degli accoppiamenti di Yukawa e dei termini di massa. Accanto a questo superpotenziale si potrebbero introdurre dei termini aggiuntivi che violino la conservazione del numero leptonic o barionico di un'unità [1]. Questi possono essere eliminati imponendo una simmetria discreta, denominata parità R , che viene definita come [1]:

$$R = (-1)^{3B+L+2s} \quad (2.38)$$

con B il numero barionico, L il numero leptonic e s lo spin.

Con questa definizione tutte le particelle del modello standard hanno $R = 1$ e tutti i superpartner hanno $R = -1$, in quanto hanno lo stesso B ed L del loro partner, mentre s differisce di 1/2. Tre importanti corollari sono [1]:

1. le superparticelle devono essere prodotte in coppie;
2. una particella supersimmetrica pesante può decadere solamente in particelle supersimmetriche più leggere;
3. così come la conservazione del numero barionico garantisce la stabilità del protone, così la conservazione di R stabilisce che lo stato supersimmetrico più leggero (LSP) con $R = -1$ sia stabile. La LSP diventa quindi un ottimo candidato dark matter.

2.3.1 LSP come candidato dark matter

La particella supersimmetrica più leggera (LSP) non può essere carica o interagire tramite interazione forte: essa si potrebbe legare alla materia ordinaria e sarebbe rivelabile come un nucleo anomalo pesante; nessun esperimento, tuttavia, ha rivelato la presenza di un tale nucleo [1].

LSP è quindi una particella neutra che può interagire solo debolmente e la segnatura più comune che ci si aspetta a LHC, per quanto riguarda produzione di particelle supersimmetriche, è energia mancante. Secondo queste prescrizioni, le particelle emergenti dallo spettro della MSSM candidati dark matter sono lo sneutrino, con spin 0, il neutralino, con spin 1/2, e il gravitino [1]. Uno sneutrino nel range di massa 1 GeV-1 TeV è stato escluso da esperimenti di scattering con nuclei pesanti, mentre uno sneutrino più leggero è stato escluso attraverso le misure di decadimento del bosone Z^0 al LEP [1].

Un buon candidato LSP è il neutralino. Nel MSSM ci sono 4 neutralini, ognuno dei quali è combinazione di 4 fermioni neutri con $R = -1$ [1]:

1. wino \widetilde{W}^3 , il partner supersimmetrico della terza componente del tripletto $SU(2)_L$ dei bosoni di gauge dell'interazione debole;
2. bino \widetilde{B} , partner supersimmetrico del campo di gauge corrispondente all'ipercarica debole;
3. due Higgsini \widetilde{H}_1 e \widetilde{H}_2 , partner supersimmetrici del doppietto di Higgs.

Il neutralino è, quindi, espresso come combinazione lineare di questi campi [1]:

$$\chi = \alpha \widetilde{B} + \beta \widetilde{W}^3 + \gamma \widetilde{H}_1 + \delta \widetilde{H}_2 \quad (2.39)$$

La massa e la composizione del neutralino dipendono dalle masse dei gaugini $SU(2)_L$ e $U(1)$, dal parametro di mixing di Higgs μ , e da $\tan \beta = v_2/v_1$ con v_1 e v_2 dati dai valori di aspettazione sul vuoto dei due campi neutri di Higgs: $v_1, v_2 = \langle 0 | H_{1,2} | 0 \rangle$ [1].

Ponendo $f = n/T^3$ e $x = T/m_\chi$ (n densità del neutralino, T la temperatura, ed m_χ la massa del neutralino), è possibile riscrivere l'equazione (2.30) nel modo seguente [1]:

$$\frac{df}{dx} = m_\chi \left(\frac{8\pi^3}{90} G_N N \right)^{-1/2} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle (f^2 - f_0^2) \quad (2.40)$$

dove G_N rappresenta la costante gravitazionale, N il numero di gradi di libertà fissata la temperatura T , σ_{ann} è la sezione d'urto di annichilazione per il neutralino, v la velocità relativa e il pedice zero denomina le quantità al tempo attuale. La soluzione di questa equazione, per piccoli x , produce un valore costante di f , per cui $n \propto T^3$ [1].

La densità di energia (Ω_χ) può dipendere anche da altri parametri della supersimmetria. Per ridurre il numero di parametri indipendenti, si può considerare il “*constrained MSSM*” (CMSSM) caratterizzato da cinque parametri [2]:

$$m_0, M_{1/2}, A_0, \tan(\beta), \mu \quad (2.41)$$

con m_0 massa scalare universale, $M_{1/2}$ massa universale del gaugino (entrambe definite alla scala $m_{\text{GUT}} \simeq 2 \times 10^{16}$ GeV) e A_0 governa le interazioni di alcune particelle scalari.

Fissati i valori di $\tan \beta$, A_0 e segno di μ , lo spazio dei parametri del CMSSM può essere visualizzato in un grafico m_0 vs. $M_{1/2}$, dove si è preso un parametro di densità per la materia oscura vicino a quello misurato sperimentalmente [2] (Fig. 2.3).

Bisogna anche tener conto dei limiti inferiori su alcuni superpartner misurati dal LEP: la massa del chargino ($m_{\chi^\pm} > 104$ GeV), la massa del seletttrone ($m_{\tilde{e}} > 99$ GeV), la massa del bosone di Higgs ($m_h > 114$ GeV); altre restrizioni sui parametri supersimmetrici provengono dalla “*branching ratio*” del processo $b \rightarrow s\gamma$ [1]. Così, nella maggior parte dello spazio dei parametri d’interesse, il neutralino è un bino e l’annichilazione procede attraverso il canale t con lo scambio di sfermioni, mentre se $m_\chi \simeq m_Z/2$ o $m_\chi \simeq m_h/2$ è importante il contributo attraverso la risonanza nel canale s [1]. Poichè il neutralino è un fermione di Majorana, lo sviluppo in onda s della sezione d’urto di annichilazione è soppresso, lontano dalla risonanza, dalla massa dei fermioni uscenti; anche l’onda p è soppressa, in quanto l’annichilazione avviene a basse temperature (particelle non relativistiche) [1]. Possiamo, quindi, scrivere il prodotto $\langle \sigma v \rangle$ includendo un termine dipendente dalla temperatura per tener conto dell’annichilazione in onda p nel modo seguente [1]:

$$\langle \sigma v \rangle = a + bx \tag{2.42}$$

dove $x = T/m_\chi$.

L’annichilazione dei neutralini continua finchè il rate di annichilazione $\Gamma = \sigma v n_\chi$ diventa inferiore al rate di espansione (freeze out). Il parametro di densità del neutralino espresso in termini di h ($H_0 = h \times 100$ km/s/Mpc) diventa [1]:

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 1.9 \times 10^{-11} \left(\frac{T_\chi}{T_\gamma} \right)^3 N_f^{1/2} \left(\frac{\text{GeV}}{ax_f + \frac{1}{2}bx_f^2} \right) \tag{2.43}$$

dove il pedice f si riferisce al freezeout, $x_f = T_f/m_\chi$ e il termine $(T_\chi/T_\gamma)^3$ rappresenta il susseguente aumento della temperatura dei fotoni rispetto a χ in seguito ad annichilazione di particelle con massa $m < x_f m_\chi$ [1].

L’ultimo candidato LSP all’interno del MSSM è il gravitino ($g_{3/2}$). Poichè il gravitino interagisce solo gravitazionalmente, solamente il decadimento della “*next-to-lightest supersymmetric particle*” (NLSP) può essere una sorgente importante di gravitini e la NLSP è metastabile. Un’opzione per la NLSP è il partner supersimmetrico del τ , indicato col simbolo $\tilde{\tau}_1$. Essendo una particella metastabile carica, il $\tilde{\tau}_1$ dovrebbe presentare una segnatura distintiva ad

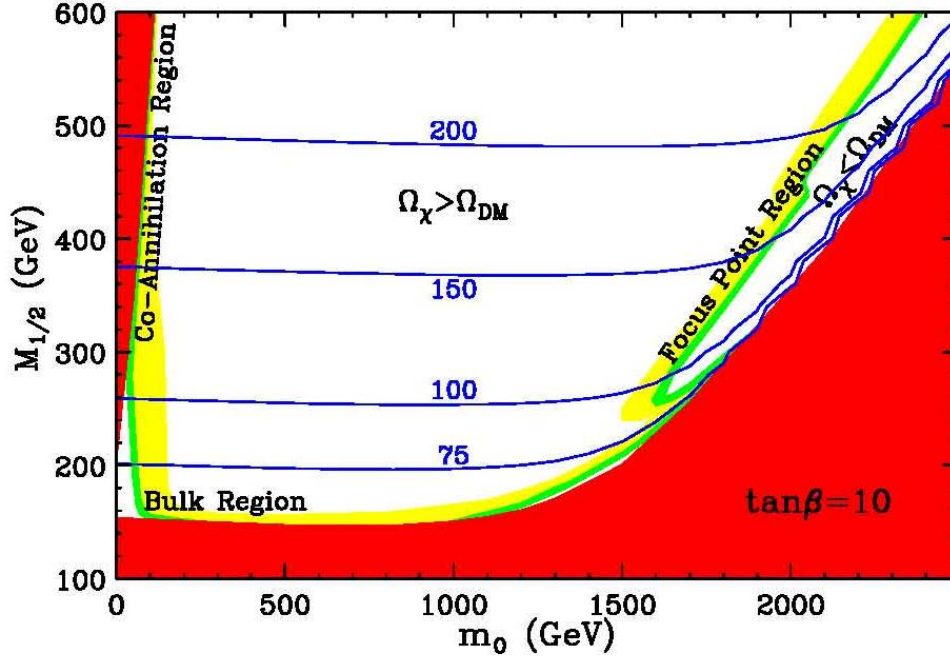


Figura 2.3: Regione di “minimal supergravity” nello spazio dei parametri m_0 , $M_{1/2}$ fissando $A_0 = 0$, $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$. Per la regione verde vale $0.20 < \Omega_\chi < 0.28$, per la gialla $0.2 < \Omega_\chi < 0.6$; la regione rossa è esclusa dai dati cosmologici [2].

LHC, che permetterebbe di calcolarne la massa e di ricostruire le sparticelle più pesanti che decadono in $\tilde{\tau}_1$ [1].

Alternativamente, la NLSP potrebbe essere il partner del quark top (\tilde{t}_1), che presenterebbe una segnatura ancora più evidente ad LHC: immediatamente dopo la produzione rimarrebbe confinato all’interno di un adrone carico o neutro, dopo di che avrebbe un’alta probabilità di interagire coi materiali del detector cambiando la sua carica [1].

Un’altra possibilità ancora per la NLSP potrebbe essere lo sneutrino o il neutralino, la cui segnatura sarebbe data da energia mancante nell’evento. La segnatura sarebbe comunque distinguibile da quella del neutralino, in quanto lo stato finale dovrebbe includere dei leptoni dello stesso sapore dello sneutrino [1].

Lo scenario in cui il gravitino sarebbe la LSP (GDM, Gravitino Dark Matter) è fortemente vincolato da osservazioni sulle abbondanze cosmologiche degli elementi più leggeri. Tuttavia, tale scenario permetterebbe di migliorare le predizioni cosmologiche sull’abbondanza di ${}^7\text{Li}$: il gravitino viene prodotto,

ad esempio, nel decadimento del neutralino $\chi \rightarrow g_{3/2} + \gamma$ e la radiazione elettromagnetica emessa può distruggere nuclei di D, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, determinando una sovrapproduzione di ${}^6\text{Li}$ [3].

La misura più diretta del rapporto fra la densità di barioni e di fotoni proviene dalla radiazione cosmica di fondo: il suo valore, $\eta = (6.14 \pm 0.25) \times 10^{-10}$ [3], determina predizioni molto precise sulle abbondanze degli elementi leggeri. Valori predetti e osservati sono mostrati in Tabella 2.1: essi sono vicini nel caso di deuterio ed ${}^3\text{He}$, ma differiscono di un fattore 3 nel caso del ${}^7\text{Li}$ e di un fattore 10^{-3} nel caso del ${}^6\text{Li}$; queste discrepanze, tuttavia, non sono molto significative, a causa dei notevoli errori sistematici presenti nelle misure astrofisiche.

Queste anomalie possono, però, essere spiegate assumendo il decadimento di particelle massive con $\tau > 10^2$ s, che producono radiazione elettromagnetica o sciami adronici, alterando la “*Big Bang nucleosynthesis*” (BBN). La BBN impone dei limiti alla densità e alla vita media di queste particelle e al valore di η : tali limiti vengono mostrati in Figura 2.4, dove $\zeta_X = m_X n_X / n_\gamma$, X si riferisce alla particella in esame che decade [3]. Considerando un gravitino

Elemento	Predetto	Osservato
D/H	$2.55^{+0.20}_{-0.21} \times 10^{-5}$	$(2.78 \pm 0.29) \times 10^{-5}$
${}^3\text{He}/\text{H}$	$(1.01 \pm 0.07) \times 10^{-5}$	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-5}$
${}^7\text{Li}/\text{H}$	$4.26^{+0.73}_{-0.60} \times 10^{-10}$	$1.23^{+0.68}_{-0.32} \times 10^{-10}$
${}^6\text{Li}/\text{H}$	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-14}$	$6^{+7}_{-3} \times 10^{-12}$

Tabella 2.1: Confronto fra valori predetti e osservati per i rapporti D/H, ${}^3\text{He}/\text{H}$, ${}^7\text{Li}/\text{H}$, ${}^6\text{Li}/\text{H}$ [58].

stabile, la NLSP può essere un $\tilde{\tau}_1$, uno sneutrino oppure un neutralino χ . Nel caso del neutralino avremmo ad esempio:

$$\chi \rightarrow g_{3/2} + \gamma \quad (2.44)$$

Il parametro di densità del gravitino ($\Omega_{3/2}$) che si ottiene è dato da [3]:

$$\Omega_{3/2} h^2 = \frac{m_{3/2}}{m_{\text{NLSP}}} \Omega_{\text{NLSP}} h^2 \quad (2.45)$$

Utilizzando come vita media della NLSP $\tau_{\text{NLSP}} = 10^8$ s e considerando l’abbondanza del ${}^6\text{Li}$, si ottiene: $\frac{n_{\text{NLSP}}}{n_\gamma} < 5 \times 10^{-14} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\text{NLSP}}} \right)$ [3]. Infine, preso $n_B/n_\gamma = 6 \times 10^{-10}$, si ottiene il seguente limite per il parametro di densità del gravitino: $\Omega_{3/2} h^2 < 2 \times 10^{-4}$ [3].

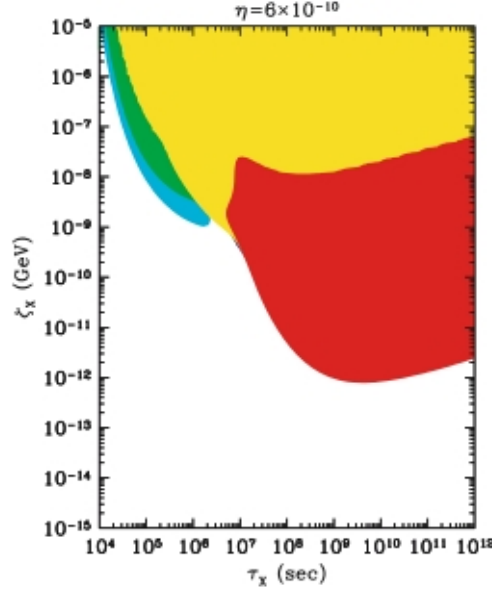


Figura 2.4: Limiti su ζ_X e τ_X in funzione delle abbondanze degli elementi leggeri. Il pedice X si riferisce alla particella supersimmetrica che, decadendo, può spiegare le discrepanze nelle abbondanze di ${}^7\text{Li}$ e ${}^6\text{Li}$. Le aree colorate sono escluse; le esclusioni derivano dalla compatibilità di nucleosintesi come segue: rosso = ${}^6\text{Li}$, verde = ${}^7\text{Li}$, giallo = ${}^6\text{Li} / {}^7\text{Li}$ e blu = D/H [3].

Questo risultato è lontano da quello che si dovrebbe ottenere secondo i dati cosmologici ($\Omega_{3/2}h^2 \simeq 0.23$). Ovviamente tale calcolo risente dell'assunzione $\tau_{\text{NLSP}} = 10^8 \text{ s}$ e, diminuendone la vita media, le richieste cosmologiche possono essere soddisfatte. Tuttavia richiedere $\Omega_{3/2}h^2 < \Omega_{\text{NLSP}}h^2 \simeq 0.23$ impone meccanismi supplementari nella generazione dei gravitini, come aumento della temperatura subito dopo l'inflazione, oltre al decadimento della NLSP [3].

Per spiegare i dati della BBN, si potrebbe ipotizzare che il gravitino sia la NLSP e che il neutralino sia la particella supersimmetrica stabile. In questo caso, però, ci sono dei problemi aggiuntivi, dovuti al fatto che dai calcoli si ottiene una temperatura massima raggiunta dall'universo di cinque ordini di grandezza inferiore rispetto a quella aspettata nei modelli con inflazione [3].

2.4 Candidati non supersimmetrici

Per molto tempo la supersimmetria è stata considerata una delle estensioni più realistiche e naturali del Modello Standard. Tuttavia i risultati del LEP e

la necessità di nuova fisica per $\Lambda \simeq 1$ TeV costringono a riflettere sulla possibilità che esistano teorie alternative.

Una teoria alternativa al Modello Standard deve comunque dare una risposta alle questioni irrisolte, quali l'origine delle 3 famiglie di leptoni e quark, della materia oscura, dell'energia oscura e l'asimmetria fra particelle e antiparticelle. Il modo più semplice per risolvere questi problemi è richiedere una nuova simmetria alla scala del TeV, come la parità R della supersimmetria o la parità T nelle teorie “*little Higgs*”. Analizziamo di seguito alcuni esempi di particelle, candidati dark matter, che esulano dal contesto della supersimmetria.

2.4.1 Kaluza-Klein Dark Matter

Una possibilità alternativa per segnali di nuova fisica proviene dalle dimensioni extra. L'idea che ci possano essere delle dimensioni spaziali aggiuntive risale al 1920, con i lavori di Kaluza e Klein. Nei modelli extra-dimensionali tutti i campi del Modello Standard si propagano in dimensioni piatte toroidali (a meno che il modello standard non sia localizzato in una brana) [1]. L'idea base del modello di Kaluza-Klein (KK) è che ad ogni campo multidimensionale corrisponda un insieme di particelle quadridimensionali con massa crescente.

A basse energie ($E \simeq 1/R$ è la scala a cui appaiono nuove dimensioni) solo particelle non massive possono essere prodotte. Nello scenario in cui solo la gravità si propaga attraverso le dimensioni extra vale $R < 1mm \simeq 1 \text{ MeV}^{-1}$ [1] mentre, se le particelle ordinarie possono propagarsi attraverso le dimensioni extra, $1/R$ è almeno qualche centinaio di GeV [1]. In alcuni modelli extra-dimensionali le particelle non sono stabili e decadono in particelle del Modello Standard (SM). Tuttavia, possiamo invocare l'esistenza di nuove simmetrie nel contesto extra dimensionale, come la parità KK, che rimangono non rotte all'interno delle teorie denominate “*Universal Extra Dimension*”. Il risultato è che la particella KK più leggera (LKP) rimane stabile e per dimensioni extra dell'ordine di TeV^{-1} , se la LKP è elettricamente neutra e ha interazioni di forza simile a quelle elettrodeboli, può rivestire il ruolo di WIMP [1].

Assumendo un bosone di Higgs leggero (120 GeV) e un particolare modello (MUED, *Minimal Universal Extra Dimension*), la LKP è un bosone di gauge ipercarico B^1 [1]. Sotto alcune assunzioni teoriche, LKP dovrebbe avere una massa compresa fra 500 GeV e 2 TeV [1].

Un'altra possibilità per la LKP è l'eccitazione del neutrino destrorso ν_R . Per comportarsi come una WIMP questa particella deve interagire con bosoni di gauge KK [1]. Tale possibilità può essere investigata all'interno di teorie GUTs (“*Grand Unified Theories*”), dove la stabilità di LKP è garantita da una simmetria Z_3 , combinazione lineare di numero barionico e della simmetria $SU(3)$ di colore. Se il numero barionico (B) è un numero quantico conservato, la

seguinte trasformazione diventa una simmetria [1]:

$$\phi \rightarrow e^{2i\pi(B - \frac{n_c - n_{\bar{c}}}{3})} \phi \quad (2.46)$$

dove B è il numero barionico di un dato campo ϕ , n_c è il numero di colori e $n_{\bar{c}}$ è il numero di anticolori.

In modelli GUT extra dimensionali si può postulare l'esistenza di particelle che trasportano una carica Z_3 non nulla e la più leggera di queste particelle è stabile, in quanto non può decadere in particelle del Modello Standard. L'unico fermione massivo di Dirac, che può comportarsi come una WIMP, è l'eccitazione KK del neutrino destrorso [1] (il neutrino sinistrorso è escluso grazie agli accoppiamenti della Z^0). In modelli dove il gruppo di gauge elettrodebole è esteso a $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, il neutrino interagisce in modo particolare con l'eccitazione KK della Z^0 (Z'), mentre gli accoppiamenti con la materia ordinaria sono deboli [1].

Infine, all'interno di teorie KK si possono considerare anche alcuni candidati non WIMP quali gravitone e branone [1].

2.4.2 Little Higgs e Technicolour Dark Matter

Nelle teorie Little Higgs e Technicolour sono presenti dei possibili candidati Dark Matter. Nei modelli Little Higgs il bosone di Higgs diventa uno pseudo bosone di Nambu-Goldstone, associato ad una rottura spontanea di simmetria nel settore elettrodebole che avviene alla scala del TeV. Un'esplicita rottura della simmetria globale da parte di interazioni di Yukawa e di gauge genera la massa del bosone di Higgs e assicura che essa sia piccola.

In questo contesto è necessario introdurre nuove particelle, che permettano di risolvere le divergenze quadratiche del Modello Standard, e una nuova parità, la parità T , da cui si origina la stabilità della particella più leggera con T dispari [1]. Questa particella è tipicamente il partner del bosone di gauge ipercarico e può essere considerato un candidato dark matter: le predizioni per la sua massa sono nel range 80-500 GeV [1] e la sua annichilazione produce prevalentemente coppie di W^\pm , Z^0 e t . Eventuali segnali sono attesi sia a LHC, in particolare per il partner pesante del quark t ($\simeq 1$ TeV), sia con il telescopio Fermi attraverso la produzione secondaria di raggi γ [1].

Le teorie Technicolour, invece di introdurre un bosone di Higgs, spiegano la massa dei bosoni W^\pm e Z^0 attraverso la dinamica di nuove interazioni di gauge fortemente accoppiate [1]. Questi modelli producono dei technibarioni quasi stabili analoghi al protone della QCD, che possono possedere le giuste proprietà per essere considerati dei candidati dark matter [1]. E' necessaria, anche, l'introduzione di una nuova simmetria $U(1)$, che porta ad un nuovo numero

quantico conservato (il numero technibarionico), complementare al numero barionico della QCD. Le maggiori difficoltà, nella costruzione di estensioni del Modello Standard di questo tipo, riguardano la limitata conoscenza delle teorie fortemente interagenti.

2.4.3 Assioni

Gli assioni vengono introdotti per due motivi: risolvono lo “*strong CP problem*” del Modello Standard e costituiscono un buon candidato dark matter. I dati sperimentali sembrano non indicare nessuna violazione di CP nella QCD (strong CP problem). Questo risulta un problema in quanto, nella lagrangiana QCD contenente anche le interazioni deboli, ci sono dei termini capaci di rompere tale simmetria [1]:

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \sum_{j=1}^n \left[\bar{q}_j \gamma^\mu i D_\mu q_j - \left(m_j q_{Lj}^\dagger q_{Rj} + \text{h.c.} \right) \right] + \frac{\theta g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (2.47)$$

dove G_μ^a sono gli 8 campi di gauge associati ai gluoni con $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c$ (f_{abc} sono delle costanti reali di struttura) [9], q_j denota i campi di colore (quark), γ^μ le matrici di Dirac, g è la costante di accoppiamento, D_μ è la derivata covariante definita come $D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a$ [9], $T_a = \lambda_a/2$ (λ_a sono i generatori della simmetria SU(3) di colore), θ è il parametro di fase associato al vuoto QCD [1].

L'ultimo termine è una quadridivergenza e non dà contributo nella teoria perturbativa, ma viola CP e determinerebbe un momento di dipolo elettrico del neutrone. Considerando $\bar{\theta} = \theta - \text{Arg}(m_1, m_2, \dots, m_n)$, il momento di dipolo misurato sperimentalmente impone un limite superiore su $\bar{\theta}$: $\bar{\theta} < 10^{10}$ [1]. Il motivo per cui $\bar{\theta}$ è così piccolo non è chiaro. Peccei e Quinn propongono di risolvere il problema CP forte introducendo una quasi simmetria $U_{\text{PQ}}(1)$: U_{PQ} deve essere una simmetria della lagrangiana classica (senza θ) rotta esplicitamente da effetti non perturbativi, che rendono la lagrangiana dipendente da θ . La particella, associata alla rottura spontanea di simmetria forte, è il quasi-bosone di Nambu-Goldstone denominato assione [5].

La presenza della quasi simmetria $U_{\text{PQ}}(1)$ determina un termine aggiuntivo, che va a sommarsi a $\bar{\theta}$ [1]:

$$\bar{\theta} = \theta - \text{arg}(m_1, m_2, \dots, m_n) - \frac{a(x)}{f_a} \quad (2.48)$$

dove $a(x)$ è il campo assionico e $f_a = v_a/N$ è la costante di decadimento assionica, v_a è il valore di aspettazione sul vuoto di un campo complesso responsabile della rottura spontanea di simmetria U_{PQ} ed N un intero che tiene

conto delle anomalie di colore di U_{PQ} .

La massa dell'assione (m_a) viene espressa in termini di f_a come [1]:

$$m_a \simeq 0.6 \text{ eV} \frac{10^7 \text{ GeV}}{f_a} \quad (2.49)$$

Tutti gli accoppiamenti dell'assione sono inversamente proporzionali a f_a e quindi fortemente soppressi dall'elevato valore della costante di decadimento assionica. Di particolare interesse, per le ricerche di dark matter, è l'accoppiamento dell'assione a una coppia di fotoni [1]:

$$L_{a\gamma\gamma} = -g_\gamma \frac{\alpha a(x)}{\pi f_a} E \cdot B \quad (2.50)$$

dove E è il campo elettrico, B il campo magnetico, α è la costante di struttura fine e g_γ è un coefficiente che dipende dal modello. Gli assioni freddi vengono prodotti quando il campo assionico determina il minimo del potenziale effettivo $V(\bar{\theta})$ relativo alla conservazione di CP. La simmetria U_{PQ} viene rotta spontaneamente alla temperatura critica $T_{PQ} \simeq v_a$, dove v_a è il valore di aspettazione di un campo complesso $\phi(x)$. La densità di lagrangiana per tale campo ha la forma [1]:

$$L_\phi = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi - v_a^2)^2 + \dots \quad (2.51)$$

dove i puntini rappresentano le interazioni con altri campi. Per $T > T_{PQ}$ l'energia ha un minimo a $\phi = 0$, mentre per $T < T_{PQ}$ il minimo è un cerchio il cui raggio tende a v_a col decrescere della temperatura. Per il campo complesso vale la relazione [1]:

$$\langle \phi(x) \rangle = v_a e^{ia(x)/v_a} \quad (2.52)$$

Considerando due punti tali che ognuno si trovi al di fuori dell'orizzonte causale dell'altro, i valori di $a(x)$ in quei punti sono totalmente scorrelati. Dalla cosmologia è noto che la dimensione dell'orizzonte casuale viene modificata durante l'inflazione: in assenza di inflazione l'orizzonte casuale è dell'ordine dell'età t dell'universo, mentre durante un periodo inflazionario cresce esponenzialmente e diventa molto maggiore di t [1].

Durante l'inflazione, la densità di energia dell'universo è dominata dall'energia potenziale di un'ipotetica particella, denominata inflatone, e la velocità dell'espansione dell'universo supera quella della luce. Dopo l'inflazione, l'inflatone decade e la sua energia viene trasferita a particelle relativistiche, determinando il "reheating stage" cui è associata una temperatura denominata "reheating temperature" (T_r). Per quanto riguarda il campo assionico occorre considerare due casi [1]:

1. caso 1- ($T_r < T_{PQ}$): il campo assionico è omogeneo su enormi distanze. L'evoluzione del campo assionico viene denominata "evoluzione con modo di momento zero";
2. caso 2- ($T_r > T_{PQ}$): oltre ai modi di momento zero sono presenti anche dei modi con momento non nullo, che trasportano stringhe e "domain walls", ovvero difetti topologici.

Considerando per l'universo primordiale la metrica di Robertson-Walker (eq. 2.4), l'equazione del moto per $a(x)$ in questo spazio-tempo diventa [1]:

$$D_\mu \partial^\mu a(x) + V'_a(a(x)) = \left(\partial_t^2 + 3 \frac{\dot{R}}{R} \partial_t - \frac{1}{R^2} \nabla_x^2 \right) a(x) + V'_a(a(x)) = 0 \quad (2.53)$$

dove V_a rappresenta il potenziale effettivo per il campo assionico $a(x)$ e V' indica la derivata rispetto ad $a(x)$.

Tale potenziale è dovuto a effetti non perturbativi della QCD, associati all'istantone, che rompono la simmetria U_{PQ} in un sottogruppo discreto $Z(N)$. In forma qualitativa tale potenziale può essere scritto come [1]:

$$V_a = f_a^2 m_a^2(t) \left[1 - \cos \left(\frac{a}{f_a} \right) \right] \quad (2.54)$$

Il potenziale è periodico con periodo $\Delta a = 2\pi v_a/N = 2\pi f_a$.

Sostituendo l'equazione (2.54) nell'equazione del moto (2.53) si ottiene:

$$\left(\partial_t^2 + 3 \frac{\dot{R}}{R} \partial_t - \frac{1}{R^2} \nabla_x^2 \right) a(x) + m_a^2(t) f_a \sin \left(\frac{a(x)}{f_a} \right) = 0 \quad (2.55)$$

I primi tre termini dell'equazione (2.55) sono proporzionali a t^{-2} e la massa dell'assione può essere trascurata durante l'evoluzione del campo assionico fino a che $m_a(t)$ diventa dell'ordine di $1/t$. Il tempo critico t_1 viene definito come: $m_a(t_1)t_1 = 1$ [1]. Limitiamoci ora al caso 1: l'inflazione avviene dopo la transizione di fase PQ e il campo assionico è omogeneo sulle larghe distanze. L'equazione (2.55), utilizzando $R \propto \sqrt{t}$, diventa [1]:

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{3}{2t} \frac{d}{dt} \right) a(t) + m_a^2 f_a \sin \left(\frac{a(t)}{f_a} \right) = 0 \quad (2.56)$$

Assumendo $t \ll t_1$ possiamo trascurare m_a . La soluzione è perciò:

$$a(t) = a_0 + a_{\frac{1}{2}} t^{-1/2} \quad (2.57)$$

con a_0 e $a_{\frac{1}{2}}$ due costanti da determinare. Essendo presente la dipendenza da $t^{-1/2}$, il campo assionico tende ad un valore costante con l'aumentare dell'età dell'universo t .

Quando t si avvicina a t_1 il campo assionico inizia ad oscillare, in quanto la massa m_a non può più essere trascurata. Assumendo $f_a \sin(a/f_a) \simeq a$ e definendo ψ come $a(t) = t^{-\frac{3}{4}}\psi(t)$, l'equazione per $\psi(t)$ diventa [1]:

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega^2(t) \right) \psi(t) = 0 \quad (2.58)$$

dove $\omega^2 = m_a^2(t) + \frac{3}{16t^2}$. Per $t > t_1$ vale $d(\ln(w))/dt \ll \omega \simeq m_a$, denominato regime adiabatico. Risolvendo l'equazione (2.58) si ottiene:

$$a(t) = A(t) \cos \left(\int^t \omega(t') dt' \right) \quad (2.59)$$

dove $A(t) = \frac{C}{\sqrt{m_a(t)t^{3/4}}}$ e C è una costante. Durante questo regime abbiamo:

$$A^2(t)m_a(t) \propto t^{-3/2} \propto R(t)^{-3} \quad (2.60)$$

Il modo di momento zero del campo assionico ha una densità di energia $\rho_a = \frac{1}{2}m_a^2 A^2$ e descrive uno stato coerente di assioni a riposo con densità $n_a = \frac{1}{2}m_a A^2$. L'equazione (2.60) garantisce che il numero di assioni per unità di volume comovente sia conservato [1].

Questa densità di assioni è stata ricavata supponendo che il campo si evolva secondo la (2.59) e $a(t_1) = f_a \alpha_1$, con α_1 il cosiddetto *angolo iniziale di disallineamento*. Essendo il potenziale effettivo periodico, i valori rilevanti per α_1 sono nel range $\pm\pi$. Il numero di assioni al tempo t_1 può essere stimato come [1]:

$$n_a(t_1) \simeq \frac{1}{2}m_a(t_1) (a(t_1))^2 = \frac{f_a^2}{2t_1} (\alpha_1)^2 \quad (2.61)$$

dove è stata utilizzata la relazione $m_a(t_1)t_1 = 1$.

La densità di energia degli assioni può essere stimata come [1]:

$$\rho_a(t_0) \simeq m_a n_a \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \simeq m_a \frac{f_a^2}{2t_1} (\alpha_1)^2 \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \quad (\text{caso 1}) \quad (2.62)$$

dove R_1 è il fattore di scala al tempo t_1 e R_0 è il fattore di scala al tempo t_0 . Il parametro di densità dell'assione (Ω_a) che si ottiene nel caso 1 è quindi dato da [1]:

$$\Omega_a \simeq 0.15 \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}} \right)^{7/6} \left(\frac{0.7}{h} \right)^2 \alpha_1^2 \quad (\text{caso 1}) \quad (2.63)$$

dove h è definito nella costante di Hubble: $H(t) = h(t) \times 100 \text{ km/s/Mpc}$. Nel caso 2, l'angolo di disallineamento α_1 è differente da un orizzonte QCD all'altro. Poichè la media di α_1 su differenti orizzonti QCD è 1, la densità di energia degli assioni per il modo di momento zero viene stimata come [1]:

$$\rho_a(t_0) \simeq m_a \frac{f_a^2}{2t_1} \left(\frac{R_1}{R_0} \right)^3 \quad (\text{caso 2}) \quad (2.64)$$

Nel caso 2, oltre ai contributi di momento zero, bisogna considerare anche gli altri modi con momento non nullo. Sommando tutti i modi, il parametro di densità dell'assione è dato da [1]:

$$\Omega_a \simeq 0.7 \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{GeV}} \right)^{7/6} \left(\frac{0.7}{h} \right)^2 \quad (\text{caso 2}) \quad (2.65)$$

Variando i valori dei parametri, il parametro di densità potrebbe essere compatibile con le richieste cosmologiche e l'assione risulta un buon candidato dark matter.

Opportunità di ricerca di Dark Matter con AMS-02

3.1 Fisica dei raggi cosmici

I raggi cosmici (RC) furono scoperti nel 1912 da V. Hess come eccesso di radiazione rispetto a quella che può essere ricondotta alla radioattività ambientale. Hess caricò su un pallone aerostatico un dispositivo per la misura di particelle cariche e si rese conto che la radiazione aumentava con l'altitudine. Questo dimostrò che la radiazione non aveva origine terrestre, ma proveniva dallo spazio esterno.

La radiazione cosmica, che incide sulla sommità dell'atmosfera, è composta da tutte le particelle cariche stabili, nuclei e altre particelle quali antiprotoni, antielettroni, raggi γ , antideuterio. Tecnicamente vengono denominati raggi cosmici primari le particelle che vengono accelerate dalle sorgenti astrofisiche e raggi cosmici secondari quelli prodotti in seguito a spallazione dei raggi cosmici primari col mezzo interstellare. Particelle come elettroni, protoni e nuclei sintetizzati nelle stelle (Fe, He, C, O) sono primari, nuclei come Li, Be, B sono secondari così come la maggior parte di antiprotoni e positroni. Circa il 90% dei raggi cosmici primari sono protoni, il 9% nuclei di elio e il restante 1% altre particelle come elettroni, positroni, raggi gamma, antiprotoni e nuclei [18].

Lo spettro dei raggi cosmici si estende per circa 13 ordini di grandezza (10^8 eV fino a circa 10^{21} eV): lo spettro decresce con l'aumentare dell'energia. Ad energie attorno a 10^{11} eV, il flusso è di 1 particella/m²s alla sommità dell'atmosfera terrestre [14], mentre per energie attorno a 10^{15} eV il flusso è 1 particella/m²anno (Fig. 3.1). Per energie maggiori di circa 10-20 GeV lo

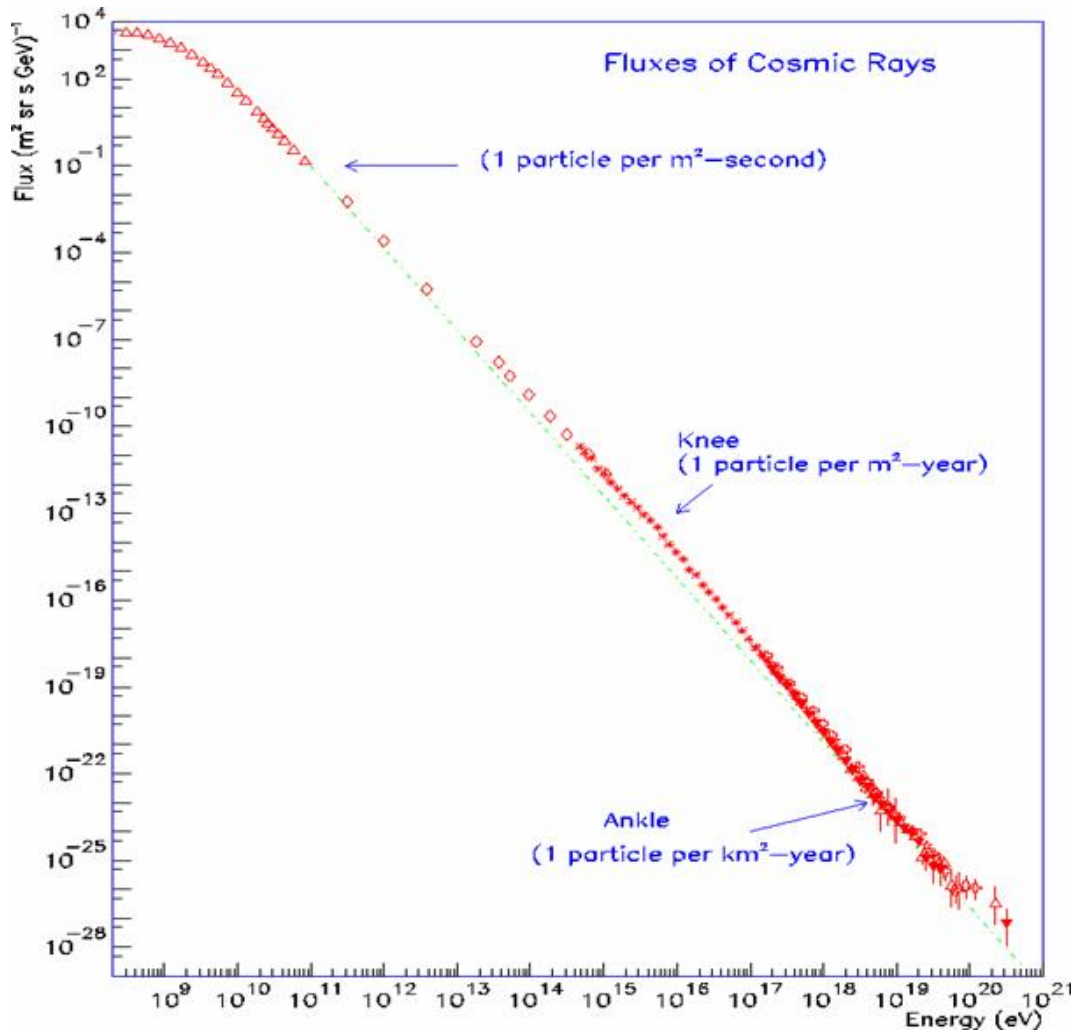


Figura 3.1: Spettro “all-particles” dove viene mostrata la legge di potenza $dN/dE \propto E^{-\gamma}$. Il primo cambio di pendenza (“*knee*”) avviene intorno ad energie di 10^{15} eV, mentre il secondo cambio di pendenza (“*ankle*”) è intorno a 10^{19} eV.

spettro di raggi cosmici è descritto da una legge di potenza:

$$\frac{dN(E)}{dE} = E^{-\gamma} \quad (3.1)$$

dove N è il numero di eventi osservati, E l’energia della particella primaria e γ è l’indice spettrale, che vale circa 2.7 per energie fino a 3×10^{15} eV, ed aumenta per energie superiori con due cambi di pendenza attorno a 10^{15} eV e 10^{19} eV. I due cambi di pendenza vengono denominati rispettivamente “*knee*”

ed “*ankle*” dello spettro dei raggi cosmici. Per energie inferiori a circa 10-20 GeV lo spettro dei raggi cosmici viene “modulato” dal vento solare e dagli effetti del campo magnetico terrestre.

3.1.1 Meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici

L’accelerazione dei raggi cosmici da parte di qualche meccanismo galattico o extragalattico deve tener conto dello spettro di potenza dei raggi cosmici, delle abbondanze relative degli elementi che compongono i raggi cosmici e della energia massima misurata (10^{20} eV). Il meccanismo di Fermi, ovvero un’accelerazione stocastica dovuta a ripetuti urti di particelle con un’onda di shock emessa, ad esempio, da un’esplosione di supernova, riesce a spiegare l’accelerazione dei raggi cosmici fino a energie di circa 10^5 GeV [19]. Per energie maggiori è necessario, invece, postulare l’esistenza di altri meccanismi.

L’onda di shock viene generata in quanto la velocità di espansione del resto di supernova (v_R) è maggiore della velocità del suono nel mezzo interstellare. L’onda di shock ha una velocità v_S che dipende sia da v_R sia dal rapporto dei calori specifici del mezzo attraversato dallo shock e del mezzo indisturbato. Se il mezzo interstellare e lo shock sono ionizzati vale la relazione $v_S/v_R = 4/3$ [19]; la forza dello shock è data dalla frazione di compressione $R = \frac{v_S/v_R}{v_S/v_R - 1}$, con $R = 4$ nel caso della relazione precedente [19]. Se le dimensioni radiali dello shock sono maggiori del raggio di curvatura (r_g) di una particella nel campo magnetico galattico (B), possiamo assumere per lo shock l’approssimazione di onda piana [19]. Nel sistema del laboratorio denominiamo la regione dietro lo shock “*downstream*” e la regione davanti allo shock “*upstream*” (Fig. 3.2). Se passiamo nel sistema di riferimento solidale con l’onda di shock, le particelle dell’upstream si muovono con velocità $u_1 = v_S$ verso lo shock, mentre le particelle nella regione downstream si muovono con velocità u_2 .

Mentre lo shock avanza, le particelle nella regione upstream possono attraversare lo shock e passare nella regione downstream. Quando una particella attraversa lo shock può rimanere nella regione downstream oppure riattraversare lo shock e ritornare nella regione upstream. Ogni volta che una particella attraversa lo shock si ha un guadagno di energia proporzionale a $B = 4/3\beta_s$, dove $\beta_s = \frac{u_1 - u_2}{c}$ [19].

A questo punto, chiamando P la probabilità che una particella rimanga nella zona di accelerazione, possiamo ricavare le seguenti relazioni:

$$E = E_0 B^k \tag{3.2}$$

$$N = N_0 P^k \tag{3.3}$$

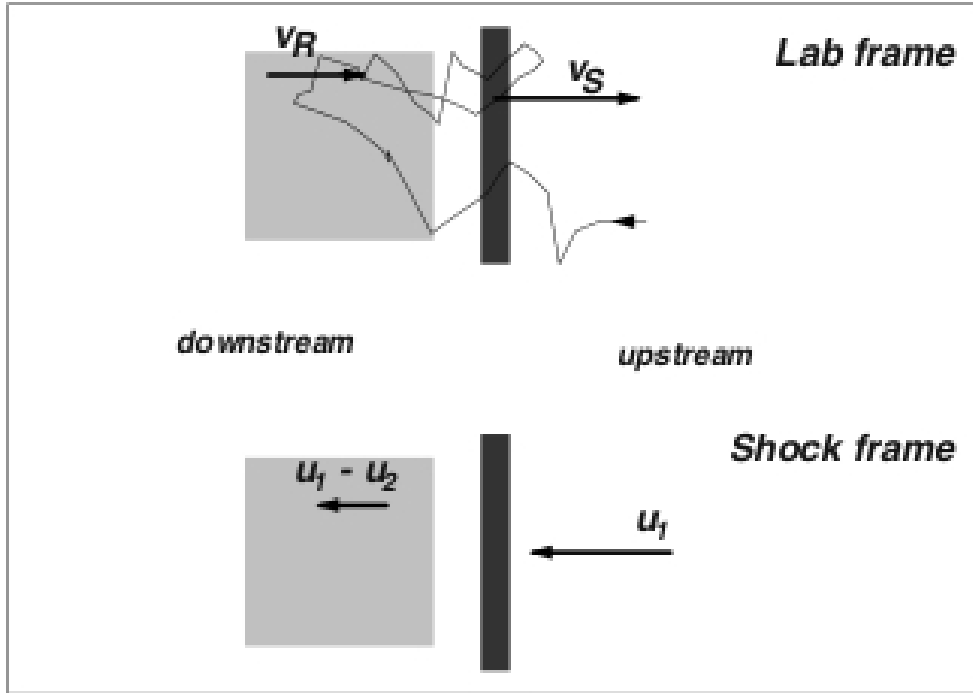


Figura 3.2: Rappresentazione schematica dell'accelerazione di raggi cosmici grazie ad onde di shock. La parte in alto mostra la situazione nel sistema di riferimento del laboratorio, evidenziando le regioni “upstream” e “downstream”, mentre la parte in basso mostra la situazione nel sistema di riferimento solidale con l'onda di shock [19].

dove E_0 e N_0 sono energia e numero di particelle iniziale ed E e N sono energia e numero di particelle dopo k collisioni.

Utilizzando le due relazioni precedenti possiamo scrivere:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{\alpha-1} \quad (3.4)$$

dove $\alpha = \frac{\ln P}{\ln B}$. Il coefficiente α può essere stimato attraverso alcuni modelli. Il risultato è $\gamma = \alpha - 1 \simeq 2$, come atteso dai risultati sperimentali per lo spettro alle sorgenti [19].

Considerando un volume attorno al disco galattico V_{gd} , uniformemente popolato da raggi cosmici che rimangono confinati per un tempo caratteristico t_{gd} , possiamo stimare la potenza necessaria per accelerare raggi cosmici. Utilizzando un disco di raggio 15 kpc e altezza 500 pc abbiamo $V_{\text{gd}} = \pi(15 \text{ kpc})^2 500 \text{ pc} = 10^{67} \text{ m}^3$. La densità di raggi cosmici (ρ_E) è $\simeq 0.5 \text{ eV/cm}^3$ e $t_{\text{gd}} = 10^7$ anni [19].

La potenza può essere stimata come:

$$L_{\text{CR}} = \frac{V_{\text{gd}} \times \rho_E}{t_{\text{gd}}} \simeq 3 \times 10^{40} \text{ erg/s} \quad (3.5)$$

Tipicamente, tre resti di supernova con massa pari a 10 volte quella del Sole si espandono con velocità 5×10^8 cm/s per secolo producendo una potenza pari a 3×10^{42} erg/s per secolo. In questo modo un'efficienza di accelerazione dell'ordine del 1% può spiegare l'accelerazione dei raggi cosmici nel disco galattico. L'energia massima raggiungibile, assumendo una supernova di massa 10 volte quella del Sole, un mezzo interstellare con densità di 1 nucleone per cm^3 e $u_1 = 10^9$ cm/s, è data dalla seguente relazione [19]:

$$E_{\text{max}} = Z \times 2.4 \times 10^5 \text{ GeV} \quad (3.6)$$

dove Z è il numero atomico della specie che viene accelerata. Questa energia massima raggiungibile, col meccanismo di Fermi, comporta un cambio di pendenza nello spettro totale dei raggi cosmici (knee). Per energie maggiori di E_{max} è necessario postulare nuove sorgenti capaci di accelerare i raggi cosmici. Una delle ipotesi avanzate è accelerazione indotta da pulsar.

Una pulsar è una giovane stella di neutroni rapidamente rotante attorno ad un asse. Ha una densità pari a quella dei nuclei, una massa dell'ordine di 1.4 volte la massa del Sole, un raggio dell'ordine di 10 km e un campo magnetico dell'ordine di 10^8 T.

Le pulsar forniscono energia tramite induzione elettromagnetica e, combinando i diversi parametri, è possibile stimare l'energia massima raggiungibile per particella di carica unitaria, che risulta essere dell'ordine di 10^{19} eV. Non è ancora chiaro se poche pulsar galattiche possano spiegare tutto il flusso stazionario di raggi cosmici per energie fra 10^{15} eV e 10^{19} eV, ma l'esistenza di raggi cosmici con energia attorno a 10^{20} eV impone l'esistenza di altri meccanismi per energie maggiori di 10^{19} eV.

I raggi cosmici con energie maggiori di 10^{19} eV non sono confinati all'interno della nostra galassia. Una delle ipotesi avanzate, per rendere conto di particelle di energia così elevata, è quella degli AGN (*“Active Galactic Nucleus”*). Secondo il modello standard degli AGN, l'energia che li alimenta è generata dalla materia che cade all'interno di un buco nero supermassiccio, di massa compresa tra 1 milione e 10 miliardi di volte quella del Sole [20]. Quando la materia cade verso il buco nero, il suo momento angolare la costringe a formare un disco di accrescimento attorno allo stesso. L'attrito riscalda la materia, cambia lo stato in plasma, e questo materiale carico in movimento produce un forte campo magnetico. Come prodotto finale della dinamica del disco si possono formare getti ultrarelativistici di particelle: gli AGN potrebbero, quindi, essere delle sorgenti di raggi cosmici di energia attorno a 10^{19} eV e superiore.

3.2 Propagazione dei Raggi cosmici

Esistono delle leggi generali che possono essere utilizzate per la propagazione delle particelle cariche nella galassia. I gas ionizzati e il campo magnetico galattico formano un fluido magneto-idrodinamico (MHD). Le particelle cariche si propagano attraverso il campo magnetico e vengono deflesse dalle sue irregolarità (onde di Alfvén) [19]. Per trattare la diffusione dei raggi cosmici attraverso le irregolarità del campo magnetico si possono usare due modelli teorici: “*leaky box*” e “*slab model*” [60].

Il *leaky box* è un modello di propagazione dei RC all’interno di un volume finito dove le sorgenti sono distribuite uniformemente ed emettono particelle in modo costante. All’interno di questo volume ogni specie dei raggi cosmici ha una certa probabilità di uscire, ma il rate di produzione e di fuga garantiscono un flusso stazionario [60].

Nello *slab model* il numero di nuclei o particelle di una data specie dipende sia dal rate di distruzione dovuto a collisioni inelastiche della particella stessa col mezzo interstellare sia dal rate di creazione dovuto a spallazione di nuclei più pesanti. In questo modo si ha una descrizione più realistica della propagazione dei raggi cosmici [60].

Se assumiamo stati stazionari per le varie specie di raggi cosmici possiamo scrivere l’equazione del trasporto per la funzione di distribuzione energetica e spaziale $\psi = dn/dE$ [1]:

$$\partial_z(v_C\psi) - K\nabla^2\psi + \partial_E [b^{\text{loss}}(E)\psi - K_{\text{EE}}(E)\partial_E\psi] = q(x, E) \quad (3.7)$$

dove n è la densità di raggi cosmici, ed E è l’energia; il termine $\partial_z(v_C\psi)$ rende conto della convezione dei raggi cosmici, dove v_C è la velocità di fuoriscità di raggi cosmici dalla galassia ($\simeq 10$ km/s); il termine $K\nabla^2\psi$ descrive la diffusione dei raggi cosmici in funzione del coefficiente $K = K_0\beta(R/1 \text{ GV})^\delta$, dove $R = pc/Ze$ è la rigidità, K_0 dipende dal libero cammino medio e δ è un coefficiente ricavabile tramite simulazione MonteCarlo; il termine $q(x, E)$ è legato al rate di produzione della particella; il termine $\partial_E b^{\text{loss}}(E)\psi$ rende conto di perdite di energia, come radiazione di sincrotrone o energia persa per ionizzazione; infine, il termine $\partial_E K_{\text{EE}}(E)\partial_E\psi$ viene introdotto per spiegare un meccanismo di Fermi del secondo ordine responsabile della riaccelerazione dei raggi cosmici, in quanto i centri di scattering si muovono lungo la Via Lattea con velocità $v_a \simeq 60 \text{ km/s}$; K_{EE} è legato al coefficiente di diffusione spaziale attraverso [1]:

$$K_{\text{EE}} = \frac{2}{9}v_a^2 \frac{E^2\beta^4}{K(E)} \quad (3.8)$$

L’equazione (3.7) può essere risolta numericamente: questo approccio è utilizzato nel software GALPROP. Un altro modo è quello di utilizzare le espansioni

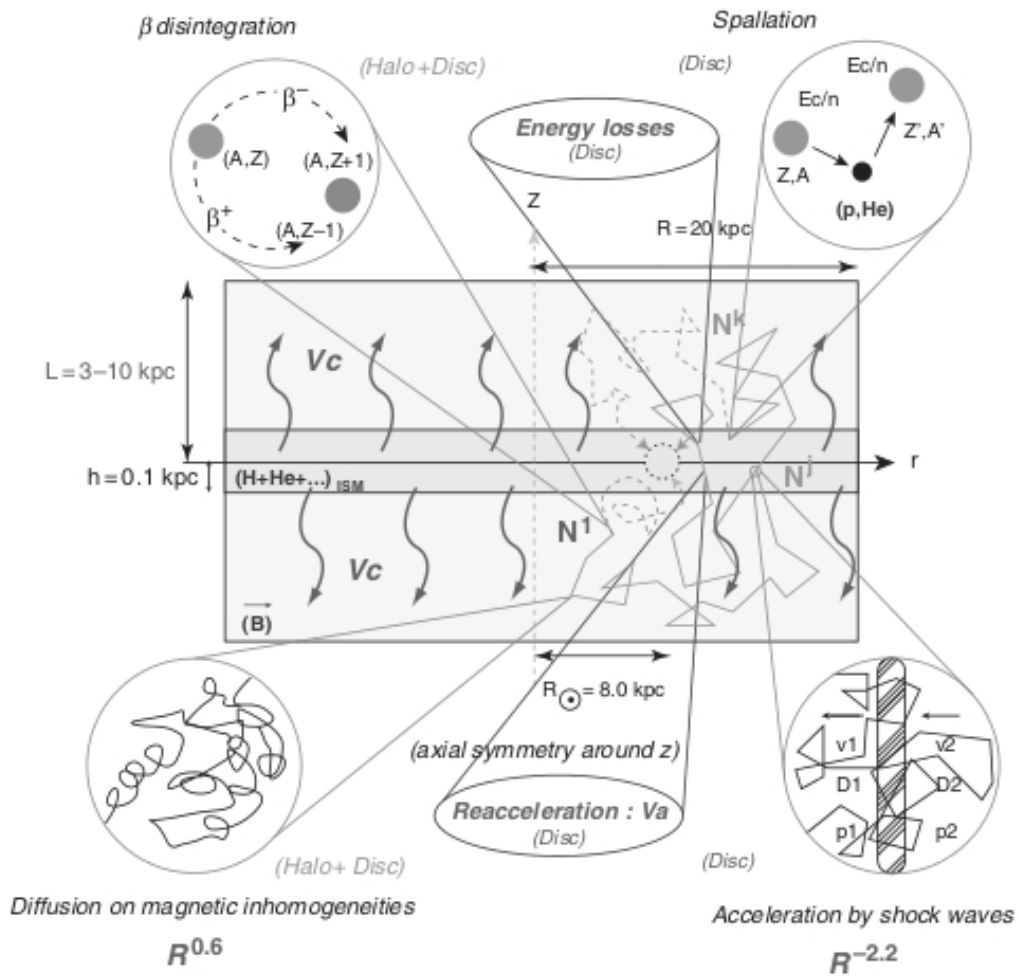


Figura 3.3: Visione schematica della nostra galassia e dei processi fisici che influenzano la propagazione [1].

di Bessel basate su simmetria cilindrica dell'alone galattico, dove i raggi cosmici diffondono, e valori approssimati di densità per il mezzo interstellare. In questo modo, le sorgenti astrofisiche e le interazioni sono confinate nel disco galattico di spessore $2h \simeq 100 \text{ pc}$ e raggio 20 kpc . La diffusione avviene in una regione estesa attorno al piano del disco galattico, denominata alone, che viene modellato come un cilindro di raggio $R = 20 \text{ kpc}$ e altezza $2L$ [1]. Valori ragionevoli per L sono fra 3 e 10 kpc. Il sistema solare è collocato nel disco galattico ($z = 0$) a una distanza $R_{sun} = 8 \text{ kpc}$ dal centro della Via Lattea. Il coefficiente di diffusione K assume lo stesso valore in qualsiasi punto. La

velocità di convezione v_C è diretta lungo l'asse z . K_0 , l'indice δ , V_C , L e la velocità di Alfvén V_a possono essere studiati attraverso misure del rapporto Boro su Carbonio o ${}^9\text{Be}$ su ${}^{10}\text{Be}$ [1], determinando dei range di valori a partire dai dati sperimentali. La situazione è mostrata in Figura 3.3.

Utilizzando la simmetria assiale per l'alone e imponendo un flusso di raggi cosmici nullo a una distanza $R = 20$ kpc dall'asse di rotazione, possiamo riscrivere ψ come [1]:

$$\psi(E, r, z) = \sum_{i=1}^{\infty} P_i(z, E) J_0\left(\frac{\alpha_i r}{R}\right) \quad (3.9)$$

dove la funzione di Bessel di ordine zero J_0 è nulla nei punti α_i e P_i sono l'analogo delle trasformate di Fourier in coordinate cilindriche [1].

A questo punto, considerando l'espansione di Bessel anche per il termine di sorgente ($Q_i(z, E)$), l'equazione (3.7) può essere riscritta come [1]:

$$\partial_z(v_C P_i) - K \partial_z^2 P_i + K \left(\frac{\alpha_i}{R}\right)^2 P_i + 2h\delta(z) \partial_E \{b^{\text{loss}}(E) P_i - K_{\text{EE}}(E) \partial_E P_i\} = Q_i(x, E) \quad (3.10)$$

dove il termine $\delta(z)$ è dovuto al fatto che la perdita di energia e la riaccelerazione sono confinate nel disco galattico, considerato infinitamente piccolo.

3.3 Ricerca indiretta di Dark Matter con l'antimateria cosmica

La ricerca indiretta di Dark Matter si basa sulla rivelazione di componenti anomale di raggi cosmici dovute all'annichilazione di Dark Matter nell'alone galattico:

$$\chi + \chi = q\bar{q} + W^+W^- \dots \rightarrow \bar{p} e^+ \gamma \nu \quad (3.11)$$

Grazie all'eccellente capacità di identificare particelle e alla notevole accettazione, AMS-02 può riprodurre in pochi mesi tutte le misure presenti sulle componenti fondamentali più rare della radiazione cosmica quali elettroni, positroni e antiprotoni [21, 24].

3.3.1 Antiprotoni come segnale indiretto di Dark Matter

Nel caso di antiprotoni quattro meccanismi entrano in gioco nel calcolo del termine di sorgente nell'equazione del trasporto:

3.3. RICERCA INDIRECTA DI DARK MATTER CON L'ANTIMATERIA COSMICA 35

1. la spallazione di nuclei di alta energia che interagiscono con il mezzo interstellare e danno luogo ad una produzione secondaria di antiprotoni;
2. l'ipotetica annichilazione di candidati Dark Matter che costituirebbero una sorgente primaria di antiprotoni;
3. l'interazione con un nucleone a riposo attraverso una reazione inelastica; l'energia trasferita può essere sufficiente a formare un Δ diminuendo e appiattendolo lo spettro [1].
4. l'annichilazione con H o He presenti nel mezzo interstellare.

L'ultimo meccanismo determina un termine negativo di sorgente $-\Gamma_{\bar{p}}^{\text{ann}}\psi$ con:

$$\Gamma_{\bar{p}}^{\text{ann}} = \sigma_{\bar{p},\text{H}}^{\text{ann}}\beta_{\bar{p}}n_{\text{H}} + \sigma_{\bar{p},\text{He}}^{\text{ann}}\beta_{\bar{p}}n_{\text{He}} \quad (3.12)$$

dove n_{H} e n_{He} sono densità di Idrogeno e Elio; la sezione d'urto $\sigma_{\bar{p},\text{He}}^{\text{ann}}$, relativa all'annichilazione con l'Elio, può essere ricavata a partire da quella dell'Idrogeno moltiplicando per un fattore 2.5. Nel disco galattico vale: $n_{\text{H}} \simeq 0.9 \text{ cm}^{-3}$ e $n_{\text{He}} \simeq 0.1 \text{ cm}^{-3}$ [1].

Analizziamo ora i termini di sorgente dovuti a spallazione e all'ipotetico contributo di Dark Matter. La spallazione rappresenta il fondo quando si cercano piccoli contributi da processi esotici come Dark Matter [23]. Assumendo una perdita di energia trascurabile ($b^{\text{loss}} = 0$) e ponendo $K_{\text{EE}} = 0$ (riaccelerazione trascurabile), il rate di produzione di antiprotoni da spallazione può essere espresso come [1]:

$$q_{\bar{p}}^{\text{sec}} = \int_{E_{\bar{p},\alpha}^0}^{+\infty} n_{\text{H},\alpha} \times \beta_{\text{p},\alpha} \psi_{\text{p},\alpha}(r, E_{\text{p},\alpha}) \times dE_{\text{p},\alpha} \times \frac{d\sigma}{dE_{\bar{p}}}(E_{\text{p},\alpha} \rightarrow E_{\bar{p}}) \quad (3.13)$$

dove n è la densità, σ la sezione d'urto ed E l'energia. Questa equazione si riferisce all'interazione fra protoni e particelle alpha cosmici (pedici p, α) con nuclei di idrogeno e di Elio del mezzo interstellare (pedici H, He). L'integrazione va da una energia minima per protone o particella α all'infinito.

L'equazione (3.13) può essere risolta considerando solamente sorgenti di antiprotoni nel disco galattico. Una volta ricavati i flussi interstellari (IS), in corrispondenza della posizione del sole, risulta necessario tenere conto della modulazione dei flussi dovuta al vento solare. Nella "force field approximation" i flussi alla sommità dell'atmosfera terrestre (TOA: top-of-atmosphere) per una data specie cosmica, ϕ^{TOA} , sono ottenuti come [1]:

$$\frac{\phi^{\text{TOA}} E^{\text{TOA}}}{\phi^{\text{IS}} E^{\text{IS}}} = \left(\frac{p^{\text{TOA}}}{p^{\text{IS}}} \right)^2 \quad (3.14)$$

dove E e p sono energia e momento degli antiprotoni, ϕ^{TOA} e ϕ^{IS} sono il flusso sulla sommità dell'atmosfera e quello interstellare. Vale, inoltre, la relazione $E^{\text{TOA}} = E^{\text{IS}} - C$, dove C è un parametro da determinare sperimentalmente attraverso fit dei dati di raggi cosmici.

Confrontando il rapporto \bar{p}/p misurato da PAMELA [16] con diverse previsioni teoriche [28, 62, 61], si conclude che la produzione secondaria di antiprotoni nel range di energia esplorato è sufficiente a spiegare gli spettri sperimentali misurati (Fig. 3.4). Il calcolo esplicito della componente secondaria di anti-

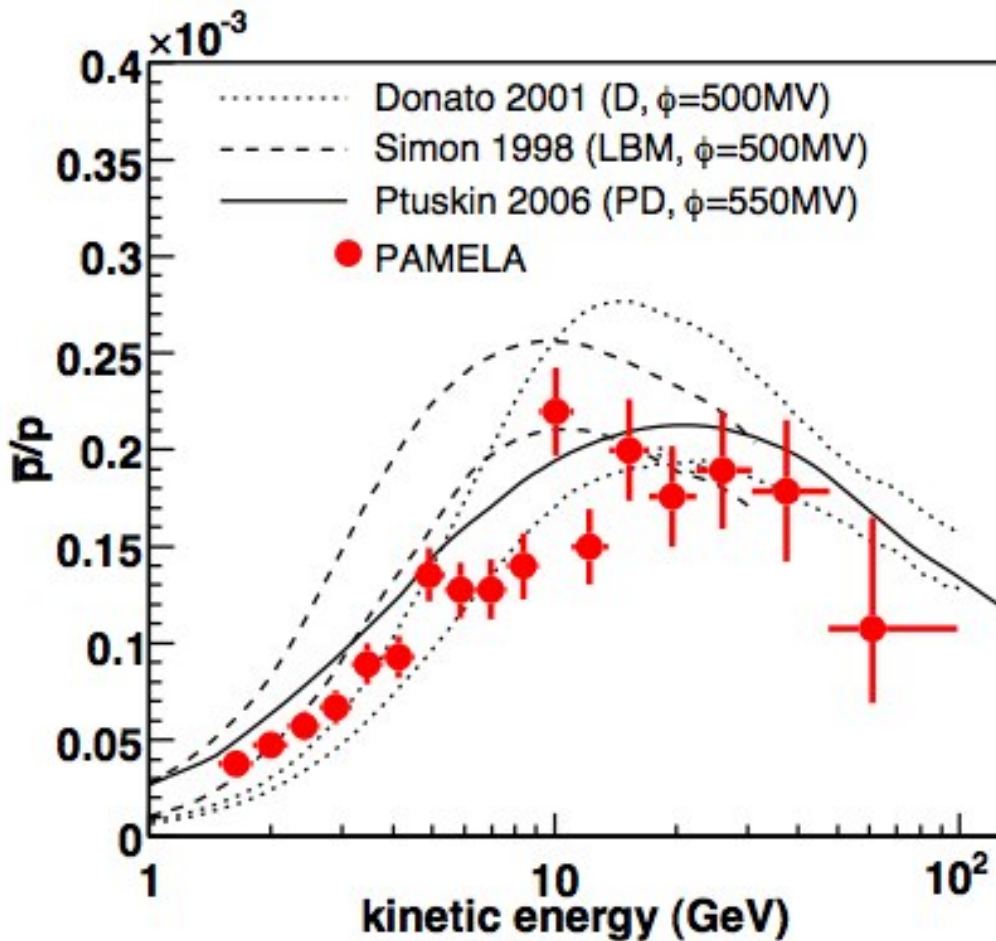


Figura 3.4: Rapporto di Antiprotoni su protoni misurato dall'esperimento PAMELA. La linea continua, tratteggiata e punteggiata fanno riferimento a tre diversi modelli teorici [16].

protoni richiede la conoscenza di alcuni parametri di propagazione o diffusione ricavabili, come anticipato, dalla misura del rapporto Boro Carbonio (B/C).

Variando questi parametri l'incertezza teorica oscilla tra il 24% a 10 GeV e il 10% attorno a 100 GeV [1].

Analizziamo ora il contributo dell'ipotetico termine di sorgente dovuto ad annichilazione di Dark Matter. Quest'ultima comporta la presenza di una sorgente primaria di antiprotoni, il cui rate di produzione differenziale per unità di tempo e di volume può essere espresso come [1]:

$$q_{\bar{p}}^{\text{DM}}(r, z, T_{\bar{p}}) = \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle g(T_{\bar{p}}) \left(\frac{\rho_{\chi}(r, z)}{m_{\chi}} \right)^2 \quad (3.15)$$

dove: $\sigma_{\text{ann}} v$ è la sezione d'urto mediata termicamente, $\rho_{\chi}(r, z)$ è la densità di Dark Matter all'interno dell'alone galattico; $g(T_{\bar{p}})$ è lo spettro differenziale d'annichilazione di materia oscura, e m_{χ} è la massa del generico candidato Dark Matter.

Per spiegare il parametro di densità richiesto, la sezione d'urto termica si stima essere attorno a $10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (a meno di situazioni speciali come modelli cosmologici modificati o annichilazione dominante in onda p).

Lo spettro differenziale d'annichilazione di materia oscura è definito come [1]:

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dE_{\bar{p}}} = \sum_{F,h} B_{\chi,h}^F \frac{dN_{\bar{p}}^h}{dE_{\bar{p}}} \quad (3.16)$$

dove si prende in considerazione la capacità della WIMP di annichilirsi adronicamente, in coppie di quark e gluoni (h per hadronic). Gli stati finali sono indicati dall'apice F e $B_{\chi,h}^F$ è il "branching ratio". I quark e i gluoni generano dei jet, la cui frammentazione determina uno spettro energetico per gli antiprotoni espresso da $dN_{\bar{p}}^h/dE_{\bar{p}}$, valutabile tramite simulazione MonteCarlo.

Ipotizzando un alone di Dark Matter sferico, è possibile esprimere $\rho_{\chi}(r, z)$ come [1]:

$$\rho(r) = \rho_s \left(\frac{r_s}{r} \right)^{\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^{\alpha} \right]^{(\gamma-\beta)/\alpha} \quad (3.17)$$

dove r è la distanza dal centro della galassia, r_s e ρ_s sono valori di scala per raggio e densità e α , γ e β sono tre coefficienti che parametrizzano il particolare modello di alone preso in considerazione.

3.3.2 Positroni come segnale di Dark Matter

Nel caso dei positroni, l'equazione del trasporto (3.7), che descrive la propagazione dei raggi cosmici attraverso l'alone, è dominata dai termini di diffusione

spaziale e perdita di energia [1]. Sopra pochi GeV, i processi dominanti di perdita di energia sono radiazione di sincrotrone nel campo magnetico galattico e scattering Compton inverso. Il rate di perdita di energia per positroni può essere espresso come [1]:

$$b^{\text{loss}}(E) = \langle \dot{E} \rangle = -\frac{E^2}{E_0 \tau_E} \quad (3.18)$$

dove E è l'energia, E_0 è un'energia di riferimento e vale 1 GeV, mentre il tempo tipico che caratterizza la perdita di energia è $\tau_E = 10^{16}$ s.

L'equazione del trasporto può essere riscritta come [1]:

$$-K \nabla^2 \psi + \partial_E (b^{\text{loss}}(E) \psi) = q(x, E) \quad (3.19)$$

Per energie maggiori di alcuni MeV, i positroni sono ultrarelativistici e la rigidità risulta proporzionale all'energia. Di conseguenza, il coefficiente K può essere espresso come $K(\epsilon) = K_0 \epsilon^\delta$, con $\epsilon = E/E_0$. Definendo lo pseudo tempo come $\tilde{t}(E) = \tau_E \left(\frac{\epsilon^{\delta-1}}{1-\delta} \right)$, è possibile riscrivere l'equazione del trasporto [1]:

$$\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tilde{t}} - K_0 \nabla^2 \tilde{\psi} = \tilde{q}(x, \tilde{t}) \quad (3.20)$$

dove $\tilde{\psi} = \epsilon^2 \psi$, con ψ la densità spaziale ed energetica dei positroni ($\psi = dn/dE$) e il termine di sorgente viene riscritto come $\tilde{q} = \epsilon^{2-\delta} q$.

Utilizzando questo formalismo la densità di positroni (ψ_{e+}) può essere riscritta come [1]:

$$\psi_{e+}(x, E) = \int_{E_S=E}^{E_S=+\infty} (dE_S \int (d^3 x_S G_{e+}(x, E \leftarrow x_S, E_S) q_{e+}(x_S, E_S))) \quad (3.21)$$

dove il secondo integrale si estende nell'alone e il propagatore positronico $G_{e+}(x, E \leftarrow x_S, E_S)$ è definito come la probabilità che una particella prodotta alla coordinata x_S con energia E_S raggiunga la posizione x con energia $E < E_S$. Risulta proporzionale alla funzione di Green, relativa all'equazione (3.20), attraverso:

$$G_{e+}(x, E \leftarrow x_S, E_S) = \frac{\tau_E}{E_0 \epsilon^2} \tilde{G}_{e+}(x, \tilde{t} \leftarrow x_S, \tilde{t}_S) \quad (3.22)$$

Si possono utilizzare diversi modelli per cercare di calcolare la funzione di Green \tilde{G} , che collega la sorgente alla posizione del nostro pianeta. Ad esempio, nel caso di alone diffusivo infinito, \tilde{G} può essere espressa tramite una funzione del tipo [1]:

$$\tilde{G}_{e+}(x_{\text{sun}}, \tilde{t} \leftarrow x_S, \tilde{t}_S) = \left(\frac{1}{4\pi K_0 \tilde{\tau}} \right)^{3/2} e^{-\frac{r^2}{4K_0 \tilde{\tau}}} \quad (3.23)$$

dove $\tilde{\tau} = \tilde{t} - \tilde{t}_S$ è il tempo caratteristico in cui l'energia diminuisce da E_S a E , r è la distanza fra la sorgente e la Terra e x_{sun} è la posizione del Sole.

La distribuzione gaussiana risulta approssimativamente costante in una sfera di raggio $\lambda_D = \sqrt{4K_0\tilde{\tau}}$. Di conseguenza, possiamo introdurre il concetto di sfera positronica: essa è la sfera centrata sulla Terra che delinea i confini della regione dell'alone da cui i positroni possono originarsi. Il raggio di questa sfera rappresenta una misura di quanta distanza una particella con energia E_S ha percorso prima di giungere sulla Terra con energia E . Per le varie forme di \tilde{G} , che si differenziano in funzione del modello di alone diffusivo, è possibile riscrivere il propagatore positronico in termini di λ_D [1]:

$$G_{e^+}(x, E \leftarrow x_S, E_S) = \frac{\tau_E}{E_0 c^2} \tilde{G}(x \leftarrow x_S; \lambda_D) \quad (3.24)$$

Analizziamo i due termini di sorgente che entrano in gioco nel caso positronico: produzione secondaria da spallazione ed ipotetica produzione primaria da Dark Matter.

Il meccanismo predominante di produzione secondaria di positroni è la collisione di protoni con atomi di idrogeno a riposo, che possono originare π^\pm , che a loro volta possono decadere in muoni μ^\pm i quali decadono infine in positroni o elettroni e^\pm . I positroni possono essere prodotti anche attraverso la formazione di kaoni (K), anche se la produzione attraverso questo canale è più rara. Il rate di produzione di positroni, per atomo di idrogeno e per protone dei raggi cosmici con energia E_p , è dato da [1]:

$$d\Gamma_{e^+}^{\text{sec}}(E_e) = \frac{d\sigma}{dE_e}(E_p \rightarrow E_e) \times \beta_p \times (\psi_p(E_p) \times dE_p) \quad (3.25)$$

dove σ è la sezione d'urto relativa alla produzione di un positrone di energia E_e da parte di un protone con energia E_p e β_p è la velocità relativa del protone. Il termine di sorgente da spallazione può essere quindi espresso come [1]:

$$q_{e^+}^{\text{sec}} = 4\pi n_H(x) \int \phi_p(x, E_p) \times dE_p \times \frac{d\sigma}{dE_e}(E_p \rightarrow E_e) \quad (3.26)$$

dove ϕ_p è il flusso di protoni e n_H è la densità di atomi di idrogeno. Questa relazione può essere generalizzata per tener conto di atomi di elio sia nel mezzo interstellare sia come particelle nei raggi cosmici.

Analizziamo infine un ipotetico termine di sorgente da Dark Matter. Combinando le equazioni (3.24) e (3.21) è possibile esprimere il flusso primario da annichilazione di WIMP attraverso l'alone della Via Lattea come [1]:

$$\phi_{e^+}^{\text{DM}}(\epsilon = E_e/E_0) = F \times \frac{\tau_E}{c^2} \times \int_\epsilon^{m_\chi/E_0} (d\epsilon_S g(\epsilon_S) \tilde{I}_{DM}(\lambda_D)) \quad (3.27)$$

dove $\phi_{e^+}^{\text{DM}}$ è il flusso di positroni da Dark Matter, atteso in assenza di modulazione solare; F è funzione della sezione d'urto di annichilazione (σ_{ann}), della massa del candidato Dark Matter (m_χ), della densità di Dark Matter in prossimità del sole ρ_{sun} e della velocità relativa. La relazione esplicita è: $F = \frac{\beta}{4\pi} \langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \left(\frac{\rho_{\text{sun}}}{m_\chi} \right)$. La funzione g_{ϵ_S} descrive lo spettro positronico alla sorgente, che dipende dal meccanismo di annichilazione di WIMP; \tilde{I}_{DM} dipende da \tilde{G} e dalla densità di Dark Matter galattica ($\rho_\chi(x_S)$) attraverso [1]:

$$\tilde{I}_{\text{DM}} = \int d^3x_S \tilde{G}(x_{\text{sun}} \leftarrow x_S; \lambda_D) \left(\frac{\rho_\chi(x_S)}{\rho_{\text{sun}}} \right)^2 \quad (3.28)$$

dove l'integrale si estende su tutto l'alone diffusivo.

3.3.3 Risultati sperimentali di FERMI e PAMELA

I recenti risultati sperimentali hanno posto l'attenzione sull'origine e la propagazione della componente leptonica della radiazione cosmica. Il più importante di questi risultati è quello ottenuto da PAMELA sulla frazione positronica $f(E)$ [10]:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \Phi_{e^-}/\Phi_{e^+}} \quad (3.29)$$

dove Φ_{e^\pm} rappresentano i flussi misurati alla sommità dell'atmosfera.

La frazione positronica misurata da PAMELA cresce con l'energia tra 10 e 100 GeV (Fig. 3.5). Un risultato simile viene trovato anche dall'esperimento FERMI (Fig. 3.6) [50]. Ciò che si può inferire da questo risultato è la necessità di una sorgente primaria di positroni: le leggi di potenza dei flussi positronici e protonici non combaciano con quelle attese teoricamente in assenza di termini di sorgente. Un fit dello spettro elettronico e positronico, ottenuto dai dati di PAMELA nel range di energia 10-100 GeV, conduce ad una legge di potenza del tipo $\Phi_{e^-} \propto E^{-3.23 \pm 0.02}$ [10] per gli elettroni e $\Phi_{e^+} = E^{-2.85 \pm 0.06}$ [10] per i positroni.

Il flusso di protoni, tra 10 e 100 GeV, è $\Phi_p \propto E^{-2.82}$ [10] e, nei modelli di propagazione dei raggi cosmici, il flusso di positroni atteso è: $\Phi_{e^+} = E^{-3.4} \div E^{-3.5}$ [10]. Assumendo la correttezza dei risultati sperimentali, il modo più semplice per spiegare questa anomalia è una sorgente primaria di positroni.

Un eccesso della frazione positronica può essere prodotto in modelli di annichilazione di Dark Matter. Una tipica annichilazione di WIMP presenta, però, delle controindicazioni [10]:

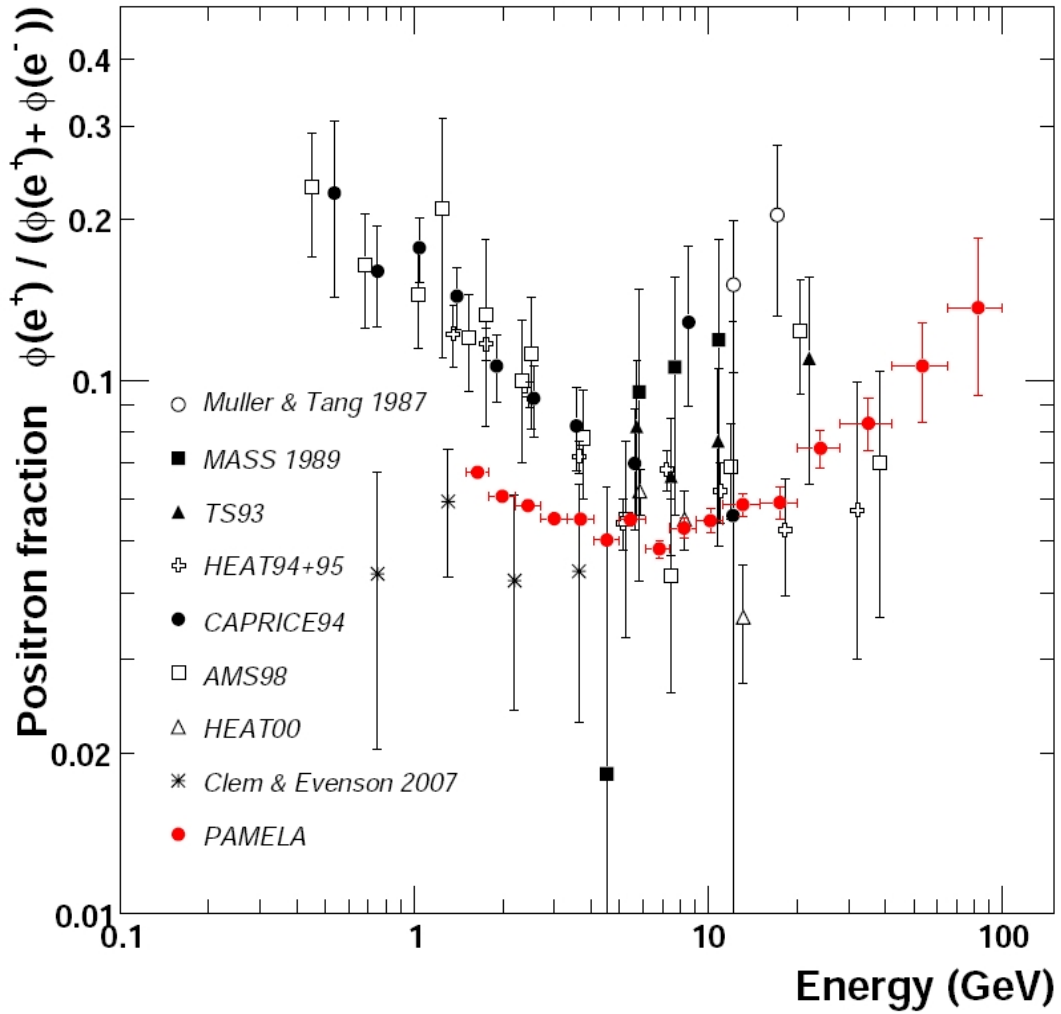


Figura 3.5: Eccesso della frazione positronica misurato dall'esperimento PAMELA. I punti rossi sono i risultati ottenuti dall'esperimento PAMELA [63].

1. la segnatura caratteristica di un'origine esotica del segnale è una diminuzione della frazione positronica, dopo una risalita iniziale, in corrispondenza della massa del candidato Dark Matter. Fino a questo momento è stata osservata solo la risalita;
2. la sezione d'urto è elevata rispetto a valori di aspettazione tipici per annichilazioni in onda S: $\sigma v \gg (\sigma v)_{S\text{-wave}} \simeq 1pb$;
3. un'anomalia così evidente nella frazione positronica determinerebbe anomalie anche in antiprotoni, raggi γ e neutrini. Nessuna di tali anomalie

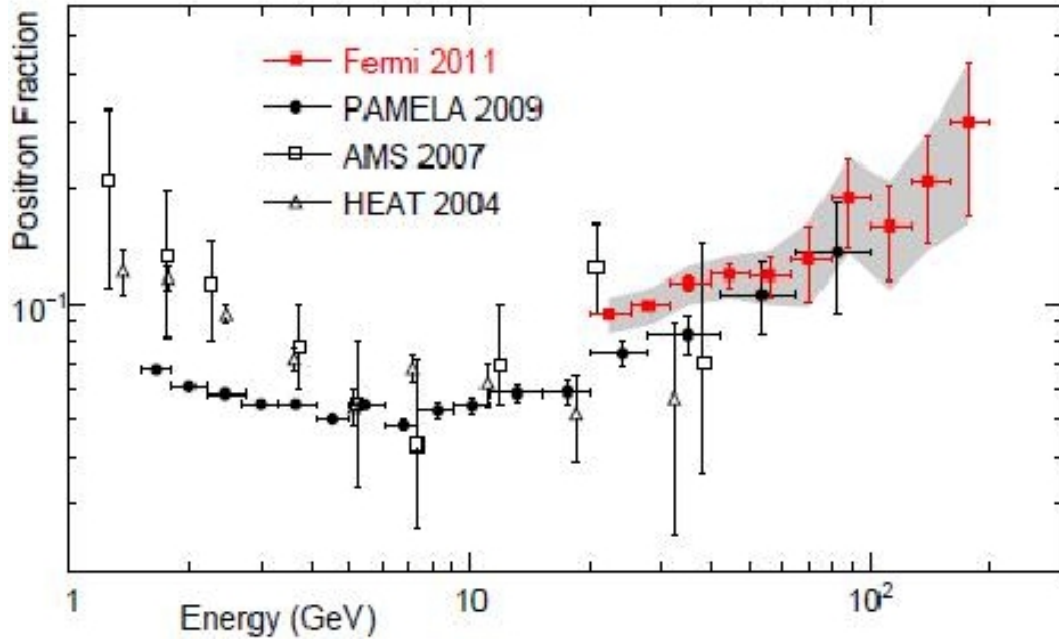


Figura 3.6: Misure della frazione positronica operata dall'esperimento Fermi (2011) [50].

è stata ancora rivelata.

Il primo problema può essere risolto assumendo una massa della Dark Matter m_χ maggiore del range esplorato da PAMELA. Il secondo problema può essere risolto assumendo una sezione d'urto del tipo [17]:

$$\langle \sigma v \rangle \simeq a + bv^2 + c\frac{1}{v} \quad (3.30)$$

dove v è la velocità relativa. Il modo più utilizzato per giustificare il termine proporzionale a $1/v$ è il “*Sommerfeld enhancement*”: l'annichilazione dominante deve essere in onda s e viene aumentata, nel limite non relativistico, da correzioni di Sommerfeld. Questo effetto sarebbe attivo attualmente nella nostra galassia, ma ininfluenza nell'universo primordiale lasciando così inalterati i calcoli relativi al meccanismo di produzione di WIMP.

Il terzo problema, più importante, pone, invece, vincoli sulla massa della Dark Matter limitando la possibilità di Dark Matter con massa 150 GeV o inferiore [4] (Fig 3.8): i dati sperimentali sugli antiprotoni “suggeriscono” una Dark Matter di massa superiore a 1 TeV o una Dark Matter capace di decadere solamente in leptoni (leptophilic DM). Esperimenti come AMS-02 si propongono l'obiettivo di risolvere questa “tensione” fra il canale adronico e il canale

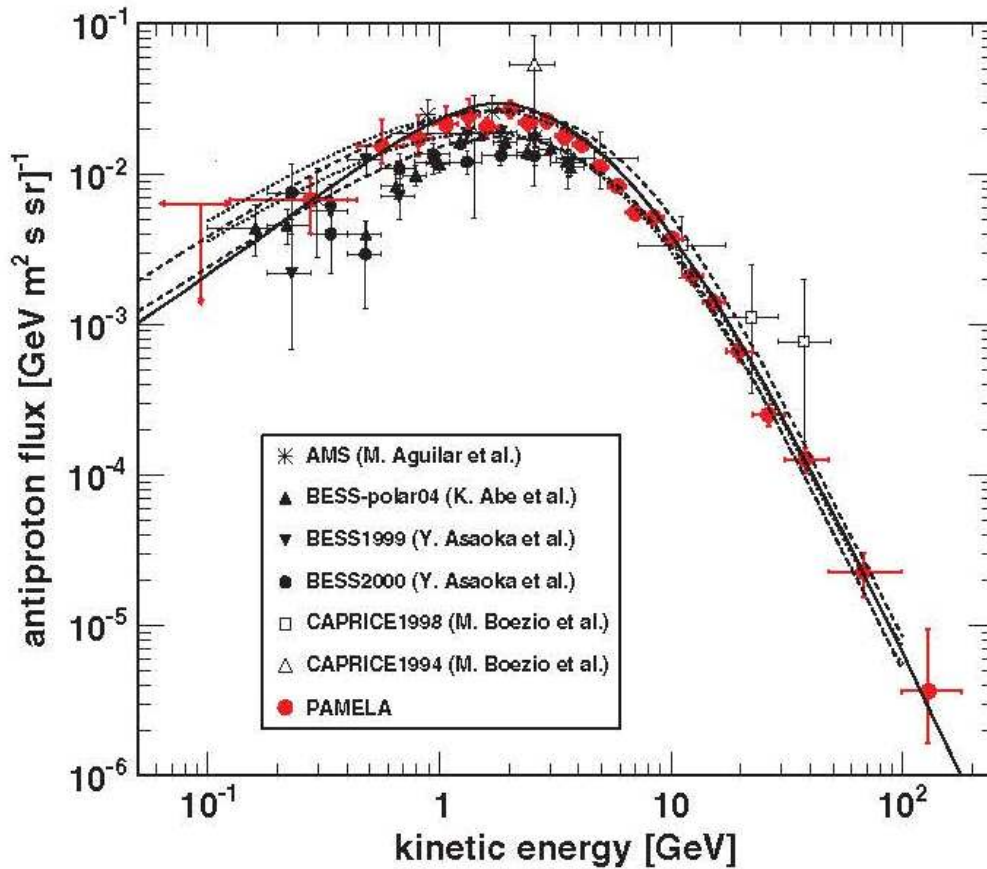


Figura 3.7: Flusso di antiprotoni misurato dall'esperimento PAMELA [26]. Il flusso viene comparato con le precedenti misure sperimentali e con le predizioni teoriche di produzione secondaria di antiprotoni.

positronico.

Un'altra possibile spiegazione dei risultati di PAMELA nel canale leptonic, che esula dal contesto della dark matter, è di tipo astrofisico: le pulsar possono essere associate alla produzione di elettroni e positroni di alta energia. Le pulsar, identificate con stelle di neutroni rotanti, inducono un campo elettrico piuttosto grande che può estrarre elettroni dalla superficie della stella; questi effetti sono così forti che una pulsar, che ruota con velocità angolare ω , è circondata, fino ad una distanza nota come "raggio di luce" ($r_l = \omega/c$), da un plasma comovente denominato magnetosfera [10]. In quest'ottica, l'eccesso positronico ha un'origine astrofisica e non ha nulla a che vedere con la Dark Matter. Se fosse così, quello che ci attendiamo è una assenza di segnale dal canale adronico.

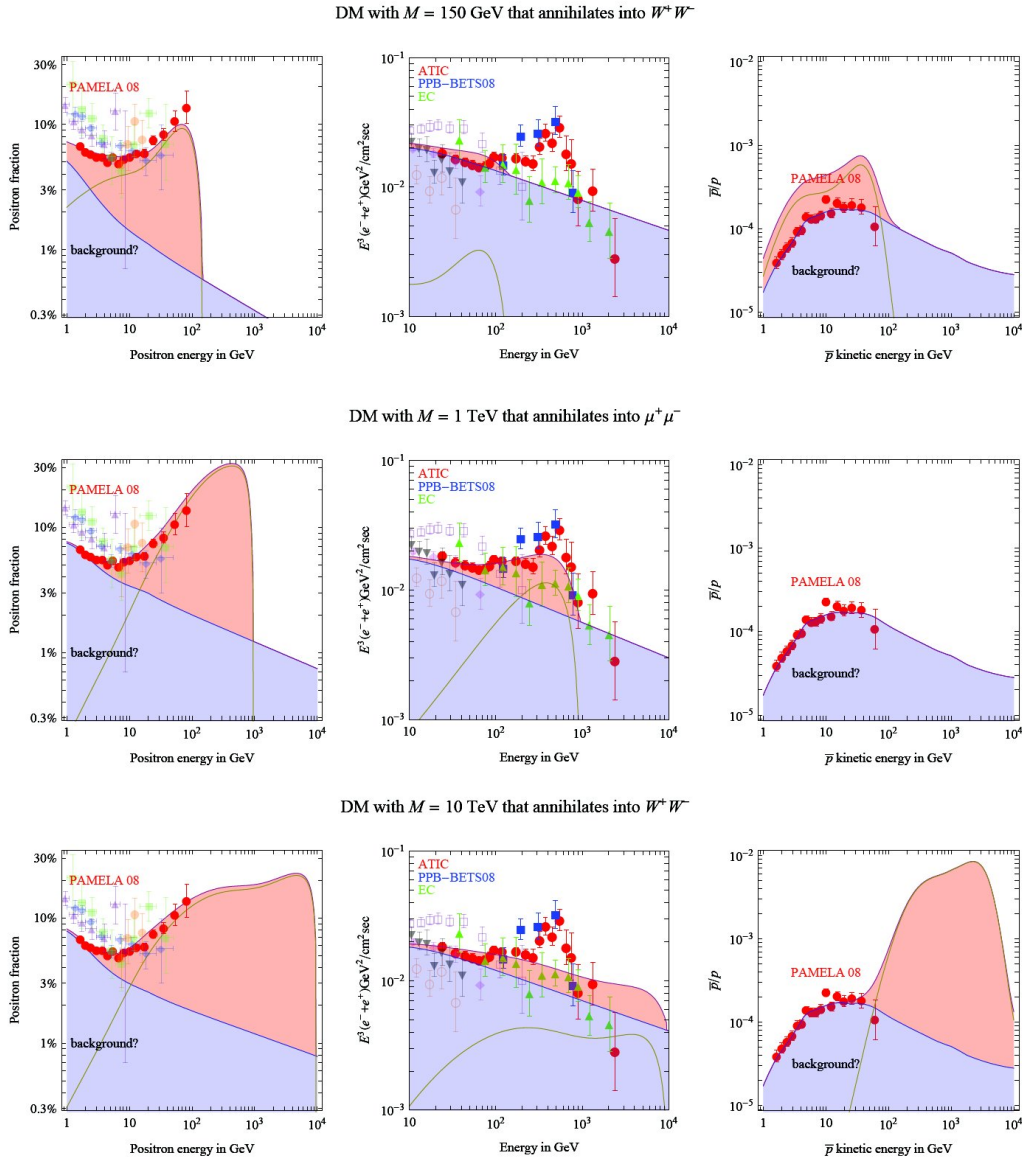


Figura 3.8: Confronto dei risultati leptonici e adronici dell'esperimento PAMELA e delle predizioni teoriche per Dark Matter di diversa massa. Nella colonna di sinistra viene mostrata la frazione positronica in funzione dell'energia, in quella centrale un flusso di $e^+ + e^-$ in funzione dell'energia e in quella di destra il rapporto \bar{p}/p in funzione dell'energia. La prima riga si riferisce a Dark Matter con massa 150 GeV che si annichila prevalentemente in $W^+ W^-$, la seconda riga a Dark Matter con massa 1 TeV che si annichila in $\mu^+ \mu^-$, la terza riga a Dark Matter con massa 10 TeV che si annichila in $W^+ W^-$. I dati dell'esperimento PAMELA escludono la prima riga [4].

Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02)

L' "*Alpha Magnetic Spectrometer*" (AMS-02) è un telescopio di raggi cosmici installato nel 19 Maggio a bordo della Stazione Spaziale Internazionale (ISS).

AMS-02 consiste in una serie di sottorivelatori che permettono di misurare l'identità e l'energia di ogni particella che lo attraversa [64]. I principali componenti di AMS-02 sono elencati qui di seguito e mostrati in Figura 4.1:

1. Un magnete di forma cilindrica con diametro e altezza di circa 1 m che genera un campo magnetico di circa 0.15 T.
2. Il sistema di tempo di volo (TOF), 34 rivelatori a scintillatore plastico che misurano il tempo di volo delle particelle, determinano le loro velocità e forniscono il fast trigger di AMS [46].
3. Il sistema di anticoincidenza (ACC), 8 rivelatori a scintillatore plastico che assicurano che solo le particelle che passano attraverso l'apertura del magnete vengano accettate.
4. Il rivelatore a radiazione di transizione (TRD), che permette di distinguere fra elettroni/positroni e adroni.
5. Il Ring Imaging Cherenkov (RICH), che misura la velocità e la carica delle particelle.
6. Il silicon tracker, costituito da 7 piani di silicio all'interno del volume del magnete e 2 piani di silicio al di fuori del magnete, che misura le coor-

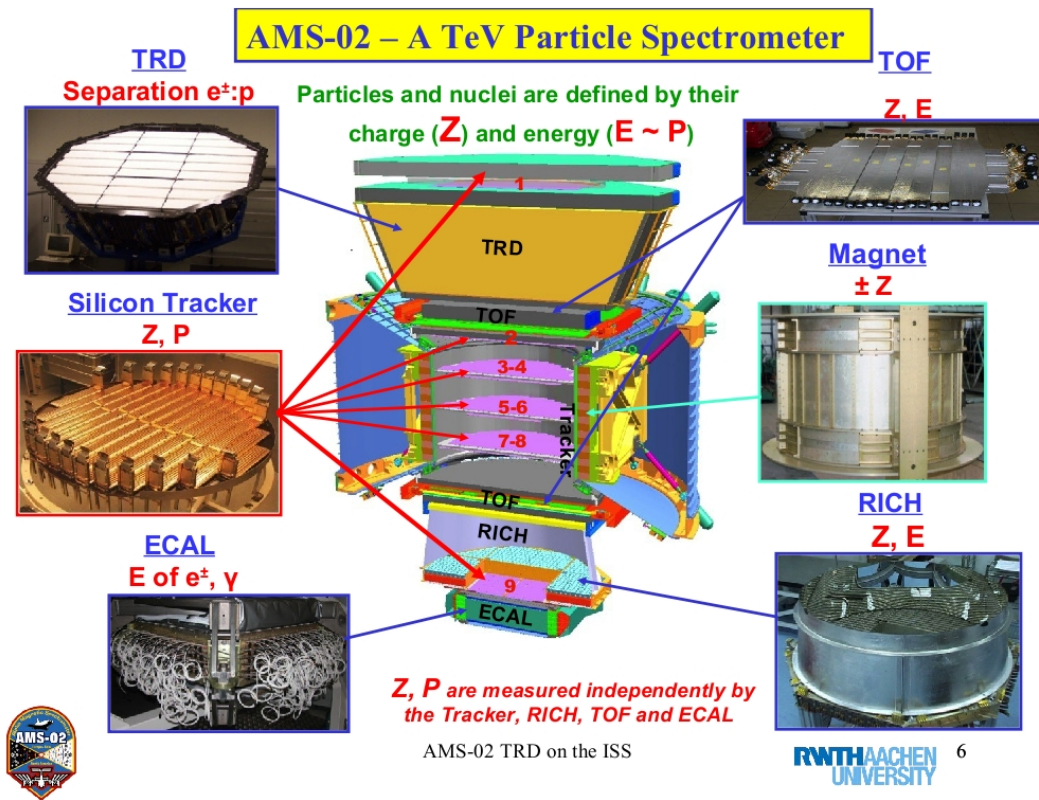


Figura 4.1: AMS-02 con i vari sottorivelatori: rivelatore a radiazione di transizione (TRD), Sistema di Tempo di Volo (TOF), Ring Imaging Cherenkov (RICH), sistema di anticoincidenza (ACC), magnete, tracciatore (silicon tracker) e calorimetro elettromagnetico (ECAL). Z , P ed E sono rispettivamente la carica, l'impulso e l'energia della particella.

dinate dei punti di attraversamento delle particelle per la ricostruzione della traccia.

7. Il calorimetro elettromagnetico (ECAL), che misura l'energia della particella elettromagnetica, e permette di distinguere elettroni e positroni da adroni nell'intervallo di energia fra 1.5 GeV e 1 TeV.
8. Lo “*star tracker*”, che fornisce l'orientazione di AMS-02 prendendo come punto di riferimento le stelle note.

Il sistema di riferimento di AMS-02 viene mostrato in Figura 4.2 e descritto qui di seguito: l'asse x punta verso i lati “PORT” e “STAR” di AMS, con il verso positivo orientato dal centro di AMS verso il centro della ISS; l'asse y intercetta i lati “WAKE” e “RAM” con il verso positivo orientato dal centro

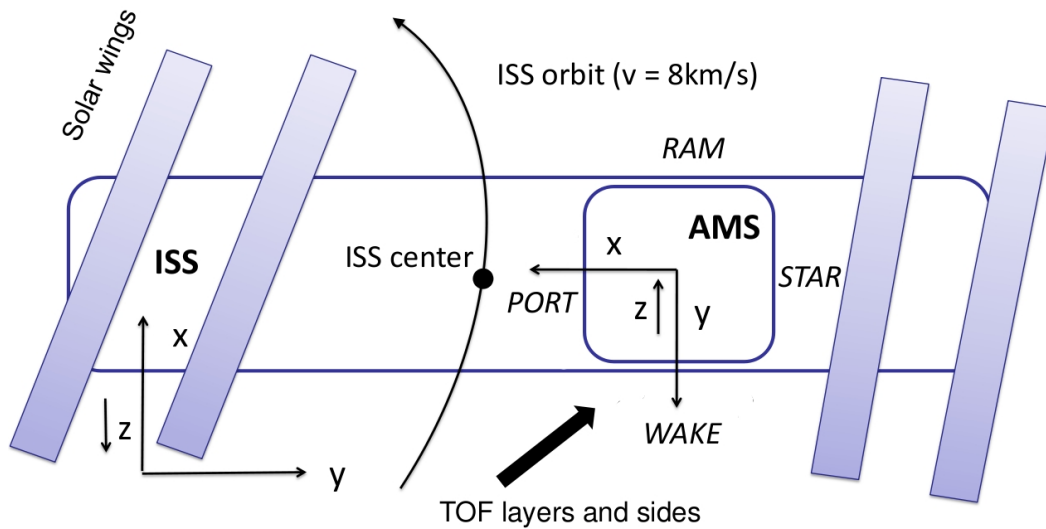


Figura 4.2: Schema dei sistemi di riferimento di AMS-02 e della ISS.

di AMS verso il lato “WAKE”; l’asse z è perpendicolare agli assi x e y con il verso positivo orientato dal centro di AMS verso il Transition Radiation Detector (TRD), cioè verso l’alto; l’origine viene posta nel centro di AMS e il campo magnetico è orientato lungo l’asse x . Il sistema di riferimento della ISS è, invece, ruotato di 180° rispetto all’asse z [36].

Uno degli obiettivi principali di AMS è misurare l’antimateria primordiale che, secondo i modelli cosmologici, doveva essere presente dopo il Big Bang e, in assenza di una bariogenesi efficace, dovrebbe perdurare sino ad oggi. L’eventuale presenza di antielio o anticarbonio nella radiazione cosmica può essere considerata una prova dell’esistenza di regioni dell’universo costituite d’antimateria, in quanto la probabilità di produzione di antinuclei, in seguito a spallazione dei raggi cosmici primari col mezzo interstellare, è praticamente nulla (Fig. 4.3 e Fig. 4.4).

Un altro obiettivo di AMS è la ricerca indiretta di materia oscura: grazie alla notevole accettazione e all’eccellente capacità d’identificazione delle particelle, AMS può misurare con grande precisione lo spettro delle particelle più rare della radiazione cosmica (\bar{p} , e^+ , \bar{d} , γ) in un range di energia mai esplorato prima [27, 23, 24] (Fig. 4.5); eventuali risalite, in questi spettri, possono essere dovute ad annichilazione di Dark Matter (DM).

Altri obiettivi riguardano la possibilità di risolvere alcuni problemi teorici collegati alla propagazione dei raggi cosmici (Fig. 4.6) e la potenzialità di fare

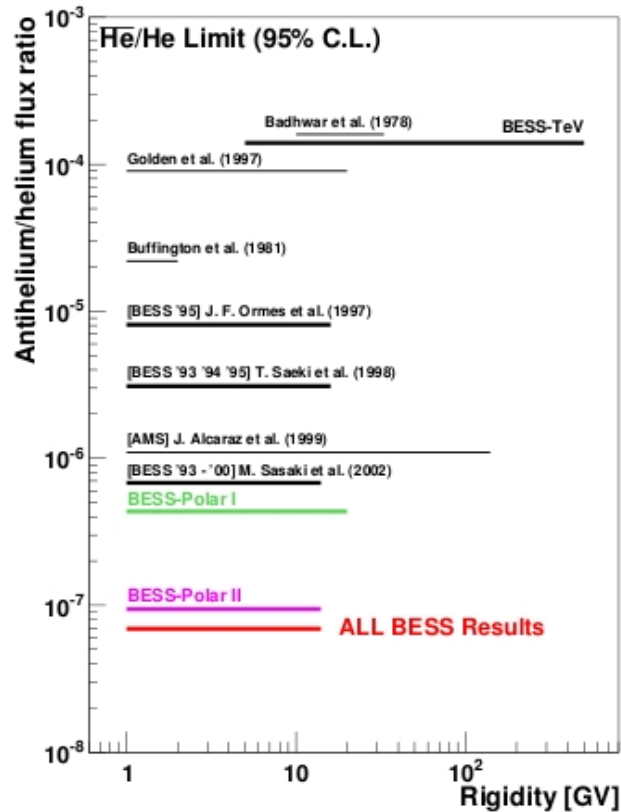


Figura 4.3: Misura del rapporto antielio su elio operata da BESS (limite di confidenza 95%) [52]. AMS-02 dovrebbe estendere tale limite fino a circa 10^{-9} [22].

astronomia γ attraverso la misura di coppie di tracce dovuta alla conversione di un fotone in una coppia $e^+ e^-$ o rivelando γ nel calorimetro elettromagnetico. In questo capitolo descriverò i vari sottorivelatori di AMS-02, mentre nel capitolo successivo mi concentrerò sul TOF, sviluppato dall'INFN di Bologna.

4.1 Il magnete e il tracker

Il magnete di AMS-02 è costituito da 6400 blocchi di Nd-Fe-B, di dimensioni $5 \times 5 \times 2.5 \text{ cm}^3$, disposti in 100 differenti sezioni. Il magnete ha una forma cilindrica, di diametro $\simeq 1.15 \text{ m}$ e altezza $\simeq 0.8 \text{ m}$. Il potere di curvatura

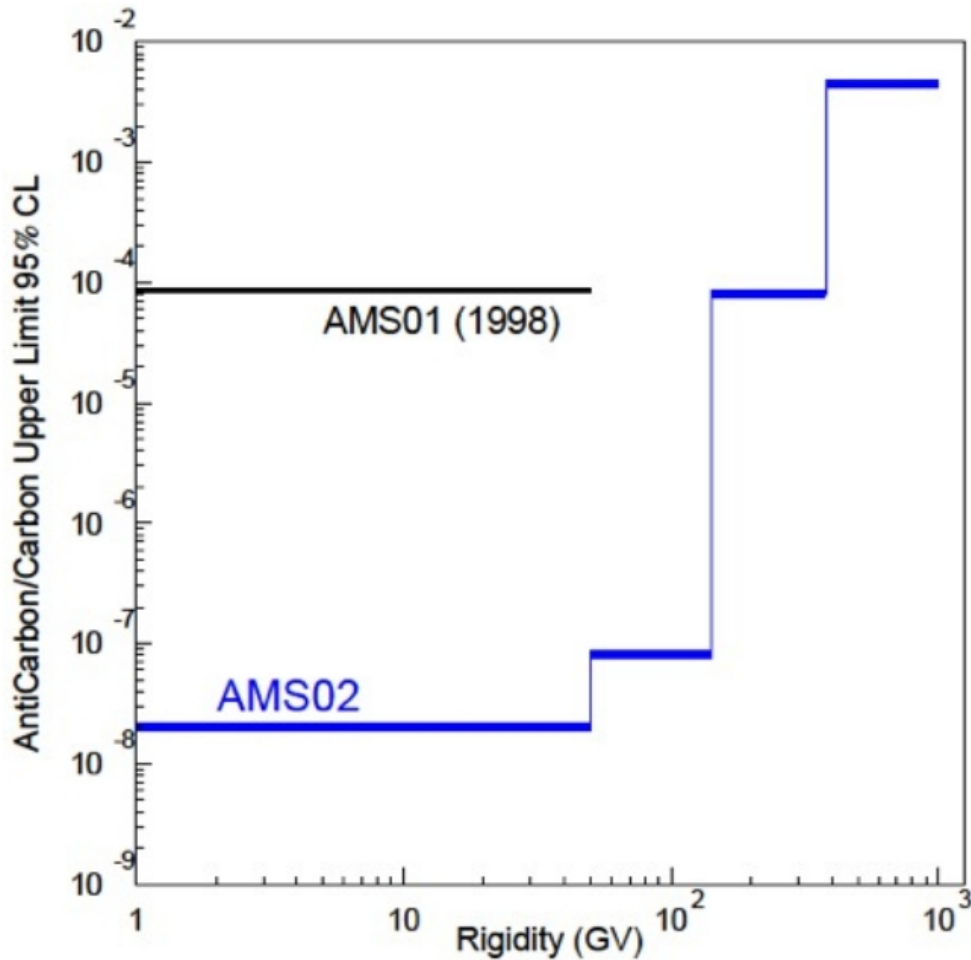


Figura 4.4: Predizione per il rapporto anticarbonio su carbonio per 10 anni di operatività di AMS-02 (blue). In nero sono illustrati i risultati di AMS-01 [65].

BL^2 è $0.15 \text{ T} \cdot \text{m}^2$, con un campo uniforme lungo l'asse x . Il campo esterno residuo, che può interferire con l'elettronica o provocare torsioni meccaniche, è inferiore a $2 \times 10^{-2} \text{ T}$ [71].

Il Silicon tracker è composto da sensori a microstrip di silicio a doppia faccia di dimensione $41 \times 72 \times 0.3 \text{ mm}^3$, per un'area totale di rivelazione di 6.4 m^2 [27]. Ogni piano contiene un numero variabile di unità di "read-out", denominate "ladder", e ogni ladder ha un numero variabile di sensori al silicio. I ladder, progettati in maniera compatibile alla struttura cilindrica del magnete, sono

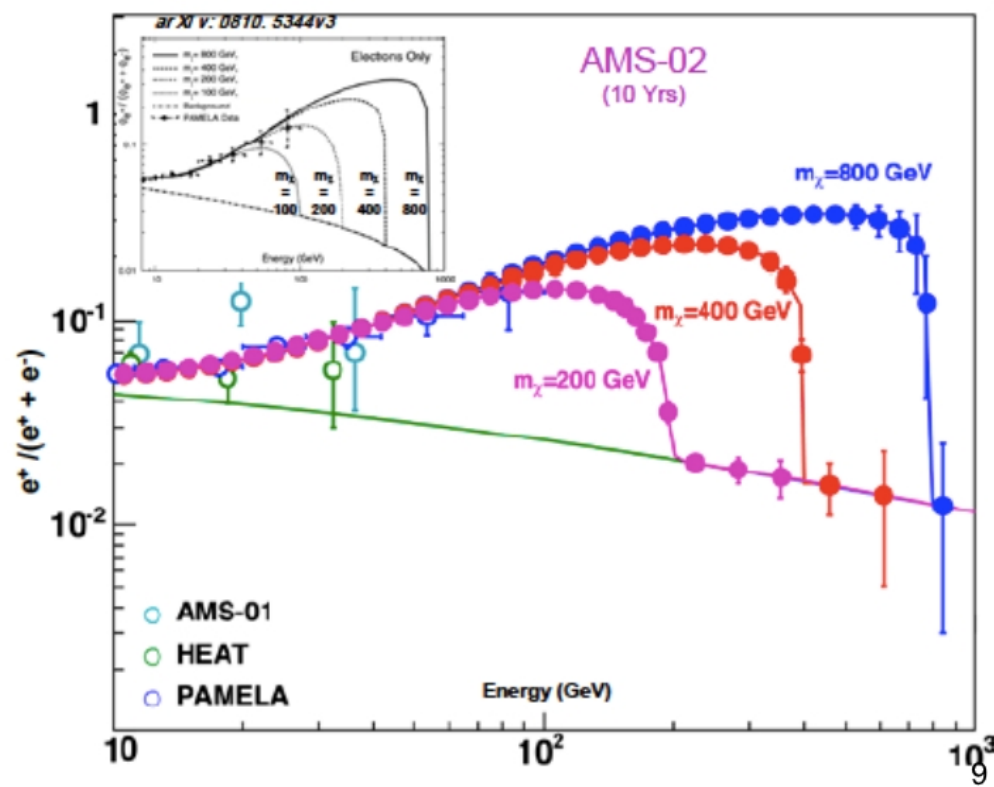


Figura 4.5: Predizione per la frazione positronica per un candidato dark Matter di massa 200 GeV, 400 GeV e 800 GeV per 10 anni di operatività di AMS-02 [22].

installati nei 9 piani del tracker, 7 interni al magnete (“*inner tracker*”) e 2 esterni (uno sopra al TRD e uno sopra ad ECAL).

L’allineamento dei piani interni del tracker viene valutato attraverso il “*Tracker Alignment System*” (TAS), costituito da 20 raggi laser, e attraverso l’utilizzo dei raggi cosmici. Questo sistema permette di valutare lo spostamento dei piani con una risoluzione migliore di $5 \mu\text{m}$ [27]. Le traiettorie delle particelle vengono determinate con una risoluzione migliore di $10 \mu\text{m}$ nella direzione di curvatura (y) e migliore di $30 \mu\text{m}$ nella direzione del campo (x) [71]. La combinazione tra la precisione del tracker e il campo magnetico integrato determina una “*Maximum Detectable Rigidity*” (MDR) del rivelatore di circa 2 TeV.

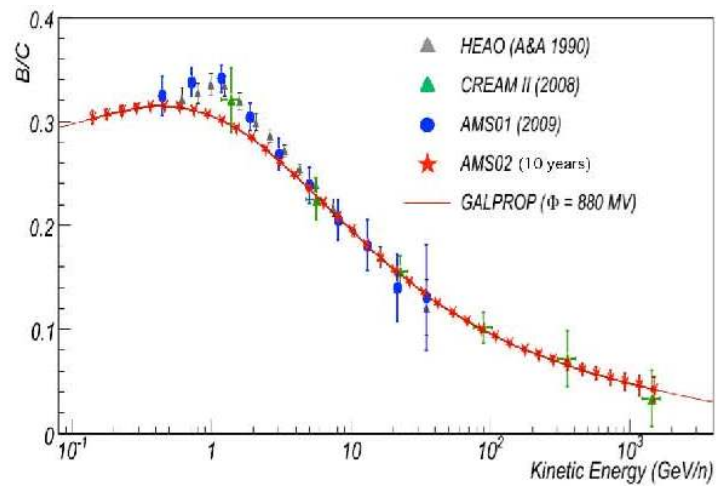


Figura 4.6: Predizione del rapporto Boro su Carbonio per 10 anni di operatività di AMS-02 [22].

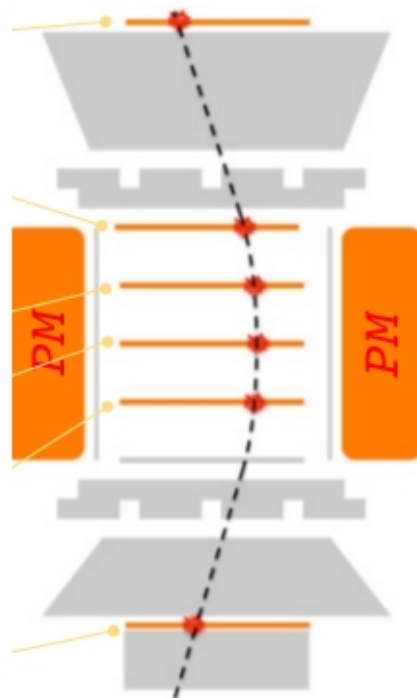


Figura 4.7: Visione schematica del passaggio di una particella all'interno di AMS-02 [22].



Figura 4.8: Il magnete di AMS [22].

4.2 Transition Radiation Detector (TRD)

Quando una particella attraversa un mezzo con due costanti dielettriche differenti ha una certa probabilità di emettere una radiazione di transizione. La radiazione di transizione, emessa nella regione dei raggi X, dipende dal γ della particella, con $\gamma = E/m$ (E l'energia della particella e m la massa della particella); la radiazione viene emessa in un cono di apertura angolare proporzionale a $1/\gamma$ [59].

Poichè l'intensità della radiazione dipende da γ , particelle con la stessa energia ma con masse differenti, possono essere discriminate attraverso l'utilizzo della radiazione di transizione. Ad esempio ad elettroni di energia 1 GeV corrisponde un γ di 2×10^3 , mentre a protoni di energia 500 GeV corrisponde un γ di circa 5×10^2 e quindi intensità della radiazione di transizione differenti.

Il TRD (Fig. 4.10) si trova sopra al magnete ed è costituito da 328 moduli disposti in 20 piani, orientati parallelamente e perpendicolarmente all'asse del campo magnetico. Ognuno di questi è costituito da un radiatore di 22 mm di strati di fibre in polypropilene/polyethilene (densità $\simeq 0.06 \text{ g/cm}^3$) e da uno spessore di 6 mm di rivelatori a streamer tubolari (*"straw tubes"*), operati con una miscela di Xe (80%) e CO₂ (20%) [66].

I raggi X, derivanti dalla radiazione di transizione e prodotti nel radiatore,

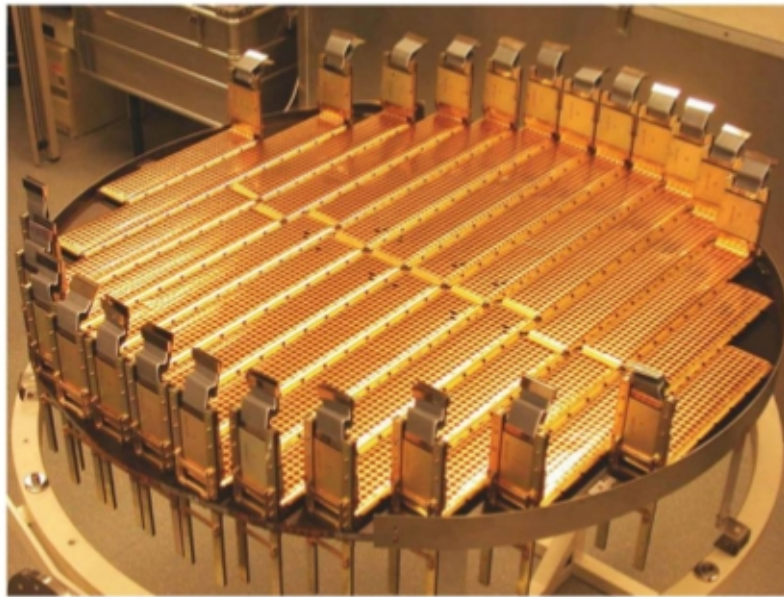


Figura 4.9: Foto di uno dei piani interni del tracciatore [22].

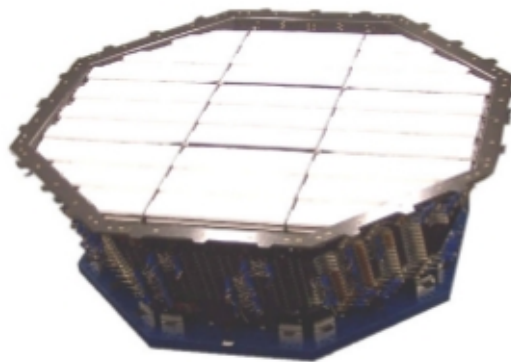


Figura 4.10: Foto del TRD di AMS-02 prima dell'installazione [22]

sono rivelati negli straw tubes. Le particelle che hanno una probabilità più bassa di emettere raggi X perdono energia per ionizzazione e producono un segnale più piccolo; in questo modo è possibile discriminare fra elettroni e protoni fino a circa 600 GeV.

4.3 Anticoincidence counter ACC

Il sistema di anticoincidenza (ACC) è composto da 16 rivelatori di materiale scintillante [72] disposte su un cilindro attorno al tracciatore. Il compito dell'ACC è quello di fornire un trigger di veto molto veloce per sopprimere eventi originati da particelle secondarie, prodotte in seguito all'interazione coi materiali del detector, o da particelle con un'inclinazione molto elevata rispetto all'asse z , che non passano attraverso l'apertura del magnete, ma lo attraversano.

La luce che proviene dagli scintillatori viene raccolta attraverso delle “*wavelength shifter fibers*”, che assorbono luce a lunghezza d'onda bassa e la riemettono a lunghezza d'onda più elevata.

4.4 The Ring Imaging Cherenkov RICH

L'effetto Cherenkov (Fig. 4.11) consiste nell'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di una particella carica in moto ad una velocità superiore rispetto alla velocità della luce nel mezzo attraversato. In un mezzo con indice di rifrazione n , la velocità della luce è c/n . Quando una particella carica passa attraverso un mezzo, gli atomi circostanti si polarizzano e depolarizzano e un'onda elettromagnetica si diffonde nel mezzo (analogo elettromagnetico dello shock sonico). Affinché ciò sia possibile è necessario che:

$$c\beta \geq \frac{c}{n} \Rightarrow \beta \geq \frac{1}{n} \quad (4.1)$$

La radiazione Cherenkov è emessa entro un angolo θ_C (fig 4.11), solitamente chiamato angolo di Cherenkov, determinato dalla seguente relazione:

$$\cos\theta_C = \frac{ct/n}{ct\beta} = \frac{1}{n\beta} \quad (4.2)$$

Si può dimostrare che il numero di fotoni emessi (N_γ) per unità di lunghezza (x) e lunghezza d'onda (λ) è dato da [59]:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \quad (4.3)$$

con

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (4.4)$$

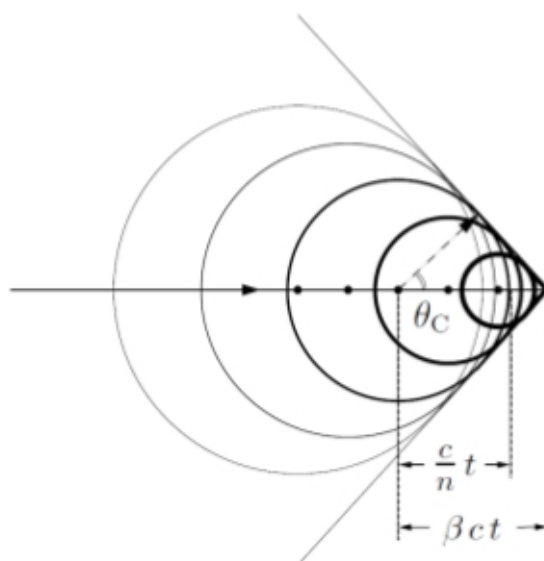


Figura 4.11: Effetto Cherenkov.

Il RICH di AMS-02 (Fig. 4.12) è costituito da un piano di radiatori, uno specchio e un piano di rivelazione dei fotoni. Il radiatore è formato da due tipi diversi di materiale radiante (Fig. 4.12): 80 mattoni di aerogel ($11.3 \times 11.3 \times 2.5 \text{ cm}^3$) nella parte esterna del rivelatore, con un indice di rifrazione (n) di 1.05 e $\Delta n \leq 0.01$ fra i vari mattoni, e 16 mattoni ($8.5 \times 8.5 \times 0.5 \text{ cm}^3$) di fluoruro di sodio (NaF) nella parte centrale, con indice di rifrazione 1.33, per estendere in basso il range di velocità misurabili e garantire che i fotoni siano raccolti nel piano di rivelazione [25].

Lo specchio ha una forma a tronco di cono con un diametro superiore di 114 cm, un diametro inferiore di 134 cm e un'altezza di 47 cm. Lo specchio aumenta la capacità di rivelazione del RICH, in quanto riflette i fotoni che uscirebbero dal rivelatore [25]. Il piano di rivelazione ha un'area vuota di $64 \times 64 \text{ cm}^2$ nel centro, in corrispondenza del calorimetro elettromagnetico collocato al di sotto del RICH. Intorno a questo buco centrale troviamo 680 fotomoltiplicatori (modello HAMAMATSU 7600-00-M16 [43]), equipaggiati ognuno con 16 (4×4) anodi, disposti in modo da coprire la superficie di base inferiore dello specchio [43]. La collezione della luce avviene attraverso l'utilizzo di guide di luce di metacrilato, che focalizzano i fotoni nella zona sensibile del fotomoltiplicatore. Il RICH di AMS-02 misura il β della particella con una precisione $\frac{\sigma_\beta}{\beta} \simeq \frac{0.1\%}{Z}$ [27, 25] e il valore assoluto della carica con una precisione dello $Z \times 3 - 4\%$ circa [27].

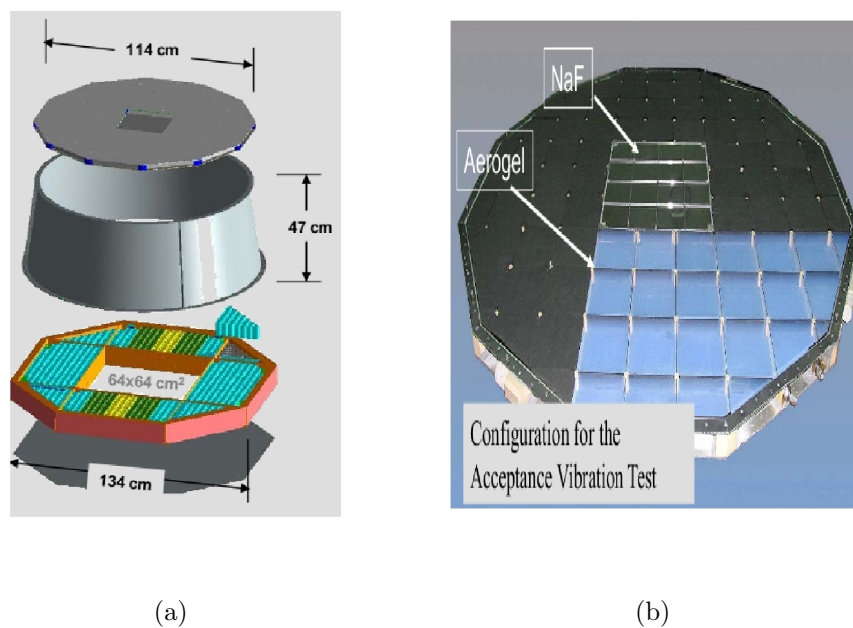


Figura 4.12: a) Struttura del RiCH. b) Struttura del radiatore con gli 80 mattoni di aerogel e 16 mattoni di fluoruro di sodio [67].

4.5 ECAL



Figura 4.13: ECAL prima dell'installazione dei PMT [22].

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) (Fig. 4.13) è un calorimetro a campionamento costituito da un volume attivo composto da 9 “superlayers”, per un'area totale attiva di $685 \times 685 \text{ mm}^2$ e spessore 167 mm. Il rivelatore ha una densità media di 6.8 g/cm^3 e un peso totale di 487 kg [72]. I 9 superlayer sono costituiti da 11 lamine di piombo intervallate da fibre di scintillatore plastico. Le fibre sono disposte alternativamente lungo l'asse x (5 superlayer) e l'asse y (4 superlayer) per aumentare la capacità di ricostruzione tridimensionale dello sciame elettromagnetico nel detector. Ogni superlayer viene letto da 36 fotomoltiplicatori (PMT), ciascuno con quattro anodi ($8.9 \times 8.9 \text{ mm}^2$) disposti alle estremità.

L'accoppiamento fra i PMTs e le fibre di materiale scintillante viene ottenuto attraverso l'utilizzo di guide di luce realizzate in plexiglass. Gli anodi definiscono la granularità di ECAL per un totale di 36 (numero di PMT) \times 9 (numero di superlayer) \times 4 (numero di anodi per PMT) = 1296 celle di “readout”, che permettono una ricostruzione a 3 dimensioni del profilo longitudinale dello sciame [27, 23].

Lo spessore di ECAL corrisponde a circa 17 lunghezze di radiazione, in modo da riuscire a contenere la maggior parte degli sciami elettromagnetici generati da fotoni ed elettroni fino al TeV. L'elettronica di front-end utilizza due diversi guadagni: “High Gain” per misure di bassa energia e “Low Gain” per misure di alta energia. Questo risulta necessario per ottenere un'adeguata risoluzione in energia necessaria sia per particelle al minimo di ionizzazione che per energie fino 1 TeV [27].

Oltre alle informazioni degli anodi, viene letto anche il segnale dell'ultimo dinodo di ogni PMT che viene utilizzato nella selezione degli eventi (*“trigger”*). ECAL può quindi fornire un trigger indipendente per i fotoni la cui efficienza è del 90% a 2 GeV e del 99% a 10 GeV [27].

4.6 Sistema di trigger

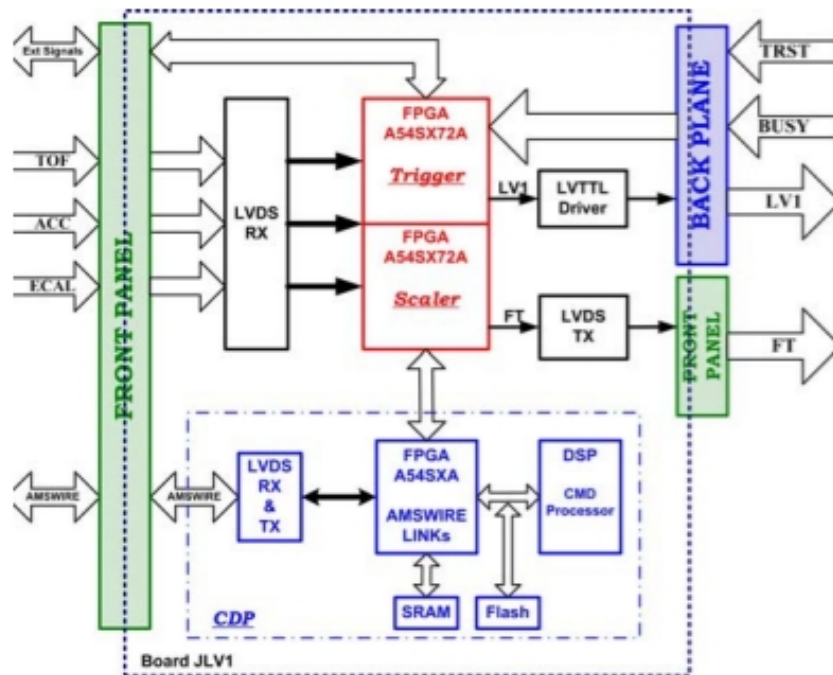


Figura 4.14: Il diagramma a blocchi del JLV1 (AMS-02 *“trigger board”*). In entrata vengono accettati i segnali provenienti da TOF, ACC, ECAL e segnali esterni. I primi tre sono trasferiti al registro LVDS e poi all'unità di trigger. I segnali esterni vengono trasferiti direttamente all'unità di trigger. L'unità produce i segnali Fast Trigger (FT) e di trigger di livello 1 (LV1) [29]. Un protocollo sviluppato dall'esperimento (AMSWIRE) viene usato per le comunicazioni con gli altri moduli elettronici.

L'acquisizione dati di AMS-02 è attivata dalla coincidenza di segnali dal TOF, ACC e ECAL: il TOF dà il *“Fast Trigger”* dell'esperimento, il sistema

di anticoincidenza fornisce un veto per le particelle esterne all'apertura del magnete e l'ECAL un trigger per elettroni e un trigger indipendente per i fotoni. Tutti questi segnali sono analizzati all'interno di una scheda elettronica dedicata denominata JVL1 (Fig. 4.14), che produce un segnale di Fast Trigger immediato e un segnale di "Level 1 trigger" dopo circa $1 \mu\text{s}$. La scheda JVL1 è composta di 3 blocchi principali [29], come mostrato in Figura 4.14:

1. L'unità di trigger che accetta segnali dal TOF, ECAL e ACC e genera i segnali Fast Trigger (FT) e LeVel1 (LV1). Lo stato dell'unità di trigger può essere letto e i parametri impostati attraverso la "Common Digital Part" (CDP).
2. Gli scalers, che monitorano i segnali di input del sistema di trigger.
3. La Common Digital Part (CDP), che è l'unità che riceve i comandi ed ha 4 canali AMSWIRE per la comunicazione.

Ogni 40 ns (25 MHz) i segnali provenienti da TOF, ACC e ECAL vengono campionati e inviati alla logica del Fast Trigger. Esistono 4 diversi tipi di Fast Trigger [27]:

1. FTC è il Fast Trigger per particelle cariche ed utilizza due tipi di segnali nel TOF relativi a particelle cariche, CP e CT (Cap. 5). La logica utilizzata per generare il segnale FTC si basa sull'impiego di una LookUp Table (LUT) e sull'uso di un segnale di controllo che sceglie il segnale CP o CT. La durata del "trigger gate" è di 340 ns.
2. BZ è il Fast Trigger per gli ioni ed utilizza anch'esso il segnale BZ del TOF (Cap. 5). La durata del trigger gate è di 340 ns.
3. FTZ è il Fast Trigger per particelle esotiche ed utilizza il segnale BZ del TOF (Cap. 5). I segnali provenienti dai due piani superiori del TOF vengono combinati con un AND o un OR, a seconda dell'impostazione, e la larghezza del segnale risultante è estesa per 640 ns, andando a formare un segnale denominato BZ-TOP. La stessa cosa viene fatta con i due segnali inferiori, generando un segnale denominato BZ-BOTTOM. Infine, BZ-TOP e BZ-BOTTOM vengono combinati tramite un AND o un OR, a seconda del setting, per formare il segnale FTZ.
4. FTE, che utilizza i segnali dei dinodi dell'ECAL. Viene generato tramite i segnali ECAL-F o ECAL-A.

Dopo la generazione del Fast Trigger la scheda JVL1 inizia la valutazione del trigger di livello 1. Questa operazione richiede esattamente $1 \mu\text{s}$, durante il

quale il sistema di acquisizione è occupato [22].

Per generare il segnale di trigger di livello 1 si utilizzano otto unità di “*subtrigger*” che possono essere configurate in maniera indipendente tramite apposite maschere (“*mask*”). Ogni unità di subtrigger (Fig. 4.15), costituita da un “*AND gate*” con 15 input, viene combinata con le altre tramite un “*OR*”. Un fattore di “*prescaling*” può essere settato per ogni unità di subtrigger da 1:1 a 1024:1. I segnali in input nell’AND gate sono i seguenti [29]:

1. Segnali da particelle cariche: questi segnali vengono utilizzati nella generazione del trigger per le particelle cariche. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all’interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali CP o CT da 3 o 4 piani del TOF. Questi segnali vengono poi inseriti in due look up table LUTFT0 e LUTFT1 per produrre i segnali FTCP0, FTCP1 o FTCT0, FTCT1, che vengono usati nel trigger di livello 1.
2. Segnali da particelle con Z elevato: questi segnali vengono usati nella generazione del trigger per gli ioni. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all’interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali BZ da 3 o 4 piani del TOF. Questi segnali vengono inseriti nella look up table LUT-BZ, per produrre il segnale BZ utilizzato nel trigger di livello 1.
3. Segnali dal sistema ACC: questi segnali vengono utilizzati per produrre un trigger di veto. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns all’interno del quale devono essere presenti, in coincidenza, dei segnali che vengono usati per contare il numero di hit provenienti dai rivelatori dell’ACC. Questo numero viene comparato con due soglie, per produrre i segnali ACC0 e ACC1 utilizzati nel trigger di livello 1. ACC0 indica l’assenza di un segnale dai contatori dell’ACC, mentre ACC1 indica la presenza di segnale da un numero massimo (programmabile) di rivelatori.
4. Segnali ECAL-F: questi segnali sono impiegati per il trigger “Unbiased EM”. Dopo il Fast Trigger viene aperto un gate di 240 ns, nel quale devono essere presenti, in coincidenza, il segnale ECAL-F che indica la presenza di un Fast Trigger da parte dell’ECAL. Il segnale ECAL-F viene generato quando tre PMT in 3 layers differenti superano la soglia preimpostata. La presenza di segnale da questi 3 layer può essere richiesta per una o entrambe le viste dell’ECAL.
5. Segnali ECAL-A: questi segnali definiscono il trigger per i fotoni che non convertono all’interno del detector. Dopo il Fast Trigger viene aperto un

gate di 640 ns, all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza i segnali ECAL-A. Questi servono per fare una ricostruzione della traiettoria della particella ed eventualmente rigettare gli eventi al di fuori dell'accettazione del detector.

6. Segnali EXT-GATE: viene aperto un gate di 240 ns, all'interno del quale devono essere presenti in coincidenza dei segnali da gate esterni. I segnali EXT-GATE sono stati utilizzati prevalentemente nella fase di "test-beam" per verificare l'efficienza del trigger.

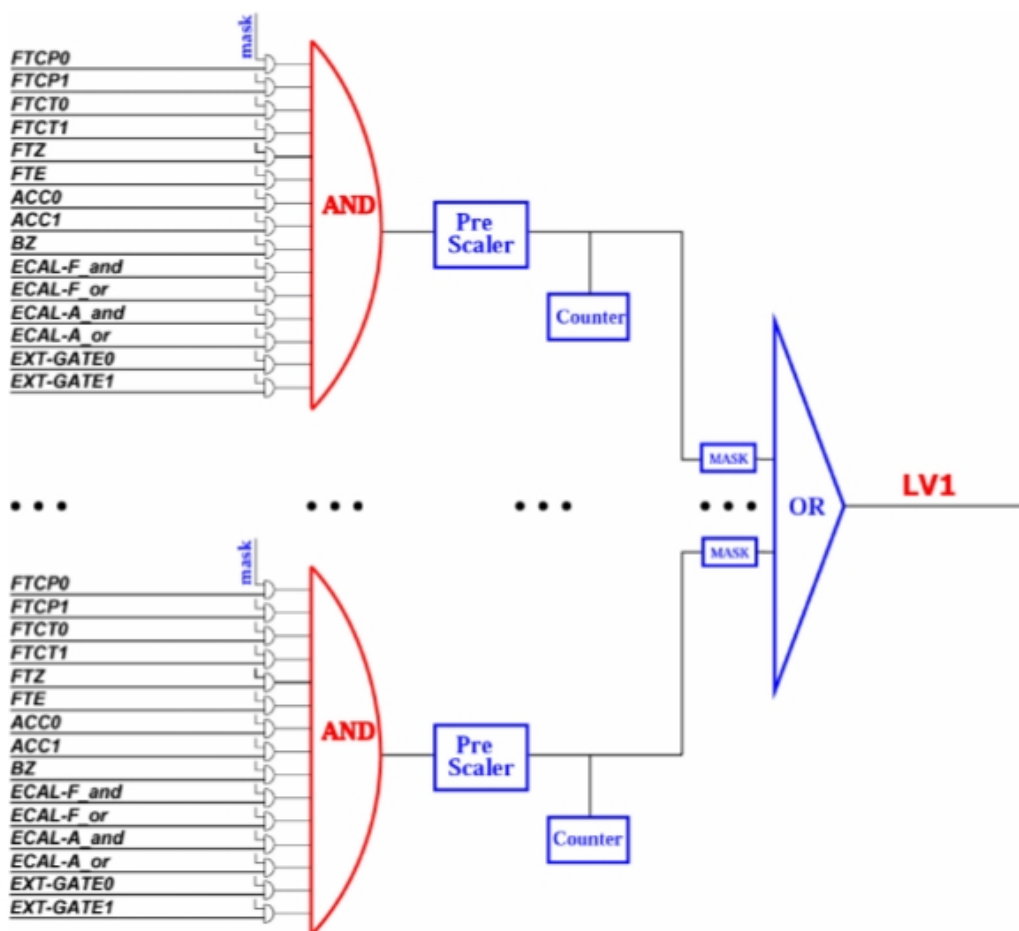


Figura 4.15: Generazione del trigger di livello 1 [22].

Combinando i segnali descritti in precedenza sono stati definiti 7 tipi di trigger [22]:

1. “*Unbiased Charged*”: 3 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF. Questo trigger viene prescalato con un fattore cento.
2. “*Single Charge*”: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF e nessun segnale dalle anticoincidenze.
3. “*Normal Ions*”: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z > 2$ nel TOF e al massimo 5 contatori delle anticoincidenze colpiti.
4. “*Slow Ions*”: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z > 2$ nel TOF con gate di trigger esteso fino a 640ns.
5. “*Electrons*”: 4 piani su 4 con segnale corrispondente a carica $Z = 1$ nel TOF e segnale ECAL-F su entrambe le viste di ECAL.
6. “*Photons*”: Segnale ECAL-A.
7. “*Unbiased EM*”: Segnale ECAL-F su almeno una vista di ECAL. Tale trigger viene prescalato di un fattore 1000.

4.7 La catena di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati di AMS-02 gestisce oltre 200000 canali analogici appartenenti ai differenti sottorivelatori [69, 70]. I segnali vengono acquisiti da schede elettroniche (nodi) identificate con una lettera (U per il TRD, S per il TOF e gli ACC, T per il Tracker, R per il RICH, E per il calorimetro elettromagnetico, LV1 per il modulo relativo al trigger di livello 1) seguita dalle lettere DR (“*Data Reduction*”) [69, 70].

Il sistema di acquisizione consiste di 300 nodi, basati su un “*ADSP2187L Digital Signal Processors (DSP)*”. Il software per il processamento dei segnali per ogni rivelatore ha come compiti principali [22]:

1. gestire il protocollo per la comunicazione fra i nodi;
2. garantire l’integrità dei dati;
3. organizzare la costruzione dell’evento;
4. operare una serie di routine per la calibrazione;
5. testare la funzionalità dei nodi.

La “struttura ad albero” è mostrata in Figura 4.16:

1. 264 nodi xDR, che collezionano i dati dall’elettronica di Front End;

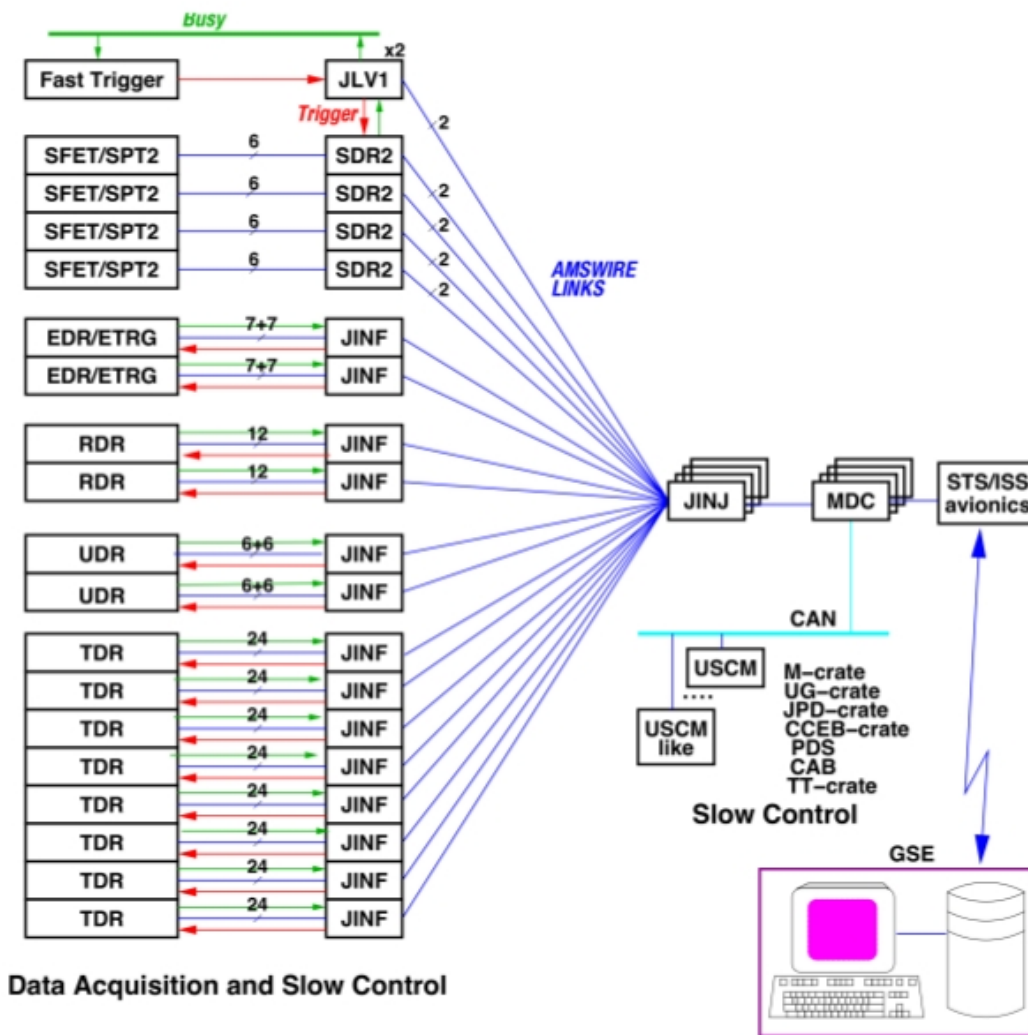


Figura 4.16: Diagramma a blocchi del sistema di acquisizione di AMS-02 [30]

2. 28 nodi JINF, che collezionano dati dai nodi xDR;
3. 8 SDR, che acquisiscono i segnali del TOF e dell'ACC;
4. 2 JLV1, che collezionano segnali analogici e digitali per la produzione del trigger di livello 1;
5. 4 JINJ, che acquisiscono dati dai nodi JINF, SDR e JLV1;
6. 4 JMDC (i computer principali dell'esperimento), basati su processori PPC750.

Il data *throughput* per collegamento è circa 100 Mbit/s e la gerarchia è stabilita da un protocollo di comunicazione *master/slave* [22].

CAPITOLO 5

Il sistema di tempo di volo

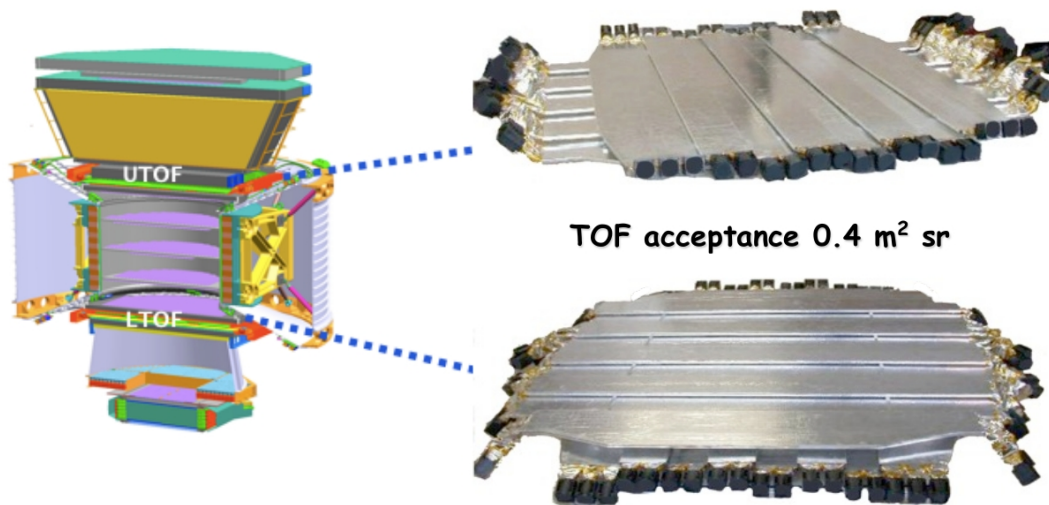


Figura 5.1: Sistema di Tempo di Volo. I contatori sono posizionati alternativamente lungo l'asse x e y di AMS [30].

Il sistema di tempo di volo (TOF) di AMS-02 è composto da 2 piani di rivelatori a scintillatore plastico sopra il magnete (*“Upper TOF”*) e 2 piani di rivelatori al di sotto (*“Lower TOF”*), posizionati alternativamente lungo l'asse

x e y di AMS (Fig. 5.1). I due piani dell'Upper TOF (layer 1 e 2) hanno 8 rivelatori ognuno, il primo piano del Lower TOF ha 10 rivelatori (layer 3), mentre il secondo piano del Lower TOF (layer 4) ha 8 rivelatori, per un totale di 34 contatori [30]. I rivelatori esterni di ognuno dei 4 piani del TOF hanno forma trapezoidale, mentre i restanti 26 rivelatori hanno forma rettangolare (12 cm di larghezza).

Lo spessore di tutti i rivelatori è 1 cm [22]. La luce proveniente da ciascun rivelatore viene raccolta da 4 fotomoltiplicatori (PMT- Photo Multiplier Tube), 2 per ogni estremità, in modo da avere una risoluzione temporale quasi indipendente dal punto di impatto della particella nello scintillatore. Nel caso dei rivelatori trapezoidali dei layer 1 e 4 il segnale viene raccolto da 6 fotomoltiplicatori (3 per ogni estremità).

I due segnali di anodo dai PMT di uno stesso lato vengono sommati e usati come trigger per le particelle di carica più bassa, mentre i segnali di dinodo sono letti indipendentemente per le particelle di carica elevata.

I PMT utilizzati sono i R5946 W/FL Hamamatsu scelti per la capacità di lavorare in elevati campi magnetici mantenendo una buona risoluzione temporale. I PMT consistono di 16 dinodi con un guadagno nominale di circa 10^6 a 2000 V, un tempo di salita di 1.9 ns e un tempo di transito di 7.7 ns; la risposta alle diverse lunghezze d'onda varia fra 300 nm e 600 nm, con un massimo intorno a circa 420 nm [30].

La connessione fra lo scintillatore e il fotomoltiplicatore è stata realizzata attraverso guide di luce plastiche. Per minimizzare l'angolo fra la direzione del campo magnetico e l'asse del fotomoltiplicatore, sono state utilizzate guide di luce con orientazione variabile.

Le guide di luce sono state incollate a elementi conici che realizzano la connessione con il PMT (Fig. 5.2). A causa di limitazioni di potenza e di peso, ogni canale di alta tensione (HV channel) alimenta due PMT. Due PMT nello stesso lato del contatore a scintillazione sono però alimentati da due canali di alta tensione differenti in modo da mantenere la ridondanza, necessaria in quanto il rivelatore opera nello spazio, senza possibilità di intervento umano.

Il TOF fornisce [30]:

1. il Fast Trigger di AMS;
2. la misura del tempo di volo (Δt) con una risoluzione di circa 180 ps;
3. la distinzione, rispetto all'orientazione dell'asse z di AMS, fra particelle dirette dal basso verso l'alto e dall'alto verso il basso;
4. la distinzione fra protoni e nuclei con carica Z maggiore di 1.

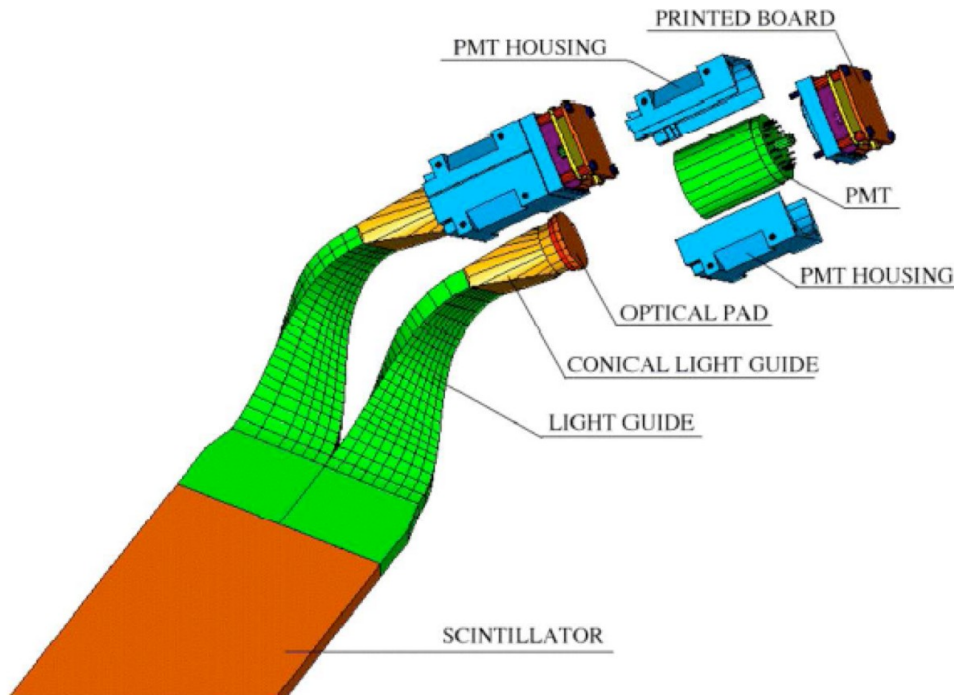


Figura 5.2: Collegamento fra il contatore a scintillazione e il fotomoltiplicatore nel TOF [30].

5.1 Principio di funzionamento

I materiali scintillanti esibiscono una proprietà denominata luminescenza, ovvero la capacità di assorbire energia e riemetterla sotto forma di luce. Se la riemissione avviene in un tempo pari a circa 10^{-8} s, allora il processo viene definito fluorescenza; per tempi maggiori si parla di fosforescenza. L'evoluzione temporale del processo di riemissione può essere descritta dalla seguente equazione [31]:

$$N = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau_f}} + B \cdot e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (5.1)$$

con N numero di fotoni emessi al tempo t , τ_f e τ_s costanti di decadimento "fast" e "slow" dello scintillatore, A e B due costanti che variano da materiale a materiale a seconda dell'importanza delle due componenti fast e slow. Nella maggior parte dei materiali è la componente fast a dominare.

Fra energia persa dalla particella (E) e luce di fluorescenza emessa (L), esiste

una relazione, in prima approssimazione, lineare [31]:

$$L \propto E \quad (5.2)$$

Interazioni di “*quenching*” fra le molecole create lungo la traiettoria della particella possono sottrarre energia al processo di luminescenza.

Di conseguenza, la formula più corretta, per esprimere la relazione tra la luce

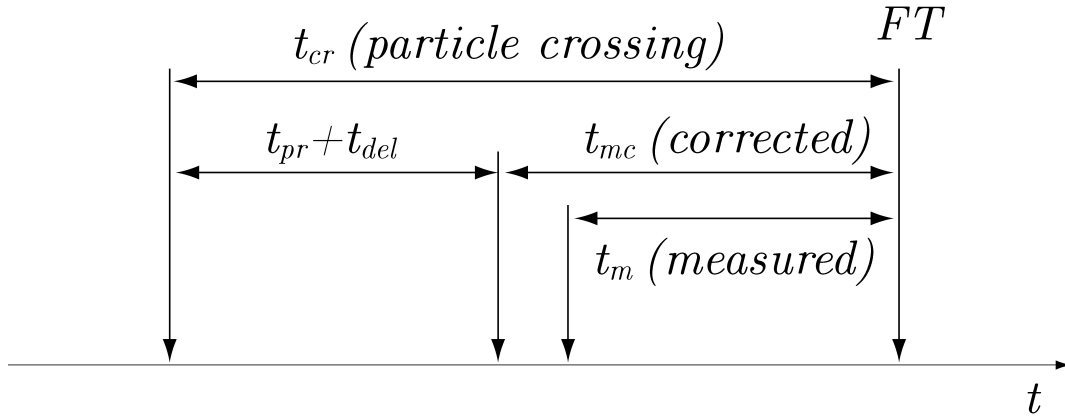


Figura 5.3: Misura del tempo effettivo di passaggio di una particella in un contatore del TOF. t_m è il tempo misurato rispetto al Fast Trigger (FT), t_{mc} è il tempo misurato corretto per lo “*slewing*”, t_{pr} è il ritardo introdotto dalla propagazione della luce nello scintillatore e t_{del} il ritardo dovuto ai cavi elettronici.

emessa dallo scintillatore per unità di lunghezza (dL/dx) ed energia persa per unità di lunghezza (dE/dx), è la formula di Birk [73]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + KB \frac{dE}{dx}} \quad (5.3)$$

con A costante relativa all’efficienza dello scintillatore e KB parametro che descrive la densità dei centri di ionizzazione.

I fotoni provenienti dallo scintillatore incidono sul fotocatodo del fotomoltiplicatore dove, per effetto fotoelettrico, sono convertiti in elettroni, con un’efficienza quantica ($n(\lambda)$) data da:

$$n(\lambda) = \frac{\text{numero di fotoelettroni emessi}}{\text{numero di fotoni incidenti}} \quad (5.4)$$

$n(\lambda)$ generalmente è minore del 30% ed ha un massimo per valori di lunghezza d’onda attorno ai 400 nm (tale valore dipende dal materiale del fotocatodo).

Successivamente i fotoelettroni vengono focalizzati nella regione di moltiplicazione, che è costituita da una serie di dinodi, ognuno ad un potenziale maggiore rispetto al precedente, in modo tale che gli elettroni subiscano un'accelerazione continua ad ogni step. Gli elettroni che arrivano sui dinodi trasferiscono parte della loro energia al materiale dinodico inducendo l'emissione di elettroni secondari in un processo molto simile, dal punto di vista teorico, all'effetto fotoelettrico; la geometria dei dinodi è tale che ad ogni step il numero di elettroni aumenti.

Successivamente gli elettroni raggiungono l'anodo, dove l'accumulazione di carica determina la formazione di un forte impulso di corrente, che viene misurato dall'elettronica di front-end.

Tutti i segnali di tempo sono misurati rispetto ad un valore comune, il Fast

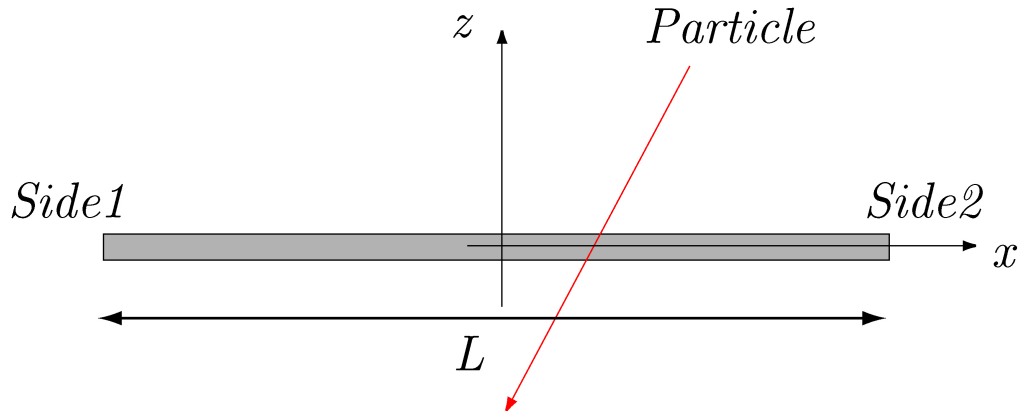


Figura 5.4: Visione schematica del passaggio di una particella in un contatore del TOF.

Trigger, che viene definito dalla coincidenza di segnali da almeno un rivelatore in ciascun piano del TOF. Ogni volta che una particella genera un segnale di Fast Trigger viene memorizzato il tempo t_{m_1} (t_{m_2}), rispetto al Fast Trigger (Fig. 5.3), in cui il lato 1 (2) del contatore coinvolto nell'evento ha superato una soglia preimpostata. Questi devono essere corretti per lo "slewing" (Fig. 5.5), ovvero il tempo che intercorre fra l'inizio del segnale e l'effettivo superamento della soglia. Infine, è necessario tener conto del ritardo introdotto sia dalla propagazione della luce dal punto di impatto all'estremità del contatore (Fig. 5.4) sia dai cavi elettronici.

Di conseguenza, il tempo effettivo di passaggio di una particella misurato da un lato (2) del contatore è dato:

$$t_{cr2} = t_{m2} + \frac{s_2}{\sqrt{A_2}} + \frac{\frac{L}{2} - x}{V} + t_{del2} \quad (5.5)$$

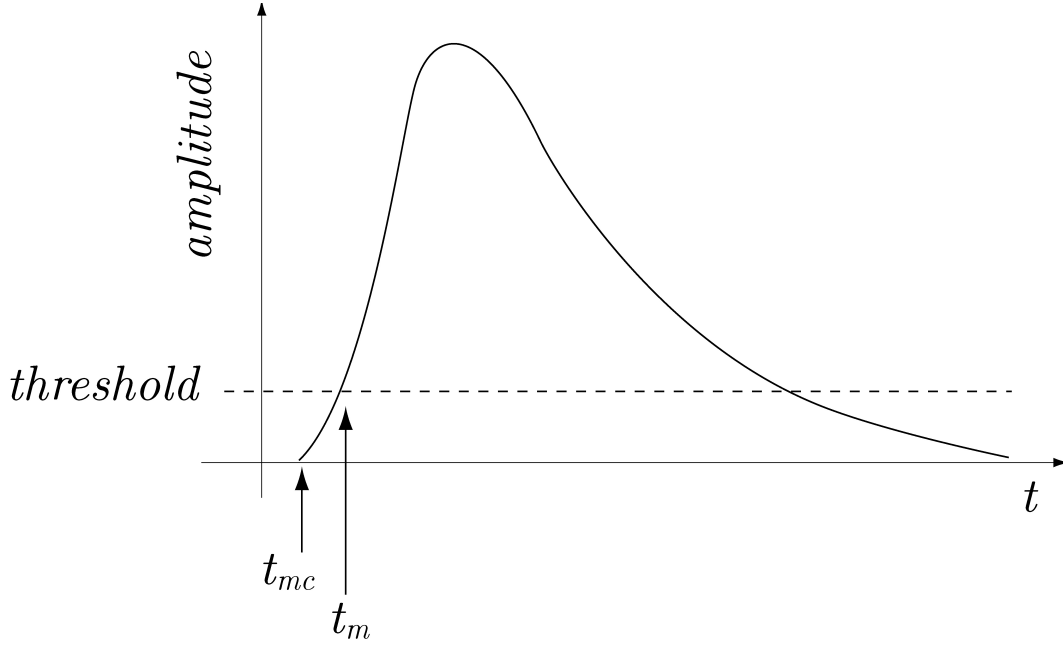


Figura 5.5: Visione schematica dell'effetto della correzione di "slewing": il tempo effettivo in cui il segnale inizia a formarsi è t_{mc} , mentre il tempo misurato è t_m .

dove t_{cr_2} è il tempo effettivo di passaggio della particella nel contatore rispetto al Fast Trigger, t_{m_2} è il tempo misurato rispetto al Fast Trigger, $\frac{s_2}{\sqrt{A_2}}$ rappresenta la correzione per slewing, che dipende dal parametro di slewing s e dall'ampiezza del segnale A , $\frac{\frac{L}{2}-x}{V}$ è il ritardo introdotto dalla propagazione della luce, che dipende dal punto di passaggio della particella nel contatore rispetto alla metà del contatore (x) (Fig. 5.4) e dalla velocità della luce nel contatore V , t_{del_2} è il ritardo introdotto dai cavi. Il pedice 2 identifica il lato del contatore.

Analogamente per l'altro lato (1) del contatore vale:

$$t_{cr_1} = t_{m_1} + \frac{s_1}{\sqrt{A_1}} + \frac{\frac{L}{2} + x}{V} + t_{del_1} \quad (5.6)$$

dove l'unica differenza è nel ritardo introdotto dalla propagazione della luce (Fig. 5.4).

Sottraendo le equazioni (5.5) e (5.6), la posizione di impatto può essere ricavata attraverso:

$$x = V \left(\frac{t_{m_2} + \frac{s_2}{\sqrt{A_2}} - t_{m_1} - \frac{s_1}{\sqrt{A_1}} + t_{del_2} - t_{del_1}}{2} \right) \quad (5.7)$$

mentre il tempo di passaggio, indipendentemente dalla posizione di impatto, si ottiene sommando le equazioni (5.5) e (5.6) attraverso:

$$t_{cr_i} = \frac{t_{m_1} + \frac{s_1}{\sqrt{A_1}} + t_{m_2} + \frac{s_2}{\sqrt{A_2}} + \frac{L}{V} + t_{del_1} + t_{del_2}}{2} \quad (5.8)$$

dove t_{cr_i} rappresenta il tempo di passaggio per l' i -esimo contatore. In questo modo il tempo di passaggio e la posizione di impatto della particella in un contatore possono essere ricavati utilizzando i segnali prodotti dal rivelatore stesso.

5.2 Elettronica del TOF

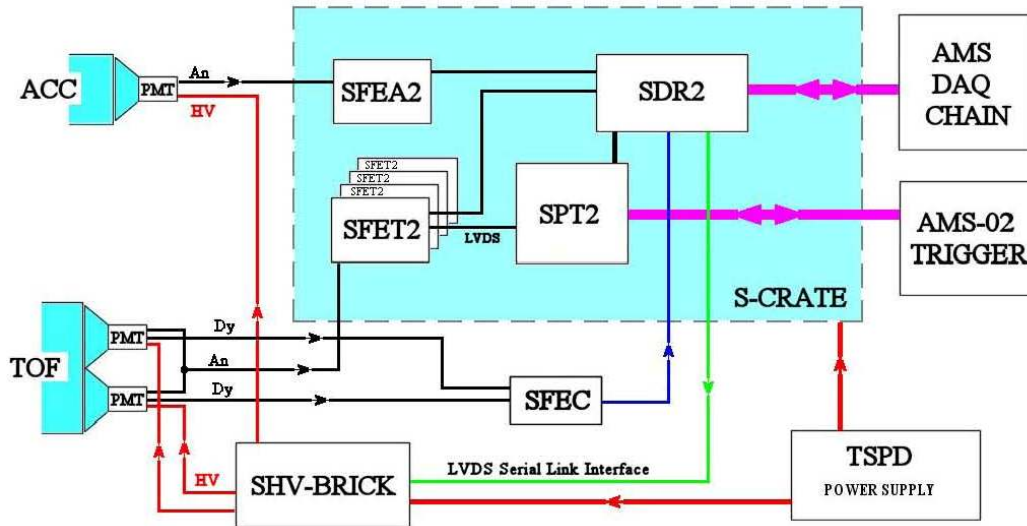


Figura 5.6: Diagramma a blocchi dell'elettronica del TOF e dell'ACC [30].

Gli elementi principali dell'elettronica del TOF sono (Fig. 5.6):

1. 4 SHV-bricks per alimentare in alta tensione i fotomoltiplicatori. Consistono in 2 convertitori DC/DC che alimentano 48 regolatori HV (*"High Voltage"*). Offrono un totale di 24 output regolabili e programmabili indipendentemente nel range 1400-2300 V, con una risoluzione di 10 bit.
2. 4 Scintillators Crates (S-Crates) composti da 7 schede: 4 SFET2 che processano il segnale degli anodi dei PMT del TOF per misure di tempo e carica, 1 SFEA2 che processa i segnali dei PMT dell'ACC, 1 SPT2 che processa i segnali del TOF per la generazione del trigger, 1 SDR2 che processa gli eventi fisici e gestisce le comunicazioni.

3. SPD che forniscono la bassa tensione ai SHV-bricks e agli S-Crates.
4. 4 SFEC front end board che acquisiscono la carica integrata e si trovano in ogni piano del TOF.

Qui di seguito sono illustrate le funzionalità delle sette schede degli S-Crates.

5.2.1 SFET2

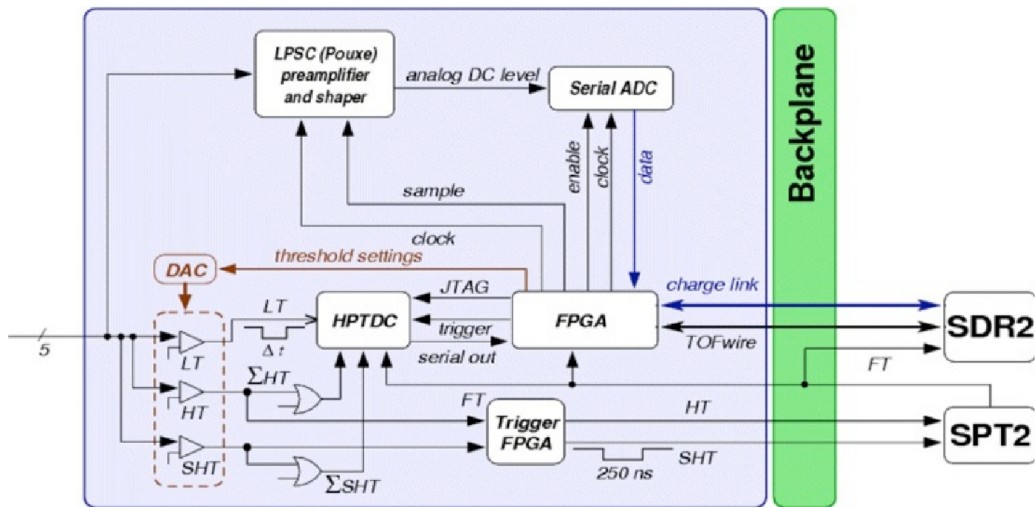


Figura 5.7: Schema di una SFET [30].

La scheda elettronica SFET (Scintillator Front End Time) (Fig. 5.7) ha in input 4 o 5 segnali di anodo dai PMT e viene utilizzata per:

1. Ottenere segnali logici per la generazione del trigger.
2. Misurare con alta risoluzione il tempo da ciascun lato di ogni rivelatore.
3. Misurare l'integrale dei segnali analogici corrispondenti alla carica delle particelle.

Quando arriva alla SFET, il segnale anodico viene diviso in modo tale che il 5% vada nell'unità di misura della carica e il 95% nell'unità per le misure di tempo.

In quest'ultima unità il segnale viene confrontato con 3 soglie (Fig. 5.8):

1. Low Threshold (LT) impostata al 10%-20% rispetto al minimo di ionizzazione di muoni misurati a terra. Questa soglia viene usata per le misure temporali.
2. High Threshold (HT) impostata al 50% rispetto al minimo di ionizzazione di muoni misurati a terra. E' utilizzata per generare il Fast Trigger per le particelle cariche.
3. Super High Threshold (SHT), impostata a quattro volte il minimo di ionizzazione di muoni misurati a terra, che è utilizzata per il Fast Trigger degli ioni.

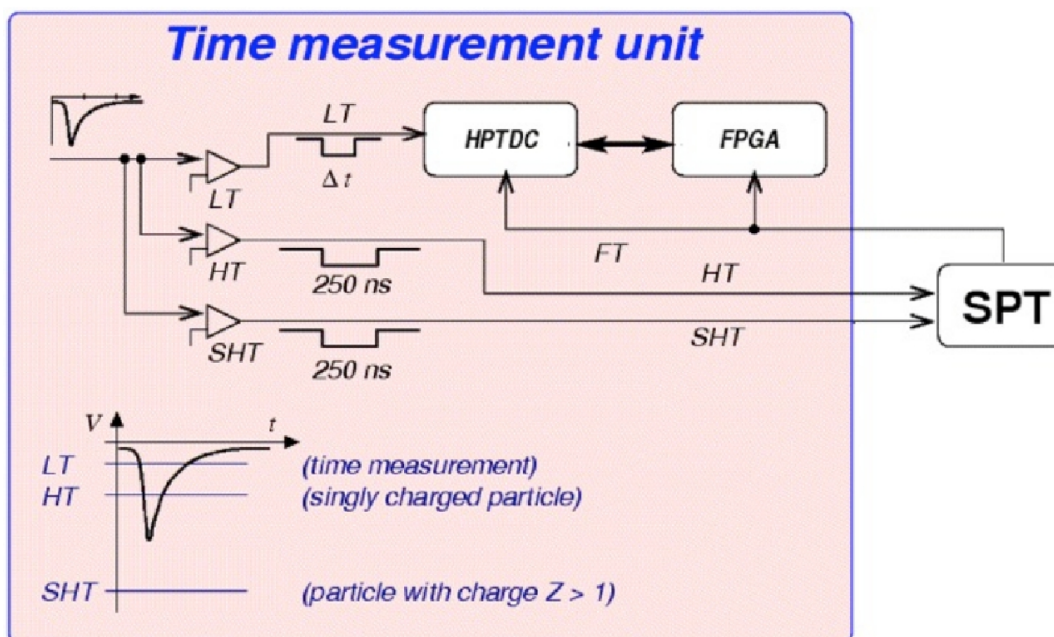


Figura 5.8: Time measurement unit: lo sviluppo del segnale nel tempo può determinare il superamento di una delle tre soglie preimpostate (LT, HT, SHT).

Le misure di tempo sono realizzate attraverso un chip HPTDC, sviluppato per LHC, con 8 canali in input e una risoluzione di $\simeq 25$ ps. L'HPTDC è fondamentalmente una "pipeline" di lunghezza totale definibile (nel caso di AMS, 16μ s), che funziona con un clock a 40 GHz e che registra il tempo di passaggio del segnale da 0 a 1 e viceversa.

In ogni SFET sono definiti 161 parametri, come, ad esempio, le soglie sopracitate, i cui valori di riferimento sono stati scelti durante le prove a terra.

5.2.2 SPT2

La scheda elettronica SPT2 (Scintillator Pre-Trigger board) effettua combinazioni dei segnali logici provenienti dagli SFET2 e manda i risultati alle schede di trigger. La SPT2 riceve in input i segnali HT e SHT relativi ad ogni lato di ciascun piano del TOF.

Nel processo di generazione dei Fast Trigger, la SPT2 agisce nel seguente modo: se il segnale di almeno un lato di almeno un contatore di un piano del TOF supera la soglia HT, viene generato un segnale CP_{P_x} o CT_{P_x} relativo a quel determinato piano, mentre se il segnale di almeno un lato di almeno un contatore supera il segnale SHT viene generato il segnale BZ_{P_x} relativo a quel piano. La differenza fra i segnali CP e CT riguarda solamente la possibilità di escludere alcuni contatori dalla generazione del trigger.

Gli eventuali segnali CP_{P_x} o CT_{P_x} , prodotti nei piani del TOF, vengono confrontati con due differenti “trigger masks” CP e CT, mentre gli eventuali segnali BZ_{P_x} vengono confrontati con la “trigger masks” BZ, per la generazione dei Fast Trigger. Il risultato di questi confronti viene inviato alla JVL1 per la generazione del trigger. Gli output della SPT2 sono impiegati per produrre i seguenti Fast Trigger:

1. FTC (“fast trigger for charged particle”), che viene generato quando almeno un anodo del TOF supera la HT per almeno 3 piani su 4 del TOF. La durata del “trigger gate” è 340 ns;
2. BZ (“fast trigger for ions”), che viene generato quando almeno un anodo del TOF supera la SHT, per almeno 3 piani su 4 del TOF. La durata del trigger gate è 340 ns;
3. FTZ (“fast trigger for exotic particle”), che viene generato quando sono presenti in coincidenza i segnali BZ dall’UPPER TOF e dal LOWER TOF in una coincidenza estesa a 640 ns (per il trigger su particelle pesanti e lente).

La SPT2 dispone di 10 parametri indipendenti, come le differenti trigger masks, i cui valori di riferimento sono stati fissati durante la prima settimana di presa dati nello spazio.

5.2.3 SDR2

La scheda elettronica SDR2 (Scintillator Data Reduction Board) acquisisce dati dall’elettronica di Front End e li invia ai livelli superiori dell’acquisizione dati. Una tipica sequenza di processamento di un evento da parte di una SDR2 è la seguente:

1. Durante il trigger di livello 1 viene attivato un “*sequencer*”, che muove i dati digitalizzati in una memoria. La lunghezza dei dati del SDR2 non è fissata, ma il suo valore massimo è 1024 parole da 16 bit. Il processamento dei dati può avvenire in maniera normale o compressa.
2. Quando il DSP si accorge che i dati sono disponibili, essi vengono letti e processati. Il risultato (“*event fragment*”) viene memorizzato nell’“*output event buffer*”. Nel formato normale dell’event fragment le parole sono suddivise in questo modo: 1 parola viene dedicata alla lunghezza dell’evento; 1 parola è riservata al numero dell’evento; 90 parole sono dedicate ai dati di carica relativi agli SFET, SFEC, e SFEA; 4 parole sono riservate ai dati di trigger relativi a informazioni sul superamento della High Threshold (HT) o SuperHighThreshold (SHT); un numero di parole variabile è dedicato a temperature, tempi, errori di SFET, SFEA e TDC; 10 parole sono riservate per la validazione del tipo di dato che viene processato.
3. L’event fragment viene trasmesso dalla memoria tramite un protocollo definito dall’esperimento (AMSWIRE).

La SDR2 può attivare anche diversi programmi che possono essere eseguiti allo stesso tempo, come le routine per la calibrazione e per la funzionalità dei nodi, e dispone di protocolli AMSWIRE per la comunicazione fra i nodi, algoritmi per la protezione dei dati e procedure di “*slow control*”. La SDR2 dispone di 21 parametri indipendenti i cui valori di riferimento sono stati scelti durante le prove a terra e nella prima settimana di presa dati nello spazio.

CAPITOLO 6

AMS-02 nello spazio

AMS-02 è stato attivato il primo giorno di volo (16 maggio 2011, ore 08.56 am EDT), poche ore dopo il lancio, per verificare la trasmissione dei dati e verificare il corretto valore delle temperature. Quattro giorni dopo (19 maggio, ore 05.46 am EDT), AMS-02 è stato installato con successo sulla Stazione Spaziale Internazionale (ISS) (Fig. 6.1).

AMS-02 ha così iniziato a raccogliere dati sui raggi cosmici con un rate di circa 50 milioni di eventi al giorno [33]. Inizialmente la stanza di controllo di AMS-02, denominata POCC (Payload Operation Control Center), era collocata al Johnson Space Center della NASA. A partire dal 19 giugno 2011, il POCC è stato trasferito al CERN di Ginevra. L'esperimento viene controllato dal POCC 24 ore al giorno, 7 giorni su 7, e ogni subdetector di AMS-02 ha una postazione dedicata per controllare il corretto funzionamento nello spazio e la qualità dei dati. Giornalmente il team di AMS-02 si riunisce per un incontro dove si discute della presa dati e di eventuali problemi.

Durante la mia esperienza di tesi ho partecipato attivamente alla presa dati al CERN e in questo capitolo intendo illustrare l'organizzazione della presa dati e le principali procedure per il controllo della qualità dei dati sviluppate dal gruppo TOF di Bologna, anche con il mio contributo.

6.1 Presa dati ed operazioni nello spazio

I dati di AMS vengono raggruppati in pacchetti dal computer principale di bordo. Questi pacchetti vengono trasmessi a un computer della NASA

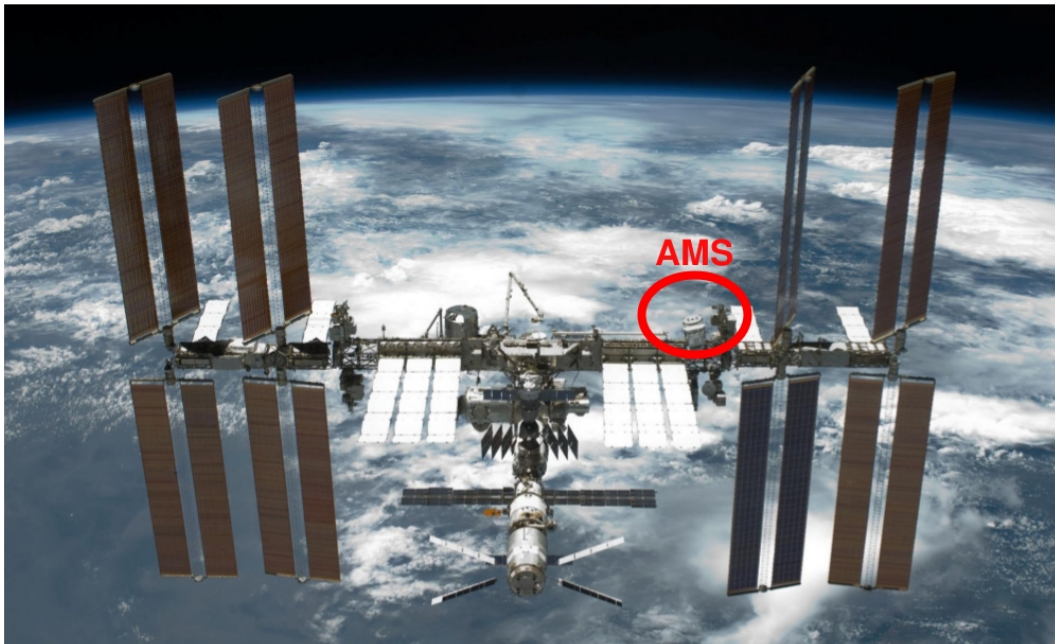


Figura 6.1: ISS e AMS nello spazio [33]

(Fig. 6.3), attraverso satelliti con due bande di comunicazione: la “*KU-Band*”, attraverso cui gli eventi vengono trasferiti con un rate di 10 Mbit/s, e la “*S-Band*”, attraverso cui gli eventi vengono trasferiti con un rate di 30 Kbit/s [33]. La banda S permette anche di inviare dei comandi ad AMS-02 con un rate di 1 Kbit/s e di disporre in tempo reale degli “*housekeeping data*”, che contengono informazioni sulle temperature, sui parametri di configurazione dei computer principali e di tutte le schede elettroniche dei sottorivelatori [33]. I dati vengono, infine, trasferiti al Payload Operation Control Center (POCC) e al Science Operation Center (SOC) al CERN dove sono controllati e salvati in computer dedicati (Fig. 6.2).

Nel caso ci fossero dei problemi nella trasmissione dei dati, a bordo della ISS è presente un computer denominato “*AMS laptop ISS*”, che permette di archiviare dati con una capacità massima di circa 2 mesi. I dati salvati nell’AMS laptop ISS vengono trasferiti a terra non appena una delle due bande è disponibile. L’AMS laptop ISS permette anche di inviare comandi ad AMS-02 [33]. Prendendo in considerazione il controllo della qualità dei dati e dei sensori elettronici rivelatore per rivelatore, nel TRD si utilizzano 30 computer di bordo che misurano 482 temperature, 5284 segnali elettronici e controllano valvole e radiatori in modo tale da mantenere il segnale uniforme entro l’1% [33]. Nel



Figura 6.2: Il POCC di AMS-02 al CERN di Ginevra.

tracker il controllo dei dati avviene grazie a 212 computer di bordo, che misurano 196608 segnali elettronici, le 20 posizioni dei lasers per l'allineamento, 142 temperature e controllano i radiatori [33]. Nel calorimetro i computer di bordo sono 32 e gestiscono circa 2916 segnali elettronici. Sei computer vengono utilizzati per controllare 492 sensori di temperature e 242 radiatori globali [33].

All'interno del POCC ogni sottorivelatore ha una propria postazione dedicata, tre computer vengono dedicati al controllo della qualità dei dati, e un "LEAD" coordina le operazioni, monitora la presa dati, gestisce le comunicazioni con la NASA e l'invio dei comandi ad AMS-02.

Le principali operazioni del POCC possono essere riassunte di seguito [33]:

1. Monitorare le operazioni giornaliere e discutere con i centri di controllo della NASA.
2. Monitorare tutti i computer di bordo di AMS-02 per assicurarsi che l'esperimento stia funzionando correttamente e coordinare le attività fra ISS e AMS.

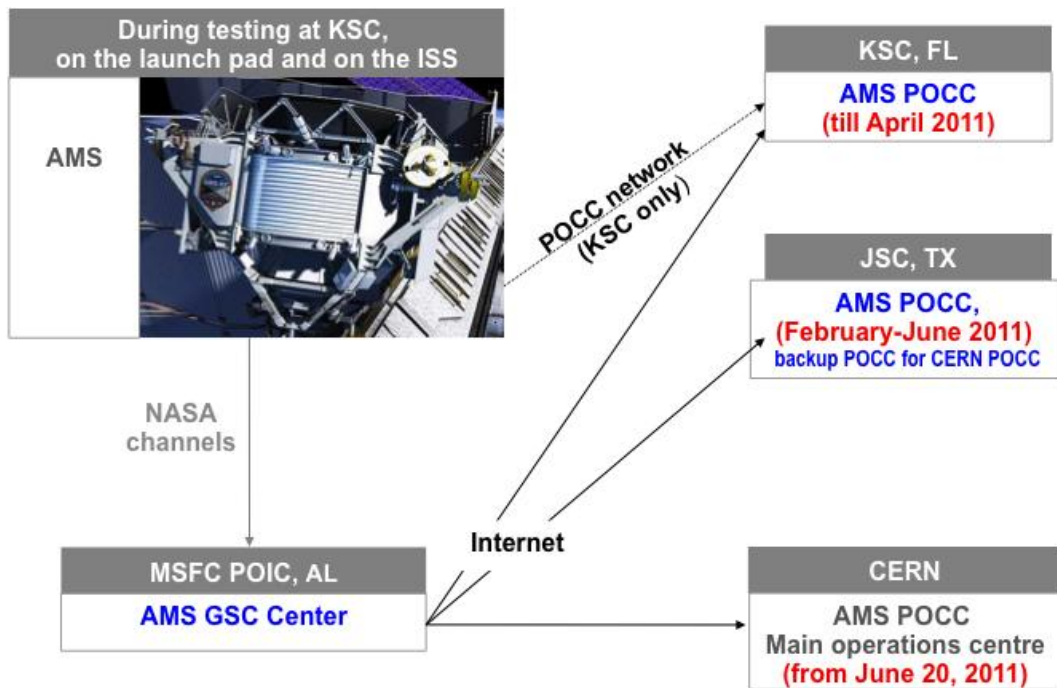


Figura 6.3: Il flusso di dati di AMS-02: i dati vengono scaricati utilizzando la “*KU-Band*” o la “*S-Band*” in un computer della NASA, da dove vengono trasferiti al POCC. Il POCC è attualmente collocato al CERN, mentre in passato era collocato in due differenti sedi della NASA [33].

3. Mandare comandi ad AMS in caso si verificassero eventuali problemi.
4. Monitorare il funzionamento del computer principale dell’acquisizione dati e del trigger di livello 1 di AMS.
5. Gestire il computer AMS laptop e il flusso di dati fra AMS e il POCC.
6. Controllare tutte le temperature dei subdetector.
7. Controllare le calibrazioni dei subdetector, monitorare le prestazioni e segnalare eventuali problemi.
8. Controllare la temperatura della ISS, abilitare o disabilitare i radiatori e valutare l’eventuale spostamento dei radiatori della ISS e dei pannelli solari.

Durante il primo anno di operazioni tutti i subdetector hanno funzionato correttamente con le prestazioni attese dalle misure a terra. Il rate di acquisizione varia fra circa 200 Hz e 1600 Hz (Fig. 6.5) con un tempo vivo tra il 65% e il

98% [33]. Durante i primi 10 mesi AMS-02 ha collezionato circa 14 miliardi di eventi (Fig. 6.4).

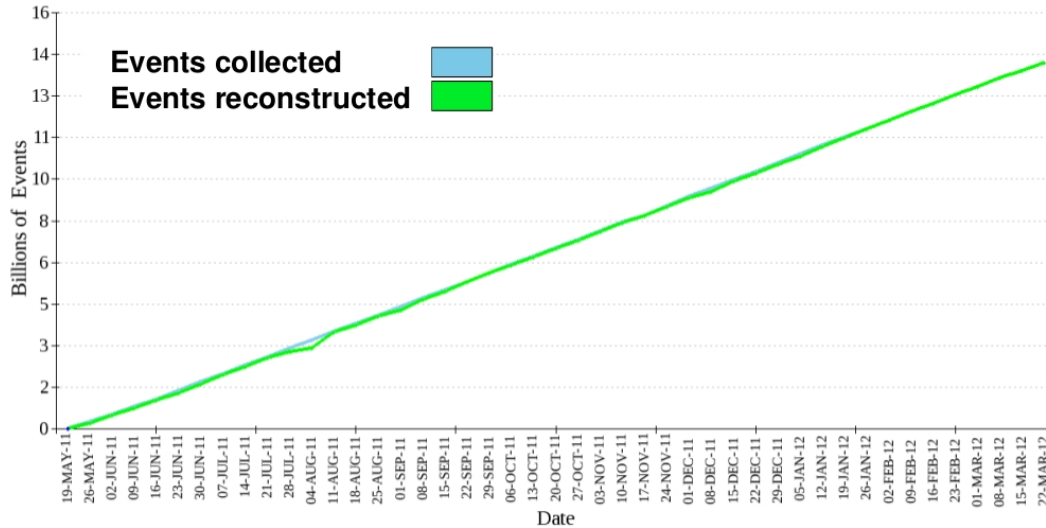


Figura 6.4: Numero di eventi acquisito da AMS-02 in funzione del tempo. Gli eventi acquisiti (azzurro) sono stati tutti ricostruiti (verde) [33].

Al POCC sono solitamente presenti 5 persone che controllano 5 postazioni: LEAD, “DATA”, che controlla il trasferimento dati dalla NASA al CERN, “THERMAL”, che controlla tutte le temperature dei subdetector, “TEE”, che controlla tracker e TRD, e “PM”, che controlla RICH, ECAL e TOF. Durante il tirocinio all’interno dell’esperimento ho più volte gestito la posizione PM; perciò nella sezione successiva descriverò le principali caratteristiche di questa postazione, approfondendo le procedure sviluppate dal gruppo TOF di Bologna.

6.2 Controllo della postazione TOF, ECAL e RICH

Darò, in questa sezione, degli esempi procedurali per mettere in luce la complessità delle operazioni richieste per la manutenzione dell’esperimento e il monitoraggio dei dati scientifici per la postazione PM.

All’interno del POCC, lo shifter della postazione PM si occupa del controllo dei

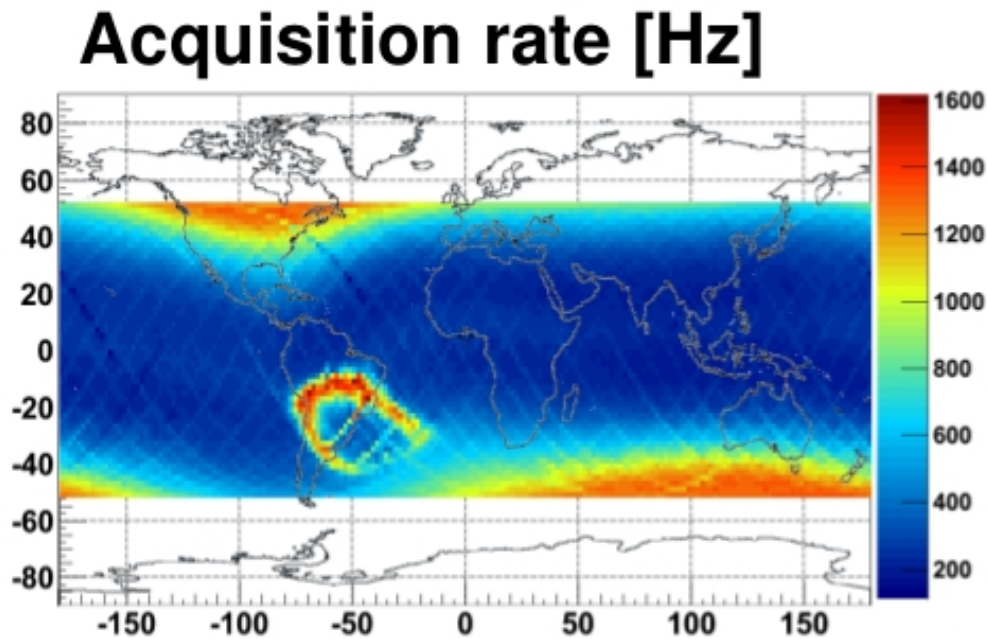


Figura 6.5: Rate di acquisizione in funzione della posizione geografica espressa attraverso la latitudine (ascissa) e la longitudine (ordinata). Il rate, codificato nella scala colorata a fianco della figura, varia fra 200 e 1600 Hz [33]

rivelatori TOF, RICH ed ECAL. Il suo compito principale è il controllo della qualità dei dati dei 3 rivelatori e l'invio di comandi ad AMS per correggere eventuali problemi.

Qui di seguito analizzerò le principali procedure per i 3 rivelatori.

6.2.1 Postazione ECAL e RICH

Nei 2 computer della postazione PM dedicati al calorimetro elettromagnetico, sono disponibili alcuni programmi per monitorare la qualità dei dati e le temperature. Lo shifter deve, essenzialmente, agire in tre occasioni [35]:

1. Eventuale rumore nei canali di trigger del calorimetro che possono causare un incremento del tempo morto di AMS-02.
2. Aumento delle temperatura oltre i limiti critici.
3. Diminuzione delle temperatura al di sotto dei limiti critici.

Per quanto riguarda il primo punto, attraverso l'ausilio di un programma che ricostruisce un sottoinsieme dei dati, è possibile osservare tutte le celle di un piano del calorimetro e verificarne il valore del segnale in canali ADC. Una cella con valore nullo indica una cella morta, mentre una cella il cui valore è di un ordine di grandezza superiore alle altre indica una cella "hot".

Se c'è una sola cella morta l'acquisizione dei dati può continuare, mentre se c'è un gruppo di celle morte e la situazione persiste per più di un ora è necessario riavviare alcune schede elettroniche tramite opportuni comandi. Per le celle hot, se queste determinano un aumento significativo del rate di trigger è necessario rimuoverle dalla logica del trigger.

Riguardo gli ultimi due punti, è disponibile un programma per il monitoraggio delle temperature. Se le temperature escono dai limiti critici è necessario concordare col LEAD procedure per l'accensione dei radiatori o lo spegnimento del rivelatore.

Per il RICH esiste un unico programma di monitoraggio, che permette di controllare cinque eventualità [34]:

1. Desincronizzazioni del RICH durante la presa dati. Se la desincronizzazione dura più di un'ora è necessario riavviare la presa dati (di concerto con il LEAD).
2. Cattive calibrazioni.
3. Voltaggio diverso dal valore nominale.
4. PMT il cui segnale è troppo basso.
5. PMT il cui segnale è troppo alto.

In ognuno di questi 5 casi il LEAD deve operare una serie di procedure concordate con gli esperti del RICH.

6.2.2 Postazione TOF

Durante il primo anno di operazioni nello spazio il Time of Flight System (TOF) non ha avuto particolari problemi nell'acquisizione dati. Durante i primi giorni di operazione sono stati effettuati tre test per verificare il corretto funzionamento del TOF:

1. Controllo delle tensioni di alimentazione per ogni fotomoltiplicatore (PMT), per misurare le curve di guadagno nello spazio (20-22/05/2011).
2. Controllo delle soglie LT, HT e SHT, per ogni contatore.

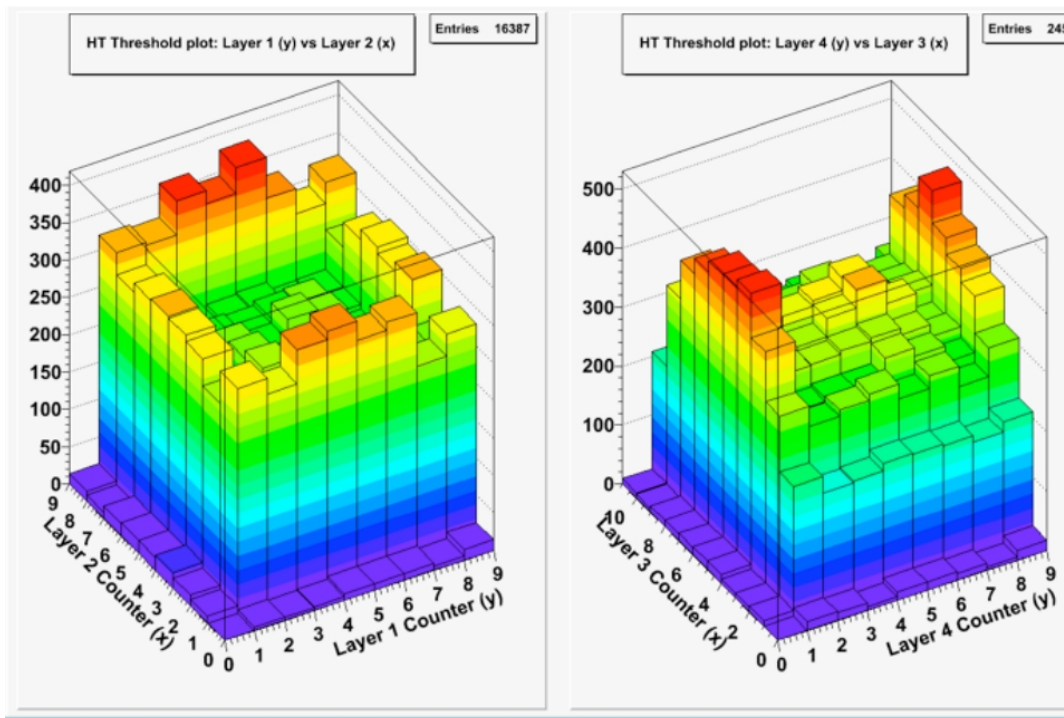


Figura 6.6: I due istogrammi mostrano il numero di volte in cui il TOF ha dato un segnale di trigger negli ultimi 2-3 minuti. Nell'istogramma di sinistra abbiamo i rivelatori del layer 1 e 2 del TOF in asse y e x rispettivamente, mentre nell'asse z viene mostrato il numero di trigger per ogni rivelatore. Nell'istogramma di destra abbiamo i rivelatori del layer 3 e 4 in asse x e y , mentre nell'asse z viene mostrato il numero di trigger per ogni rivelatore. Non devono essere presenti rivelatori che non danno segnali di trigger [36].

3. Controllo dell'efficienza di trigger e delle curve di tensione per ogni PMT.

Tramite questi test è stato mostrato che i valori impostati a terra non avevano bisogno di modifiche e perciò le prestazioni del TOF non erano differenti da quelle misurate al suolo.

Durante la prima settimana di presa dati il TOF ha avuto problemi con un fotomoltiplicatore (probabilmente a causa del vuoto non ancora perfetto): si è reso necessario abbassare la tensione di alimentazione da 2150 V a 1750 V per evitare scariche, che avrebbero potuto corrompere i dati e danneggiare i PMT contigui. Dopo due settimane la tensione è stata riportata al valore nominale (2150 V) e il PMT è tornato a funzionare correttamente.

Altre importanti operazioni sono state l'innalzamento della soglia LT del con-

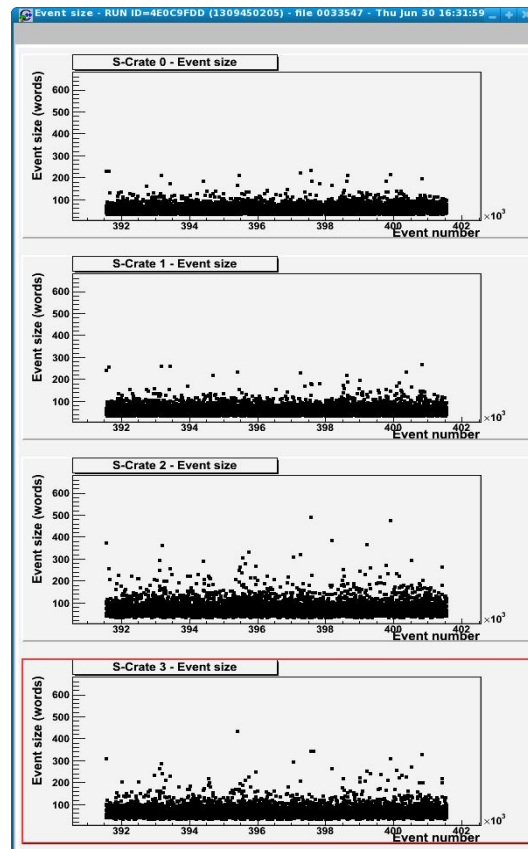


Figura 6.7: Dimensione dell'evento in numero di parole in funzione del numero ordinale dell'evento. Le 4 figure si riferiscono alle 4 S-Crate del TOF. Il numero di parole per ogni S-Crate deve essere intorno a 100-200 [36].

tatore 8 del piano 4 per ridurre il rumore e la decisione di escludere i due contatori esterni del layer 3 dal trigger $Z = 1$ (Cap. 4), in seguito ad una decisione comune della collaborazione per conformità di accettazione con il tracker. Escludendo queste particolari operazioni, la presa dati del TOF è stata monitorata durante questi 13 mesi di operazione e le principali operazioni, da eseguire una volta ogni 30 minuti circa, sono state [36]:

1. Verificare che ogni contatore del TOF sia effettivamente funzionante, controllando il numero di volte che ha dato un segnale di Trigger negli ultimi 2-3 minuti (Fig. 6.6).
2. Verificare la dimensione dell'evento per ognuno degli S-Crate (Fig. 6.7).
3. Controllare il numero di volte che il segnale supera la soglia LT per ogni contatore. Questo numero non deve essere nullo (Fig. 6.8).

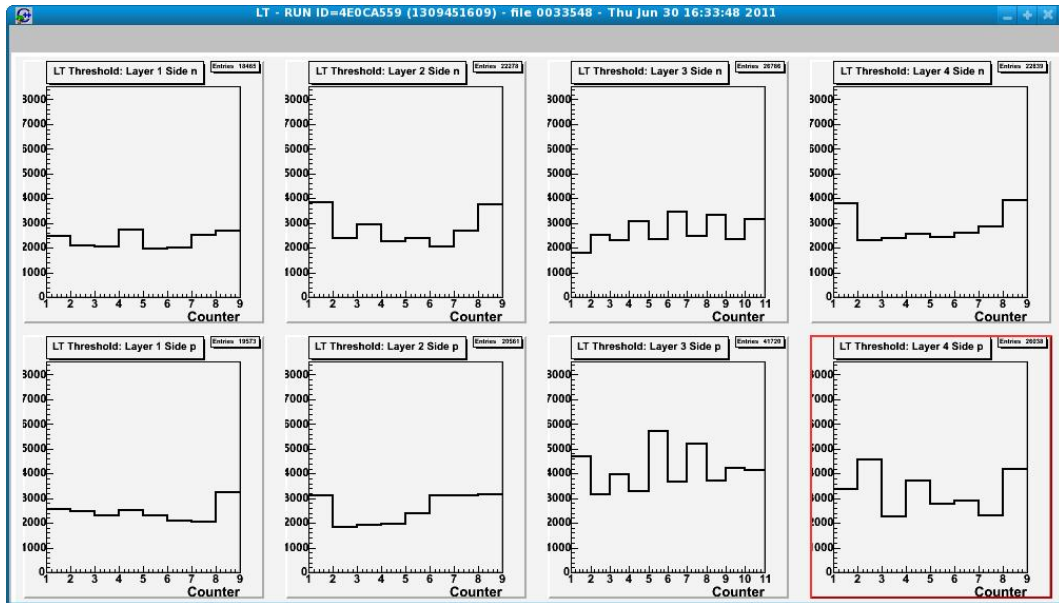


Figura 6.8: Schermata del programma di controllo di qualità dei dati: frequenza di superamento della soglia LT in funzione del rivelatore. Le 4 figure superiori si riferiscono al lato n (lato nella direzione negativa rispetto al sistema di coordinate di AMS) di ogni piano del TOF, mentre le 4 figure inferiori si riferiscono al lato p (lato nella direzione positiva rispetto al sistema di coordinate). Non devono essere presenti rivelatori che danno frequenza zero [36].

4. Accertarsi del numero di volte in cui il segnale supera la soglia HT per ogni contatore. Tale numero non deve essere nullo (Fig. 6.9).
5. Controllare la stabilità delle calibrazioni (Fig. 6.10).
6. Controllare, nei dati di *“housekeeping”*, la stabilità dei parametri di configurazione delle schede del TOF (Capitolo 5) e delle temperature (Fig. 6.11).

Tutti i software di controllo del TOF sono stati testati e sviluppati dal gruppo di Bologna.

Durante la presa dati si sono verificati, alcune volte, degli errori dovuti a dei *“bit flips”*, ovvero dei cambiamenti inattesi e casuali di alcuni bit delle schede elettroniche, che hanno determinato il cambiamento dei parametri di configurazione delle schede del TOF (Fig. 6.11). Questi errori sono dovuti principalmente a interazioni dei raggi cosmici con l’elettronica delle schede. Sono stati sviluppati e testati due programmi che permettono di risolvere automaticamente tali errori ricaricando le configurazioni nominali.

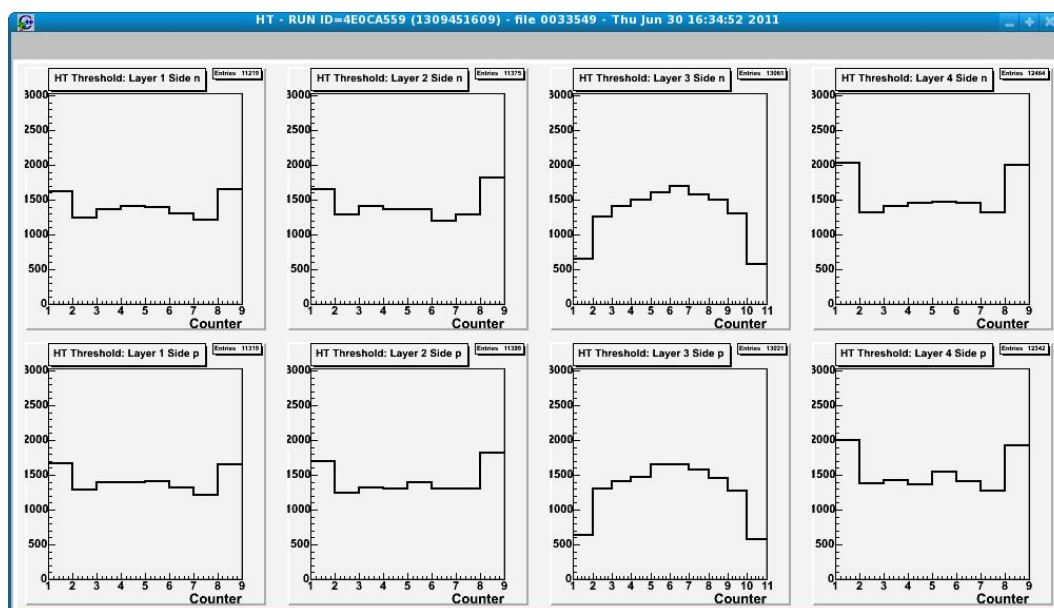


Figura 6.9: Come Fig. 6.8 per le soglie HT.

Infine un fotomoltiplicatore (layer 3, contatore 9), per 5 giorni nel gennaio 2012, ha raggiunto la temperatura di “warning” (30° , Fig. 6.12). L’aumento della temperatura è dovuto ai cicli del “Solar Beta Angle”: Il Solar Beta Angle misura la percentuale di tempo in cui un oggetto nello spazio è soggetto alla luce diretta del sole. La complicata simulazione e la misura delle temperature dei vari sottorivelatori sono state studiate dagli esperti della collaborazione in funzione del Solar Beta Angle. Per il Lower TOF, una diminuzione del Solar Beta Angle determina un aumento delle temperature dei contatori (Fig. 6.12). Durante il mese di gennaio, la temperatura ha superato il valore di warning quando il Solar Beta Angle ha raggiunto il suo minimo da maggio (Fig. 6.12). Il warning è rientrato appena il Solar Beta Angle è ritornato a salire, e non si sono verificati ulteriori problemi termici.

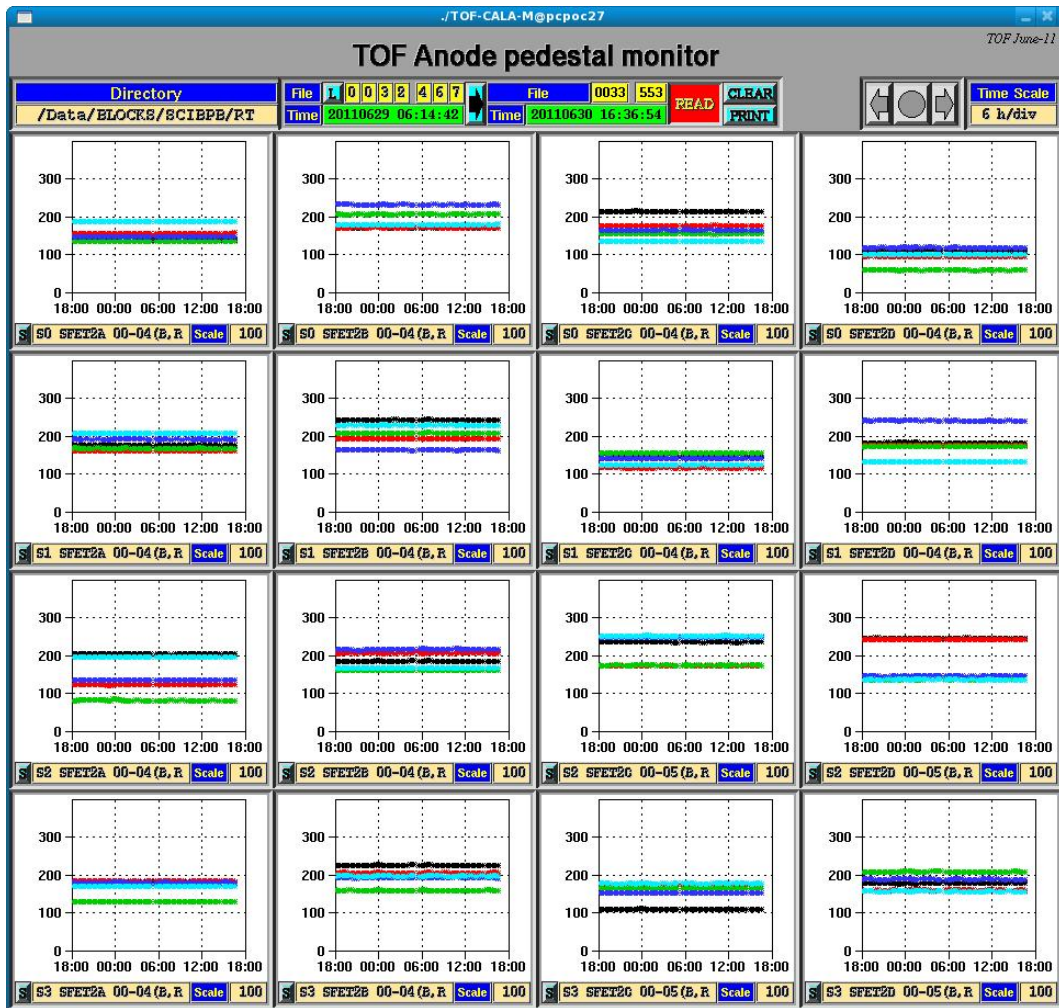


Figura 6.10: Valore del pedestal degli anodi (in canali ADC) delle SFET in funzione del tempo. Il pedestal deve essere stabile nel tempo [36].

Dallas Sensor Temperatures [°C]				Thu Jun 30 16:40:53 2011			
TOF-1 SFEC_00	14.8	TOF-2 208n2	14.9	TOF-3 SFEC_30	14.6	TOF-4 SFEC_31	16.2
TOF-1 106n1	13.9	TOF-2 SFEC_11	15.2	TOF-3 302n1	15.5	TOF-4 402n2	16.6
TOF-1 104n1	13.9	TOF-2 204n1	16.2	TOF-3 305n2	17.0	TOF-4 404n2	16.2
TOF-1 102n1	13.8	TOF-2 201n1	14.4	TOF-3 309n2	16.2	TOF-4 406n2	16.4
TOF-1 108p2	14.3	TOF-2 208p2	15.2	TOF-3 301p2	15.5	TOF-4 401p1	16.3
TOF-1 106p2	14.4	TOF-2 204p1	16.1	TOF-3 305p2	16.9	TOF-4 404p1	16.5
TOF-1 104p2	14.8	TOF-2 SFEC_01	15.5	TOF-3 309p2	15.8	TOF-4 406p1	16.7
TOF-1 SFEC_10	15.1	TOF-2 201p1	15.1	TOF-3 SFEC_20	15.3	TOF-4 SFEC_21	16.2
SHV0	1.7	SHV1	-1.4	SHV2	3.9	SHV3	-5.6
SPD0 (TSPD1)	10.3	SPD1 (TSPD3)	1.6	SPD2 (TSPD4)	10.5	SPD3 (TSPD6)	3.9

DAQ Housekeeping				Thu Jun 30 16:35:46 2011					
	S0	S1	S2	S3		S0	S1	S2	S3
Node Status word	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
Calibration Status	4000	4000	4000	4000		4000	4000	4000	4000
Power Monitor word	7FFF	7FFF	7FFF	7FFF		7FFF	7FFF	7FFF	7FFF
S-Crate Status word	C07F	C07F	C07F	C07F		C07F	C07F	C07F	C07F
SDR2 Error Code	4000	4000	4000	4000		4000	4000	4000	4000
SPT2 Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SFET2A Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SFET2B Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SFET2C Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SFET2D Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SFEA2 Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000
SHV Status word	7D00	7D00	7D00	7D00		7D00	7D00	7D00	7D00
SHV Error Code	0000	0000	0000	0000		0000	0000	0000	0000

Waiting for a new file...

Figura 6.11: Monitor dei dati di “housekeeping” del TOF. La prima tabella mostra le temperature per ogni scheda del TOF, mentre la seconda mostra dei codici di errore o delle parole di stato per ogni componente di ogni piano dell’elettronica del TOF (Capitolo 5). Parole con valori diversi da quelle di riferimento vengono segnalate in rosso ed indicano un errore in una delle schede.

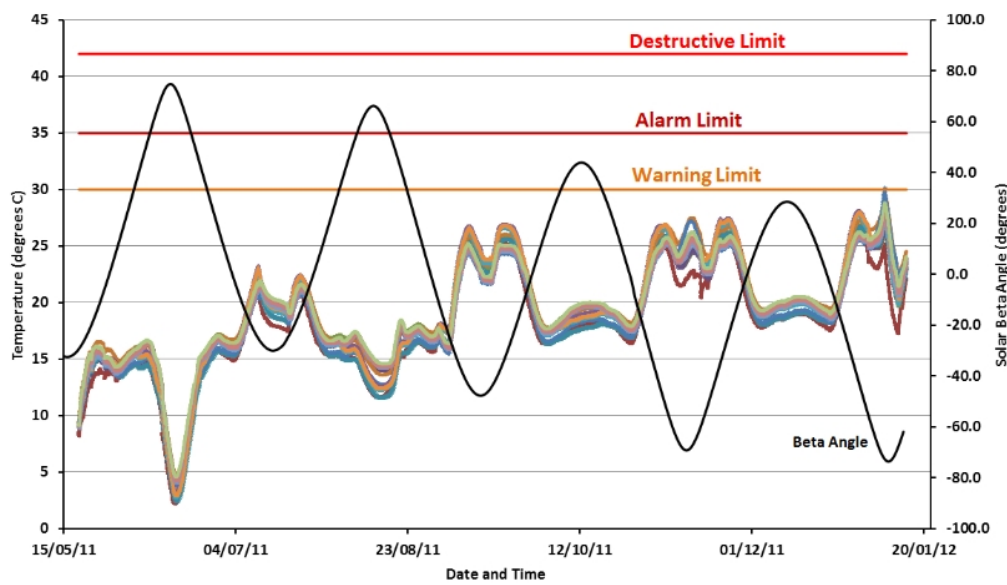


Figura 6.12: Andamento della temperatura dei fototubi (linee colorate), espressa in gradi centigradi, dal 22 Maggio fino a fine Gennaio. Vengono evidenziate la temperatura di “Warning” (30°), di “Alarm” (35°), e di distruzione (42°). Viene, inoltre, mostrato l’andamento del “Solar beta angle” (in gradi) nel periodo sopracitato (curva nera). Un solo fotomoltiplicatore in questo periodo di tempo ha superato il limite di Warning [37].

CAPITOLO 7

Misura del Rate di Protoni

Il gruppo TOF di Bologna ha deciso di concentrarsi inizialmente sulla definizione dei passi necessari per il calcolo di un flusso di protoni con AMS-02. La ricostruzione di un flusso di protoni permette di valutare se l'apparato sta funzionando correttamente, costituisce una stima del fondo nell'analisi della frazione positronica ed è un elemento di vitale importanza nel calcolo del rapporto antiprotone/protone.

Di conseguenza, in questo capitolo, intendo illustrare i principali passi per ottenere una valutazione dell'accettanza e di un rate di protoni per AMS-02.

I dati vengono ricostruiti con un programma che tiene conto delle costanti di calibrazione dei vari detector e dell'allineamento dei piani del tracker e del TOF. Tale software viene identificato con una B seguita da 3 numeri. L'ultima versione del software di ricostruzione è la B584. Nella mia analisi il software utilizzato è il B584, per i dati, e il B550, per il MonteCarlo. Il software B584, rispetto al B550, permette di riconoscere in maniera migliore la frammentazione degli ioni all'interno del detector, identificando le tracce secondarie. Inoltre, sono state implementate le ultime costanti di allineamento per i vari subdetector. Nel caso dei protoni non sono previste differenze rilevanti fra le due versioni del software di ricostruzione.

La procedura illustrata nel calcolo del rate si basa sull'utilizzo di selezioni di analisi sviluppate sia dal gruppo di Bologna sia da altri gruppi.

Accanto ai dati reali, la collaborazione sta sviluppando una completa simulazione MonteCarlo dell'esperimento. L'analisi dei dati MonteCarlo ha come obiettivo la valutazione dell'accettanza dell'esperimento e dell'efficienza di selezione degli eventi, che sono elementi di fondamentale importanza nella rico-

struzione di un qualsiasi flusso con AMS-02. Sono ancora in fase di studio, da parte della collaborazione, le efficienze delle selezioni e il calcolo dei relativi errori sistematici.

In questo capitolo descriverò la generazione MonteCarlo e il calcolo dell'accettanza in funzione della rigidità. Successivamente illustrerò la procedura di selezione dei run, di cui il gruppo TOF di Bologna è responsabile, la selezione di eventi triggerati di buona qualità, una proposta di selezione di protoni, il calcolo del tempo vivo dell'esperimento ed infine un rate di protoni con l'esperimento AMS-02.

Si è deciso di non mostrare un flusso di protoni sia perché la collaborazione impedisce la pubblicazione di flussi preliminari in tesi di dottorato o magistrali, fino a quando non sarà pubblicato un articolo ufficiale, sia perché alcune sistematiche sulle selezioni d'analisi sono ancora in fase di studio. Inoltre, come ricordato sopra, il software di ricostruzione è di una versione antecedente rispetto a quello dei dati.

L'analisi si riferisce a circa due mesi di presa dati ed è stata effettuata usando i computer del "CNAF" (Il CNAF è il Centro Nazionale dell'INFN per la ricerca e lo sviluppo nel campo delle tecnologie informatiche applicate agli esperimenti di fisica nucleare e delle alte energie) dove è disponibile un "backup" completo dei dati di AMS-02

7.1 Generazione di eventi MonteCarlo

Per studiare l'accettanza geometrica del detector e l'efficienza dei sub-detector e della selezione d'analisi, la collaborazione AMS-02 sta ultimando una simulazione MonteCarlo dell'esperimento. La progettazione meccanica e le misure prese durante la costruzione del detector vengono utilizzate per descriverne in dettaglio la geometria.

La risposta di AMS-02 al passaggio dei raggi cosmici viene valutata attraverso il software GEANT4 [74]. Il pacchetto GEANT4 viene utilizzato per simulare l'interazione delle particelle incidenti all'interno di AMS-02 e i segnali fisici vengono convertiti negli equivalenti segnali sperimentali simulando anche l'elettronica dell'esperimento.

La ricostruzione degli eventi procede, poi, in modo conforme a quella dei dati reali, cosicché l'output finale della simulazione è un file "root" compresso in cui sono contenute informazioni sulle particelle generate e ricostruite come, ad esempio, rigidità, massa, carica, segnali dai diversi subdetector, proprietà delle tracce del TOF, TRD e tracker. Tale file è del tutto simile al file dei dati reali.

Il primo step della simulazione MonteCarlo consiste nella generazione random di particelle con una distribuzione in momento, angolo azimutale (ϕ) e angolo

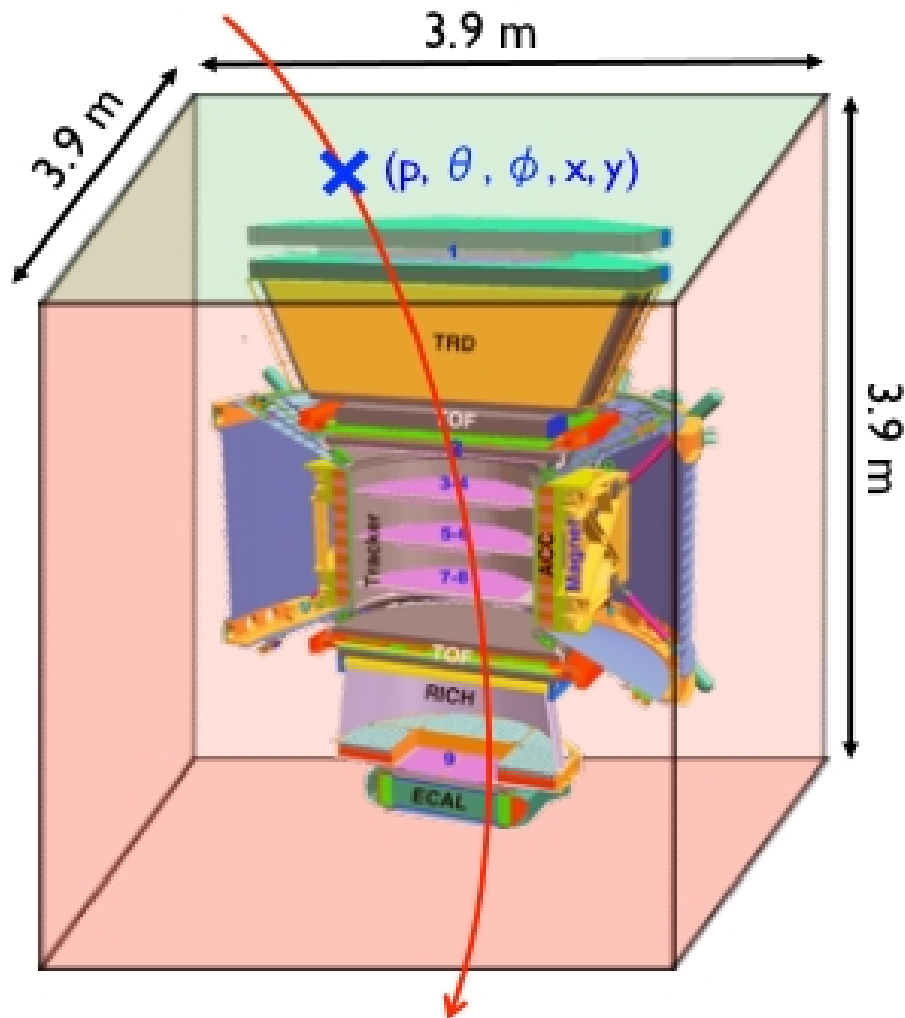


Figura 7.1: Immaginario cubo di lato 3.9 m utilizzato per la produzione degli eventi simulati. Le particelle vengono generate dalla faccia superiore del cubo e propagate attraverso il detector utilizzando GEANT4 [22].

polare (θ) simile a quella attesa per il canale fisico da investigare. L'angolo polare e l'angolo azimutale definiscono un sistema di coordinate sferiche (Fig. 7.2). L'asse z e l'asse x sono quelli del sistema di riferimento di AMS-02 (Fig. 4.2).

Per avere un campione con statistica sufficiente, il processo di generazione deve essere organizzato in modo tale da avere un numero di eventi totale analizzabile in tempi "ragionevoli". Possibili ottimizzazioni possono essere condotte nella scelta dello spettro in energia e del volume di generazione.

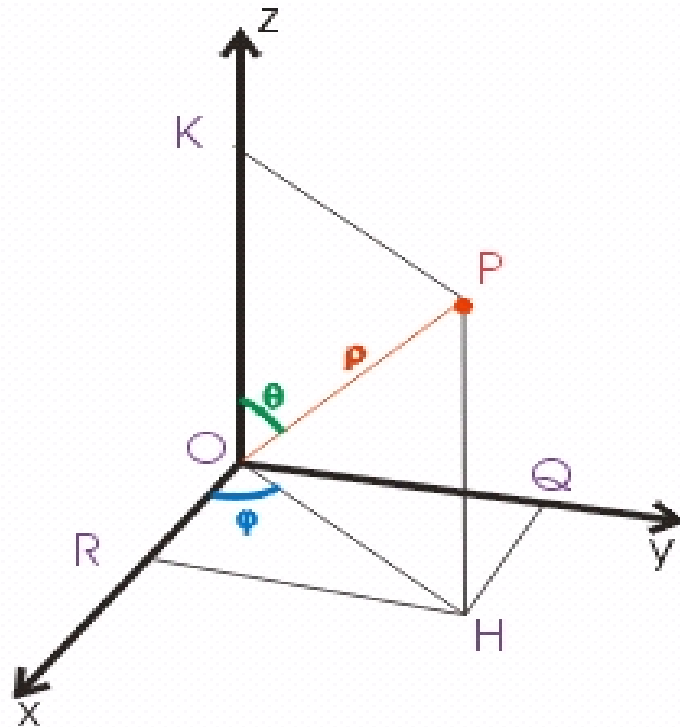


Figura 7.2: Sistema di coordinate sferiche in cui vengono evidenziati angolo polare (θ) ed angolo azimutale (ϕ).

Per un telescopio di particelle, il “rate” di conteggio di una data particella dipende dalla geometria del detector, dall’intensità delle particelle e dall’efficienza dei sensori del detector. Per un telescopio ideale, la cui efficienza di rivelazione di particelle è unitaria in un particolare range di energia e zero in qualsiasi altro range e i cui sensori sono superfici senza spessore, il fattore di proporzionalità che collega il rate di conteggio (C) all’intensità di particelle I è definito “*gathering power*” o accettazione del telescopio [32]. Quando l’intensità di particelle incidenti è isotropa, $I = I_0$, l’accettazione viene rinominata “fattore geometrico” (G):

$$C = GI_0 \quad (7.1)$$

Formule esatte per valutare l’accettazione sono conosciute solo per particolari geometrie, mentre per geometrie arbitrarie è necessario ricorrere a simulazioni MonteCarlo.

Per telescopi ideali, assumendo che il flusso di particelle (J) (misurato in $\text{m}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}\text{E}^{-1}$) sia indipendente dalla posizione x del telescopio e dal tempo

t , è possibile separare il flusso J in due termini [32]:

$$J(E, \omega) = J_0(E)F(\omega) \quad (7.2)$$

dove si assume che il flusso abbia solamente una dipendenza energetica ($J_0(E)$) e angolare ($F(\omega)$). In questo caso il rate di conteggio può essere espresso come [32]:

$$C = \left[\int_{\Omega} d\omega \int_S d\sigma \hat{r} F(\omega) \right] I \quad (7.3)$$

dove $d\omega$ è l'elemento di angolo solido ($d\omega = d\phi d\cos\theta$), Ω è il dominio dell'angolo solido, $d\sigma$ è l'elemento di area dell'ultimo sensore del telescopio da attraversare, S è l'area dell'ultimo sensore da attraversare, r è il versore nella direzione di ω , e I può essere espressa come: $I = \int_{E_1}^{E_u} J_0(E) dE$, dove $[E_1, E_u]$ è il range di energia in cui l'efficienza del telescopio ideale è 1.

L'espressione fra parentesi quadre nell'equazione (7.3) è l'accettanza di un telescopio ideale di particelle. Nel caso di un telescopio ideale, costituito da un solo detector planare, e assumendo intensità di particelle isotropa ($F_\omega = 1$), l'accettanza Γ_f può essere valutata come:

$$\Gamma_f = \int_{\Omega} d\omega \int_S d\sigma \hat{r} = \int_{\Omega} \int_S \cos\theta d\omega d\sigma = 2\pi S \int_0^1 \cos\theta d\cos\theta = \pi S \quad (7.4)$$

dove S è l'area del detector e l'integrale in $\cos\theta$ si estende fra 0 e 1 per considerare particelle che incidono solo da un lato del detector [32]. Il calcolo analitico dell'accettanza per geometrie più complesse può risultare abbastanza complicato. Un utile approccio in queste situazioni è la simulazione Monte-Carlo, per "integrare" l'equazione (7.4). La procedura generale da adoperare è la seguente [32]:

1. Generare una statistica sufficiente di punti e traiettorie random in modo tale che il loro insieme coincida con l'intensità di particelle incidenti nel piano di generazione.
2. Seguire la traiettoria di queste "particelle" per vedere se attraversa il detector o parte di esso e calcolare tutte le quantità di interesse.

In questo modo l'accettanza (Γ_f) può essere valutata come [32]:

$$\Gamma_f = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\text{gen}}} \Gamma_{\text{gen}} \quad (7.5)$$

dove N_{rec} è il numero di eventi rivelati cioè gli eventi che danno un qualche segnale di "trigger", N_{gen} è il numero di eventi generati, e Γ_{gen} è l'accettanza

di generazione.

Nel caso di AMS-02, la collaborazione ha deciso di simulare un flusso di particelle cosmiche “inserendo” il detector di AMS-02 all’interno di un cubo di lato $l = 3.9$ m (Fig. 7.1). Dal piano superiore di questo cubo viene generato un flusso uniforme di particelle in ϕ , $\cos^2 \theta$, $\log_{10} R$, dove R è la rigidità, x e y , dove x e y sono le posizioni lungo l’asse x ed y nella faccia superiore del cubo. La scelta del volume di generazione è arbitraria e viene preso un cubo concentrico e coassiale con AMS-02 [22]. Gli estremi di generazione sono mostrati in Tabella 7.1.

Attualmente la produzione più aggiornata di MonteCarlo, al 1° Giugno 2012,

variable	max	min
R	4000 GV	0.5 GV
θ	0	$\pi/2$
ϕ	0	2π
x	-195 cm	195 cm
y	-195 cm	195 cm

Tabella 7.1: Estremi di generazione per il MonteCarlo. Le posizioni lungo l’asse x e lungo l’asse y nella faccia superiore del cubo sono riferite al sistema di riferimento di AMS-02. θ e ϕ sono espressi in radianti e R è la rigidità. La produzione viene divisa in tre range: 0.5-10 GV, 10-200 GV, 200 - 4000 GV.

sono protoni ricostruiti con la versione B550 del software. La generazione avviene indipendentemente su tre diversi range: 0.5-10 GV, 10-200 GV e 200 GV-4000 GV. Utilizzando il MonteCarlo, è possibile fare alcuni studi sul calcolo dell’accettanza e dell’efficienza delle selezioni, che saranno mostrati nelle sezioni successive.

7.1.1 Ricostruzione di eventi

Come accennato all’inizio del capitolo, una volta generato, l’evento viene propagato attraverso il campo magnetico di AMS-02 e i materiali che costituiscono il detector: le interazioni sono simulate con GEANT4. Viene simulato, inoltre, il deposito di energia nei vari detector, la formazione del segnale, la digitalizzazione e la compressione dei dati. L’evento generato può essere così analizzato attraverso l’algoritmo di ricostruzione e processato al pari di un evento reale.

Ogni subdetector è inizialmente trattato come uno “*stand-alone system*” e i suoi “*raw data*” sono analizzati per verificare l’esistenza di determinati “*schemi*”

di risposta”, come il superamento di un valore di soglia [22]. Quando ciò accade, tutte le informazioni rilevanti vengono salvate tramite delle classi C++. Queste vengono utilizzate per verificare l'esistenza di schemi di livello più elevato, in modo tale da organizzare i dati in strutture gerarchiche che vengono salvate in un disco con l'ausilio della classe *TTree* di root [22, 51].

Quando questa prima fase della ricostruzione viene completata, le classi di ogni subdetector (TrdTrack per il TRD, BetaR per il TOF, TrTrackR per il tracker, RichRingR per il RICH ed EcalShowerR per ECAL) vengono combinate nella classe di livello più elevato denominata ParticleR.

Per costruire quest'ultima, vengono operati diversi controlli fra cui l'estrapolazione delle informazioni spaziali di un subdetector su un altro subdetector per avere un riscontro geometrico sulle coordinate registrate e la verifica di eventuali inconsistenze fra i subdetector [22].

7.2 Stima dell'accettanza di AMS-02

L'accettanza di un detector complesso come AMS-02 deve essere valutata tramite simulazione MonteCarlo utilizzando l'equazione (7.5). L'accettanza, in generale, dipende da 5 variabili: rigidità (R), angolo polare (θ), angolo azimutale (ϕ), la posizione lungo l'asse x e y nella faccia superiore del cubo di generazione (x, y).

Di conseguenza, l'equazione (7.5) può essere riscritta come:

$$\Gamma_f(R, \theta, \phi, x, y) = \frac{N_{rec}(R, \theta, \phi, x, y)}{N_{gen}(R, \theta, \phi, x, y)} \Gamma_{gen}(\theta, \phi, x, y) \quad (7.6)$$

La procedura seguita per valutare l'accettanza del detector è stata la seguente. Ciascuna delle 5 variabili ha un intervallo di generazione e ciascun intervallo può essere suddiviso in sottointervalli (“bin”). In questo modo si possono costruire due matrici a 5 dimensioni che contengono rispettivamente gli eventi generati e gli eventi triggerati in ciascun bin, e risolvere così l'equazione (7.6). Gli eventi che generano un segnale di trigger (N_{rec}) sono contenuti nell'output finale della simulazione MonteCarlo, che consiste in un file root da cui è possibile estrarre le 5 variabili R, θ, ϕ, x, y . Per quanto riguarda gli eventi generati (N_{gen}), conoscendo le distribuzioni nelle 5 variabili con cui gli eventi vengono generati, è possibile con un semplice calcolo ricavare gli eventi generati in un dato bin. Ad esempio nel caso della rigidità R , poichè la generazione avviene uniformemente in $\log_{10}(R)$, si ha:

$$\int_{R_{min}}^{R_{max}} k d(\log_{10} R) = N_{gen} \rightarrow k = \frac{N_{gen}}{\log_{10} R_{max} - \log_{10} R_{min}} \quad (7.7)$$

dove R_{\min} e R_{\max} sono gli estremi di generazione per il MonteCarlo, k è una costante, in quanto la distribuzione avviene uniformemente in $\log_{10} R$, e N_{gen} è il numero di eventi generati.

Ricavando k dalla precedente equazione e operando un cambio di variabile, è possibile ricavare il numero di eventi (N_R) generati in un dato bin di estremi R_1 e R_2 :

$$\int_{R_1}^{R_2} k \frac{1}{R} dR = N_R \rightarrow N_R = \frac{N_{\text{gen}}(\log_{10} R_2 - \log_{10} R_1)}{\log_{10} R_{\max} - \log_{10} R_{\min}} \quad (7.8)$$

Allo stesso modo, è possibile ricavare il numero di eventi (N_θ) in un bin di estremi θ_2 e θ_1 , ricordando che la distribuzione è uniforme in $\cos^2(\theta)$:

$$N_\theta = \frac{N_{\text{gen}}(\cos^2 \theta_2 - \cos^2 \theta_1)}{\cos^2 \theta_{\max} - \cos^2 \theta_{\min}} \quad (7.9)$$

dove θ_{\max} e θ_{\min} sono gli estremi di generazione. Infine, essendo la generazione uniforme in x , y , ϕ , il numero di eventi in un bin avente come estremi ϕ_1 , ϕ_2 o x_1 , x_2 o y_1 , y_2 sarà dato, prendendo come esempio il caso della variabile ϕ , da:

$$N_\phi = \frac{N_{\text{gen}}((\phi_2) - (\phi_1))}{\phi_{\max} - \phi_{\min}} \quad (7.10)$$

dove ϕ_{\max} e ϕ_{\min} sono gli estremi di generazione. La stessa formula vale per x e y .

Utilizzando le formule precedenti è così possibile ricavare il numero di eventi generati in un bin aventi come estremi R_1 , θ_1 , ϕ_1 , x_1 , y_1 , R_2 , θ_2 , ϕ_2 , x_2 , y_2 :

$$\begin{aligned} N(R_1 < R < R_2, \theta_1 < \theta < \theta_2, \phi_1 < \phi < \phi_2, x_1 < x < x_2, y_1 < y < y_2) = \\ = \frac{N_{\text{gen}}}{F_{\text{bin}}^R F_{\text{bin}}^\theta F_{\text{bin}}^\phi F_{\text{bin}}^x F_{\text{bin}}^y} \end{aligned} \quad (7.11)$$

dove N_{gen} sono gli eventi generati, $F_{\text{bin}}^R = \frac{\log_{10} R_2 - \log_{10} R_1}{\log_{10} R_{\max} - \log_{10} R_{\min}}$, $F_{\text{bin}}^\theta = \frac{\cos^2 \theta_2 - \cos^2 \theta_1}{\cos^2 \theta_{\max} - \cos^2 \theta_{\min}}$, $F_{\text{bin}}^\phi = \frac{\phi_2 - \phi_1}{\phi_{\max} - \phi_{\min}}$, $F_{\text{bin}}^x = \frac{x_2 - x_1}{x_{\max} - x_{\min}}$, $F_{\text{bin}}^y = \frac{y_2 - y_1}{y_{\max} - y_{\min}}$.

L'ultima quantità dell'equazione (7.6) che resta da valutare è l'accettanza del piano di generazione $\Gamma_{\text{gen}}(\theta, \phi, x, y)$. Per calcolarla è possibile utilizzare l'equazione (7.4) e, svolgendo l'integrale per un bin di estremi θ_1 , ϕ_1 , x_1 , y_1 , θ_2 , ϕ_2 , x_2 , y_2 , si ottiene:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{gen}}(\theta_2 < \theta < \theta_1, \phi_2 < \phi < \phi_1, x_1 < x < x_2, y_2 < y < y_2) = \\ = \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1}^{y_2} dy \cos \theta d \cos \theta \\ = \frac{1}{2}(x_2 - x_1)(y_2 - y_1)(\phi_2 - \phi_1) (\cos^2 \theta_2 - \cos^2 \theta_1) \end{aligned} \quad (7.12)$$

In questo modo sono stati calcolati tutti e tre i termini dell'equazione (7.6). Durante il lavoro di tesi ho sviluppato un programma C++ che, utilizzando le equazioni precedenti, permette di calcolare l'accettanza dell'esperimento AMS-02 in ogni bin a cinque dimensioni.

Tuttavia, la quantità di eventi MonteCarlo fino ad ora prodotta, impedisce di utilizzare questo approccio a causa del numero troppo basso di eventi generati. Di conseguenza, ho stimato l'accettanza dell'esperimento, studiando unicamente la dipendenza dalla rigidità e assumendo che il flusso reale della particella da studiare sia uniforme in $\cos^2 \theta$ e ϕ :

$$\Gamma_f(R) = \frac{N_{\text{rec}}(R)}{N_{\text{gen}}(R)} \Gamma_{\text{gen}} \quad (7.13)$$

dove l'accettanza del piano di generazione (Γ_{gen}) può essere calcolata dall'equazione (7.12) sostituendo come valori gli estremi di generazione (Tabella 7.1). Il risultato è: $\Gamma_{\text{gen}} = 47.78 \text{ m}^2\text{sr}$.

Una volta ottenuta l'accettanza di generazione, occorre valutare la frazione $\frac{N_{\text{rec}}(R)}{N_{\text{gen}}(R)}$. Il calcolo è stato effettuato con gli eventi MonteCarlo disponibili al 1° Giugno 2012, ovvero protoni generati come descritto nelle sezioni precedenti e ricostruiti col software di ricostruzione B550.

Il risultato viene mostrato in Figura 7.3. L'accettanza, stimata in questo modo, è quindi compresa fra $0.7 \text{ m}^2\text{sr}$ e $2.4 \text{ m}^2\text{sr}$ per rigidità fra 0.7 GV e 4000 GV . E' da notare che, poichè un evento MonteCarlo viene ricostruito solo se produce uno dei trigger dell'esperimento (vedi Sezione 4.6), l'accettanza citata non comprende solo la parte geometrica ma anche il trattamento dei segnali a livello di trigger.

7.2.1 Valutazione dell'efficienza delle selezioni d'analisi

Una volta valutata l'accettanza è necessario calcolare l'efficienza delle selezioni d'analisi. Le selezioni d'analisi saranno presentate nella sezione relativa alla selezione degli eventi. Lo scopo di questa sezione è solo di introdurre le idee generali circa il calcolo dell'efficienza di una selezione.

Come nel caso dell'accettanza, l'efficienza delle selezioni d'analisi può dipendere dalle 5 variabili menzionate precedentemente: rigidità (R), angolo polare (θ), angolo azimutale (ϕ) e posizione lungo l'asse x e y nella faccia superiore del cubo. Di conseguenza, l'efficienza di ciascuna selezione può essere espressa dalla seguente equazione:

$$\epsilon(R, \theta, \phi, x, y) = \frac{N_{\text{ac}}(R, \theta, \phi, x, y)}{N_{\text{bc}}(R, \theta, \phi, x, y)} \quad (7.14)$$

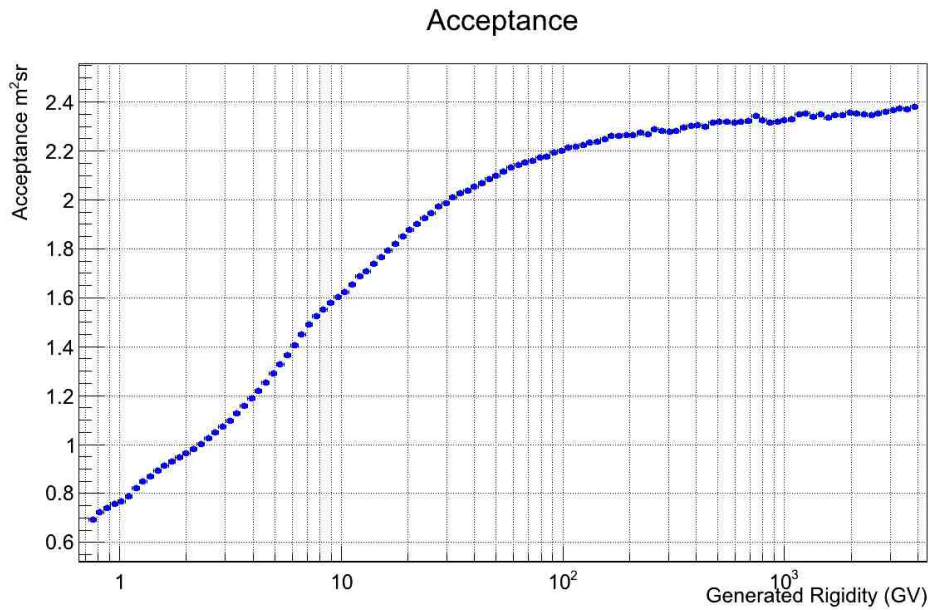


Figura 7.3: Accettanza stimata dell'esperimento AMS-02 in funzione della rigidità, calcolata per protoni ricostruiti col software di ricostruzione B550.

dove N_{bc} è il numero di eventi prima dell'applicazione della selezione e N_{ac} è il numero di eventi dopo l'applicazione della selezione.

Teoricamente si dovrebbe adottare una procedura identica al caso della valutazione dell'accettanza, andando a calcolare l'efficienza delle selezioni per ogni bin a cinque dimensioni nelle cinque variabili. Anche in questo caso la scarsa quantità di eventi MonteCarlo generati suggerisce di valutare l'efficienza in funzione della rigidità e utilizzare questo numero per correggere il rate di protoni misurato.

Nelle sezioni successive mostrerò, oltre alla procedura di selezione dei run di buona qualità, la valutazione dell'efficienza delle selezioni utilizzate nel TOF, in funzione della rigidità. La collaborazione sta ancora studiando le efficienze per le selezioni applicate sulle quantità del TRD e del Tracker e le sistematiche nel confronto MonteCarlo-dati.

7.3 Selezione dei Run e dei trigger di buona qualità

La selezione di un campione con condizioni stabili del detector e della presa dati è il primo passo di ogni analisi fisica. La presa dati di AMS-02 viene

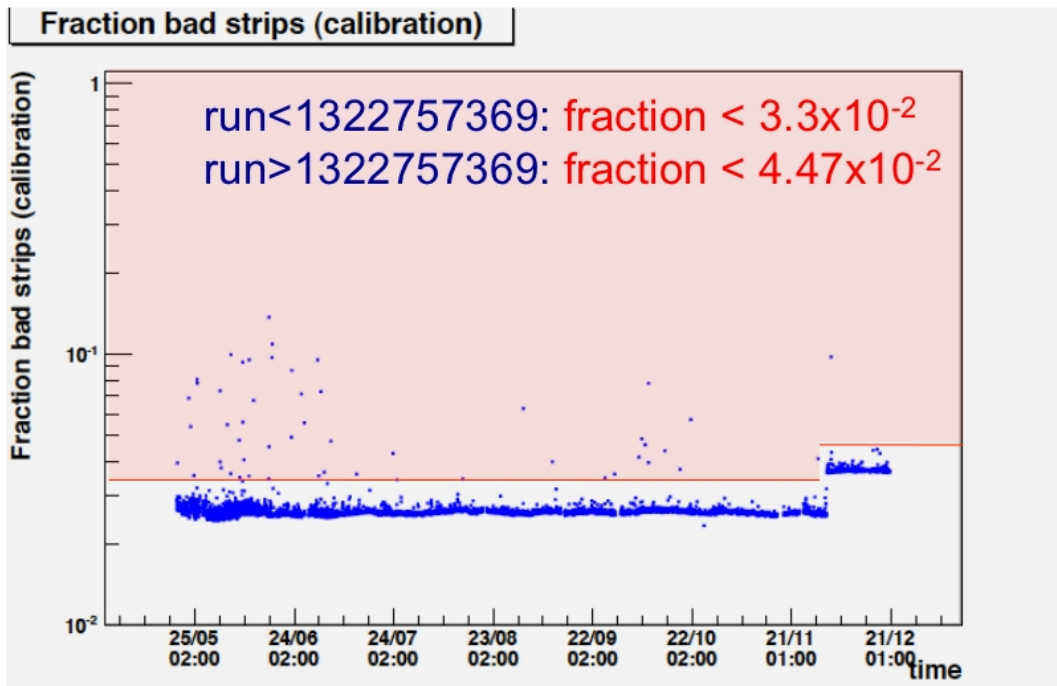


Figura 7.4: Frazione di canali anomali del Tracker in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run.

suddivisa in sessioni, denominate “Run”, della durata di circa 30 minuti [22]. Prima di ciascun Run di fisica viene effettuato un Run di calibrazione dei pedestalli di tutti i canali ADC. Se la calibrazione è stata effettuata, per errore, nella regione della South Atlantic Anomaly¹ alcuni ADC possono mostrare (in particolare per il Tracker) frequenze anomale di segnali elevati o frequenze di segnali troppo bassa. Definendo B il rapporto fra i canali anomali (“bad strip”) e i canali totali in un Run, si richiede, per definire un Run di buona qualità, che B sia minore di 3.3×10^{-2} , prima del Run 1322757369 (tempo Unix), e

¹La South Atlantic Anomaly è un’area della superficie terrestre dove la parte inferiore delle fasce di Van Allen è più vicina alla superficie del pianeta: in questa area, a parità di altezza rispetto al livello del mare, l’intensità delle radiazioni è più elevata rispetto a quella del resto della superficie terrestre.

Le fasce di Van Allen sono un toro di particelle cariche intrappolate in orbita attorno alla Terra dal campo magnetico terrestre, e sono simmetriche rispetto all’asse del campo magnetico della Terra. Quest’ultimo è inclinato di circa 11° rispetto all’asse di rotazione della Terra e la parte più interna delle fasce di Van Allen, a causa di tale inclinazione del campo magnetico, è più vicina alla superficie terrestre sopra l’Oceano Atlantico meridionale e più lontana sopra l’Oceano Pacifico settentrionale [39].

minore di 4.47×10^{-2} dopo il Run 1322757369. Questo cambio di valore è dovuto al fatto che un alimentatore ha cessato di funzionare a dicembre 2012 (Fig. 7.4).

Affinché gli eventi presenti in un Run di buona qualità siano analizzati, è

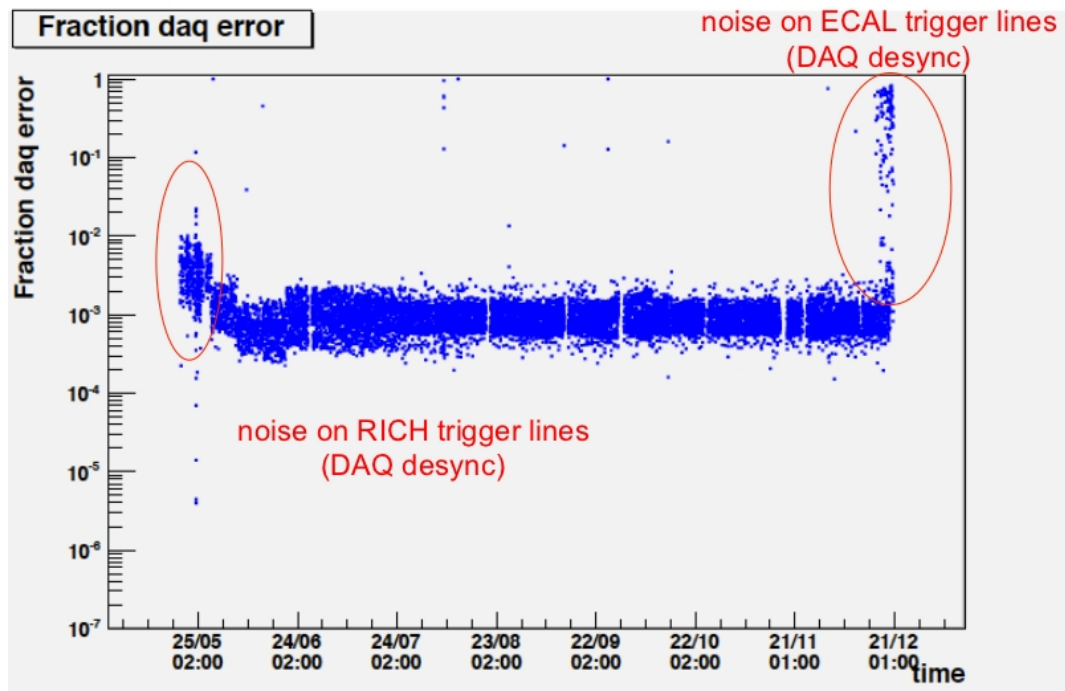


Figura 7.5: Frazione di eventi con errori di acquisizione in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run.

necessario inoltre che le seguenti condizioni siano verificate:

1. L'evento triggerato non deve avere errori di acquisizione. Durante l'acquisizione dati ci possono essere degli errori dovuti, ad esempio, a rumore che aumenta la lunghezza dell'evento oppure a una desincronizzazione nella catena di acquisizione dati. In Figura 7.5 si riporta il rapporto fra eventi con errori di acquisizione ed eventi totali in un Run. Si nota che a parte la fase iniziale di presa dati, il tasso di errori è stato pari a qualche per mille.
2. L'evento triggerato non deve presentare errori nelle schede elettroniche "xDR": durante l'acquisizione dati si sono verificati problemi con

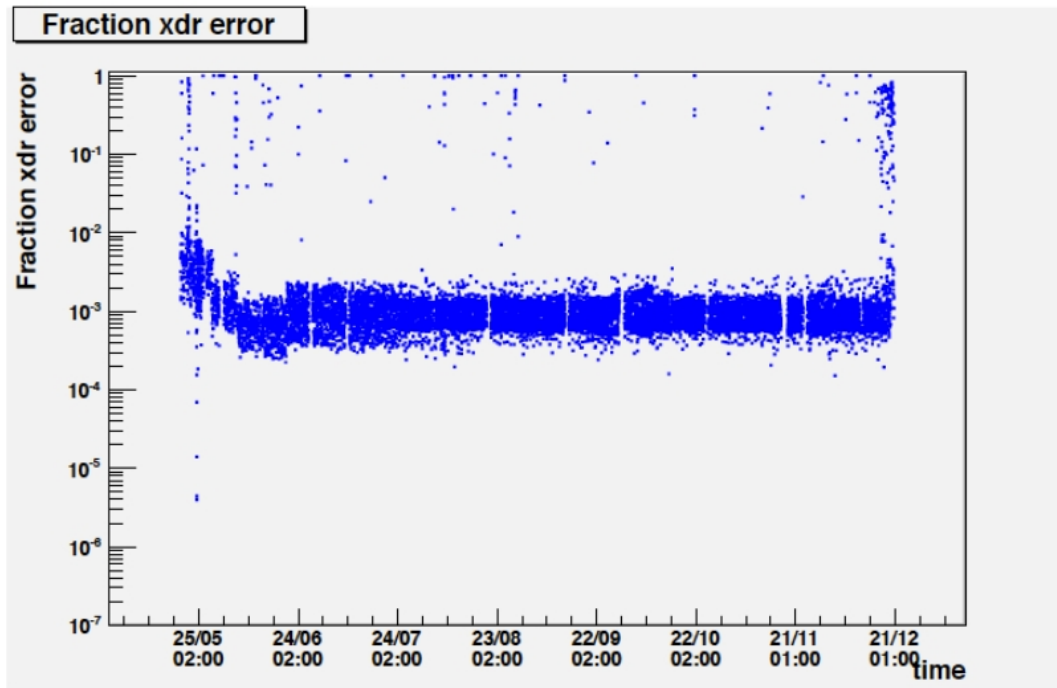


Figura 7.6: Frazione di eventi con errori nelle schede elettroniche in funzione del numero di Run. Ogni punto nel grafico rappresenta un Run.

le “xDR” (Capitolo 4). Questi errori sono dovuti essenzialmente alla dimensione troppo elevata dell’evento e a “*bit flips*”. In Figura 7.6 viene mostrato il rapporto fra eventi con errori e gli eventi totali in ogni Run.

3. L’evento triggerato non deve avere errori di ricostruzione: alcuni eventi possono essere ricostruiti con errori dovuti a rumore nel tracker o problemi di CPU. Controllando lo stato dell’evento è possibile determinare se questo abbia errori di ricostruzione o meno ed escluderlo dall’analisi.
4. L’evento triggerato non deve essere acquisito durante il passaggio della ISS nella “*South Atlantic Anomaly*” (Fig. 7.7).
Le coordinate geografiche della South Atlantic Anomaly sono state definite come il contorno della regione in cui il rate di particelle, nei primi due piani del TOF, supera 2×10^4 Hz. Gli eventi triggerati all’interno di tale contorno (Fig. 7.7) vengono così esclusi dall’analisi.

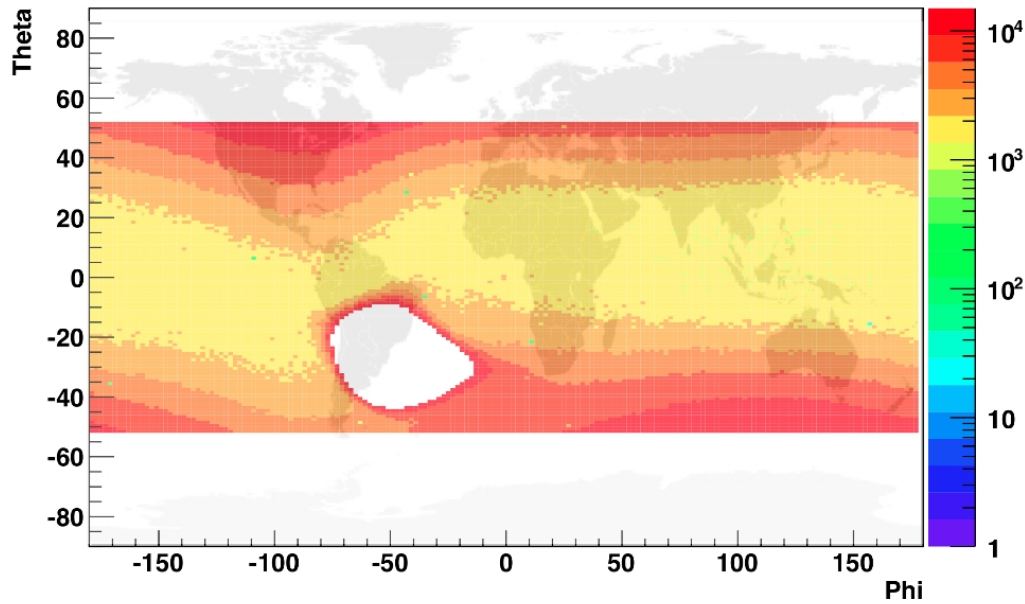


Figura 7.7: Rate di particelle nei primi due piani del TOF. La scala è in Hz. La regione bianca delimita la South Atlantic Anomaly come illustrato nel testo.

7.4 Criterio di Selezione di Protoni

In questa sezione sono descritte e analizzate le varie selezioni di analisi per l'identificazione di protoni, suddivise per rivelatore. Le selezioni su Tracker e TRD sono state sviluppate da altri membri della collaborazione, mentre quelle sul TOF dal gruppo di Bologna. Per ogni selezione utilizzata si riporta il confronto fra la distribuzione negli eventi MonteCarlo e nei dati. Per tenere conto della differenza di spettro in rigidità fra MonteCarlo (R^{-1}) e dati ($R^{-2.7}$), gli eventi MonteCarlo sono stati ripesati con il fattore: $\frac{\phi_{\text{real}}(R)}{R^{-1}}$, dove $\phi_{\text{real}}(R)$ è il flusso fisico in rigidità per protoni, che può essere ricavato a partire da misure sperimentali precedenti [7, 47].

In questa analisi non ho impiegato il calorimetro elettromagnetico, in quanto riduce l'angolo solido e non è strettamente necessario per valutare il rate di protoni.

La prima selezione richiesta nell'analisi dei dati è una sola particella ricostruita all'interno di AMS-02². Questa selezione viene introdotta per eliminare quella frazione di eventi in cui il protone è accompagnato da altre particelle, che possono determinare una rigidità ricostruita errata. La distribuzione del numero

²Si ricorda che per determinare il numero di particelle associate ad un evento di AMS-02 vengono fatti dei controlli geometrici fra i vari rivelatori coinvolti nell'evento.

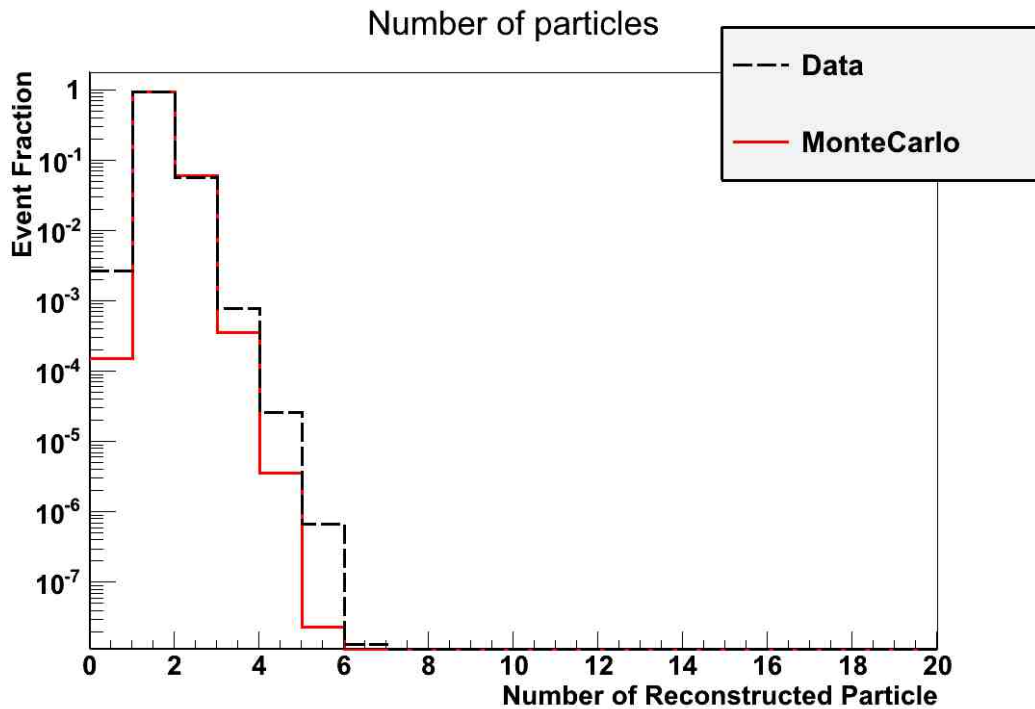


Figura 7.8: Distribuzione del numero di particelle ricostruite nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

di particelle ricostruite per MonteCarlo e dati è mostrata in Figura 7.8. Dalla Figura si nota che la percentuale di eventi con 1 sola particella è prossima al 95%.

Una volta soddisfatta la selezione sul numero di particelle vengono applicate altre selezioni, che presento di seguito divise per rivelatore. Per le selezioni del TOF verrà mostrato l'andamento dell'efficienza con la rigidità e il confronto fra un campione di protoni selezionato dai dati e il MonteCarlo.

7.4.1 Selezioni d'analisi: Tracker

La selezione di protoni inizia richiedendo una sola traccia ricostruita nel tracker. Questa richiesta è essenziale per andare ulteriormente a ridurre l'importanza di fondi non controllabili, come una particella prodotta dal protone durante l'attraversamento del detector, che può determinare una ricostruzione errata della rigidità. Dalla figura 7.9, si nota che la percentuale di eventi con una traccia è intorno al 60%, mentre circa il 40% degli eventi non presenta una traccia nel tracker. Gli eventi con nessuna traccia vanno scartati, in quanto

non è possibile associare una rigidità all'evento. Si noti che per i dati reali la frazione di eventi con più di una traccia è maggiore rispetto al MonteCarlo: richiedere una sola particella non è sufficiente ad eliminare il fondo costituito principalmente da atomi di elio, che possono interagire nel tracker e produrre delle tracce secondarie.

Considerando gli eventi con una sola traccia, si richiede successivamente la presenza dei due piani esterni del tracker (layer 1 situato sopra il TRD e layer 9 situato al di sopra del calorimetro) nel calcolo della rigidità. Questa richiesta riduce gli eventi, sia perché l'angolo solido viene limitato rispetto a quello visto dal tracker interno, sia perché alcune tracce possono essere state ricostruite senza hit in uno dei due piani esterni. Tuttavia, tale richiesta è fondamentale per aumentare la risoluzione del detector e spingersi intorno a rigidità pari a 2 TV [38].

Per quanto riguarda l'“inner tracker” (layer 2-8), si richiede almeno un hit nel

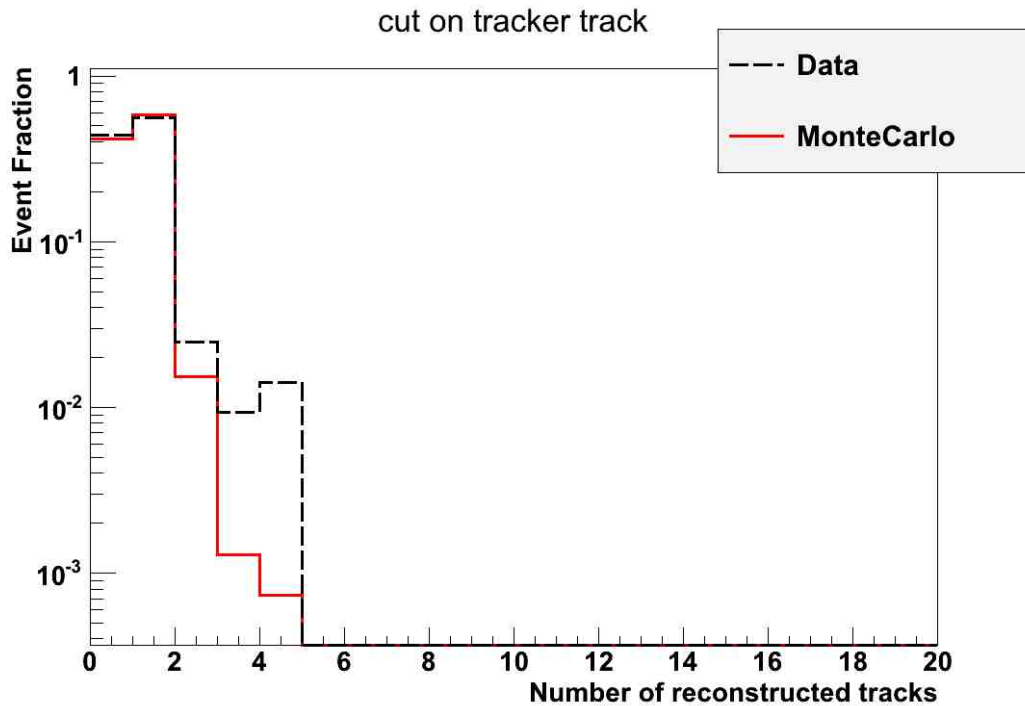


Figura 7.9: Distribuzione del numero di tracce ricostruite nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

layer 2, e almeno un hit nelle coppie di layer 3-4, 5-6, 7-8. Calcolata rispetto alle selezioni precedenti, l'efficienza di tale selezione è intorno al 93% per il MonteCarlo.

Un ulteriore controllo, che viene fatto per garantire la qualità della rigidità ricostruita, riguarda il rapporto tra la rigidità calcolata con il layer 1 e l'inner tracker e la rigidità calcolata con il layer 9 e l'inner tracker. Tale rapporto deve essere compreso fra 0.5 e 2 (Fig. 7.10). Date le selezioni precedenti, l'efficienza di tale selezione nel MonteCarlo è intorno al 99,5%: la ricostruzione della traccia con i layer esterni fa sì che la rigidità calcolata sia abbastanza "buona" e il match fra le due rigidità è quasi sempre garantito.

Infine per selezionare particelle di carica positiva e unitaria si richiede che

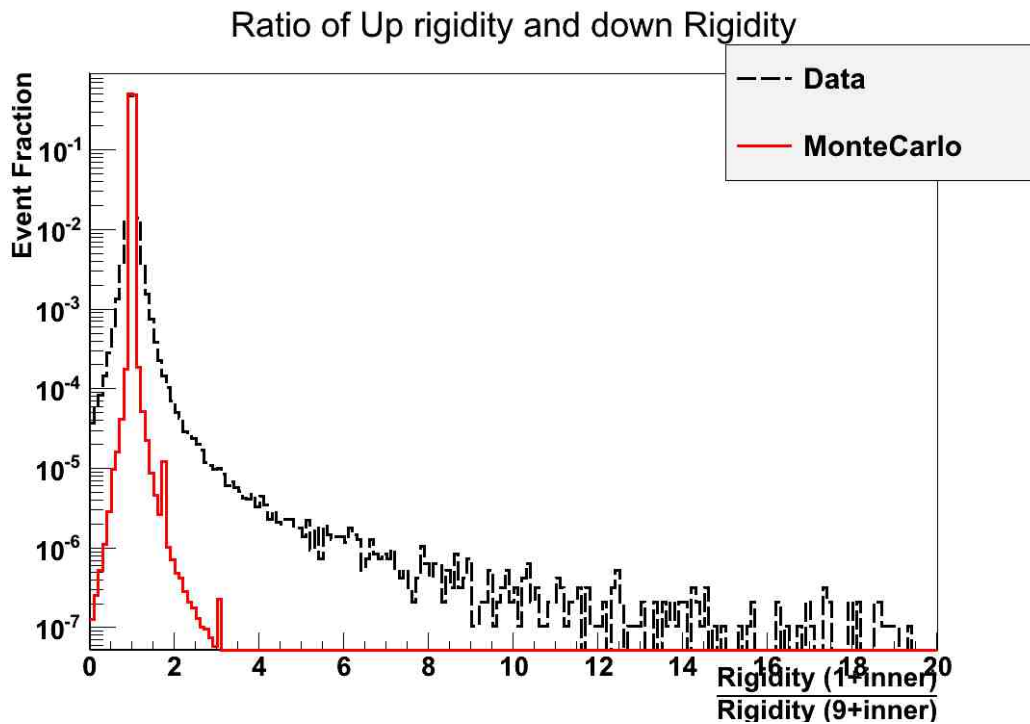


Figura 7.10: Distribuzione del rapporto fra la rigidità calcolata con layer 1 + inner tracker e la rigidità calcolata con layer 9 + inner tracker nel MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

la carica misurata dal tracker sia compresa fra 0.5 e 1.5. L'efficienza di tale selezione nel MonteCarlo è del 99,8%.

7.4.2 Selezioni d'analisi: TOF

Dopo aver selezionato eventi che soddisfano le condizioni sopraelencate, la selezione continua nel TOF. Per ottenere un confronto più significativo fra

MonteCarlo e dati, questi ultimi sono stati selezionati chiedendo:

1. Una traccia ricostruita coi piani esterni nel tracker.
2. Carica misurata dal tracker compresa fra 1.5 e 0.5.

La selezione di base richiede che:

1. l'informazione temporale sia presente in entrambi i lati dei rivelatori del TOF coinvolti nel passaggio della particella;
2. la coordinata longitudinale ricostruita con i tempi non sia esterna al rivelatore;
3. il β ($\frac{v}{c}$) della traccia ricostruita abbia valore compreso fra 0.6 e 1.2. Questa richiesta serve ad eliminare protoni di rigidità inferiore a 0.75 GV ed eventi in cui il beta viene ricostruito male (oltre 5σ rispetto alla risoluzione del TOF).

L'efficienza di questa selezione, denominata “minimum bias”, è stata studiata per un MonteCarlo di protoni e per il campione selezionato di dati, in funzione della rigidità (Fig. 7.11). L'efficienza del MonteCarlo, è compresa fra il 98,5% e il 95%, per rigidità compresa fra circa 2.5 GV e 4000 GV. L'errore associato è minimo fra 0,5 GV e 10 GV, aumenta fra 10 GV e 200 GV ed è massimo fra 200 GV e 4000 GV: la produzione MonteCarlo è, infatti, divisa nei 3 range precedenti (vedi Sezione 7.1) e il numero di eventi, che è stato generato, è massimo fra 0.5 GV e 10 GV (circa 1.5 miliardi), e minimo fra 200 GV e 4000 GV (circa 81 milioni).

Per i dati, selezionando un campione di protoni, l'efficienza è compresa fra il 97% e il 100% per rigidità fra 2.5 GV e 4000 GV. Si può vedere che l'errore associato cresce con la rigidità per i dati, in quanto diminuiscono i protoni disponibili ($\Phi_p \simeq R^{-2.7}$). Sia per il MonteCarlo che per i dati, l'errore è stato calcolato in maniera binomiale.

Successivamente, per ogni rivelatore del TOF, è stata calcolata una costante di “*matching*”, per garantire il riscontro geometrico fra la coordinata longitudinale e trasversale del TOF e la traccia ricostruita dal tracker.

In particolare la differenza fra le coordinate longitudinali è stata interpolata con una funzione gaussiana e il valore della selezione è stato definito a 4σ dalla media della distribuzione (Fig. 7.12). Per le coordinate trasversali la selezione è stata calcolata attraverso un fit che utilizza una funzione “box” (Fig. 7.13).

Il match della coordinata longitudinale e trasversale del TOF con le corrispondenti coordinate delle particelle ricostruite dal tracker è stato studiato in funzione della rigidità (Fig. 7.14): l'efficienza MonteCarlo, date le selezioni

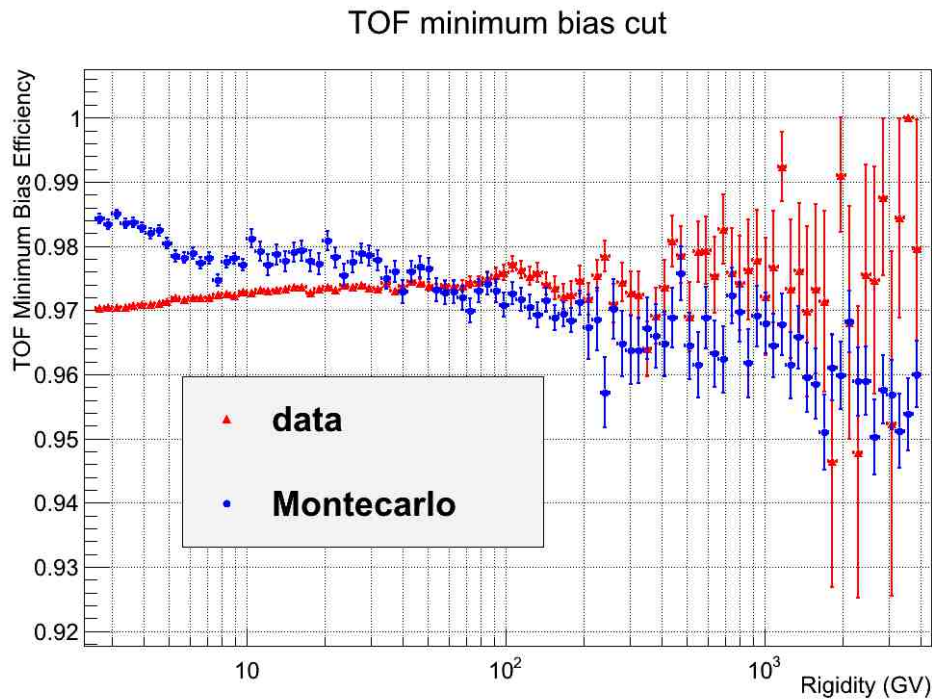


Figura 7.11: Efficienza per la selezione “minimum bias” in funzione della rigidità, per eventi MonteCarlo (cerchi blu) e un campione di protoni (triangoli rossi), selezionati dai dati utilizzando il tracker.

precedenti, è superiore al 99.5% per rigidità fra 2.5 GV e 4000 GV. Anche per i dati l’efficienza è superiore al 99.5% (Fig. 7.14). La discrepanza fra MonteCarlo e dati è minore dello 0.2% in tutto il range di rigidità esplorato.

L’efficienza di tutte le selezioni del TOF viene riportata in figura 7.15: l’efficienza MonteCarlo è compresa fra il 98,4% e il 94,5% per rigidità compresa fra 2.5 GV e 4000 GV, mentre per i dati l’efficienza è compresa fra il 96,6% e il 100%. Le differenze dell’ordine del % fra l’applicazione del cut nel MonteCarlo di protoni e in un campione di protoni selezionato dai dati reali sono dovute essenzialmente a due fattori:

1. Il campione di protoni selezionato non è puro al 100%.
2. Ci possono essere discrepanze fra il MonteCarlo e il detector reale. Una, ad esempio, è data dall’utilizzo di due differenti software di ricostruzione per MonteCarlo e dati.

Considerando i due punti precedenti, il fatto di avere delle discrepanze non maggiori dell’1.5% rimane, al momento, un risultato positivo.

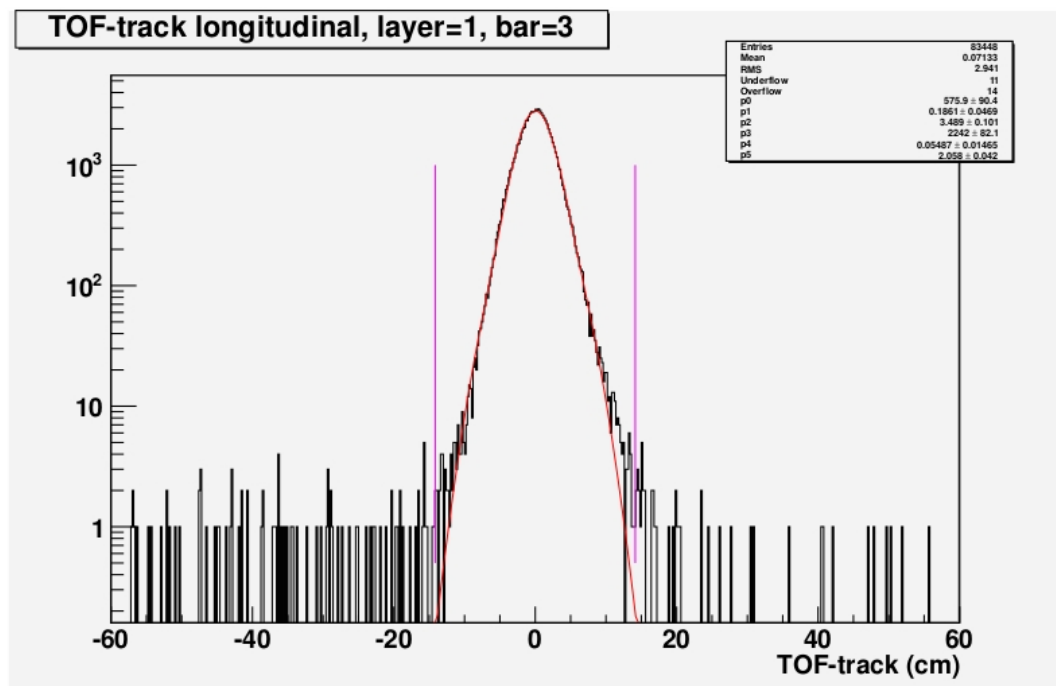


Figura 7.12: Distribuzione della differenza tra la coordinata longitudinale ricostruita dal TOF e la coordinata di impatto della traccia ricostruita con il tracker per i dati. Viene riportato l'esempio del contatore 3 nel layer 1. La curva rossa rappresenta il fit gaussiano, le rette verticali viola rappresentano il valore della selezione.

Si consideri, ad esempio, che per la selezione minimum bias, nella precedente versione di ricostruzione dei dati, era presente una discrepanza Montecarlo-dati dell'ordine del 20%. Essa è stata corretta dal nostro gruppo nella versione B584 del software di ricostruzione. Tale discrepanza era dovuta ad un errore, all'interno del codice di ricostruzione, nella scelta del Fast Trigger da associare all'evento triggerato.

Le discrepanze e le efficienze delle selezioni d'analisi del TOF andranno rivalutate non appena sarà disponibile un Montecarlo ricostruito col software B584.

7.4.3 Selezioni d'analisi: TRD

L'ultimo rivelatore utilizzato nella selezione di protoni è il "Transition Radiation Detector" (TRD). La prima selezione richiesta è una sola traccia ricostruita dal TRD, la cui efficienza rispetto alle selezioni precedenti, è intorno al 99,5% per il Montecarlo e al 97,3% per gli eventi reali (Fig. 7.16).

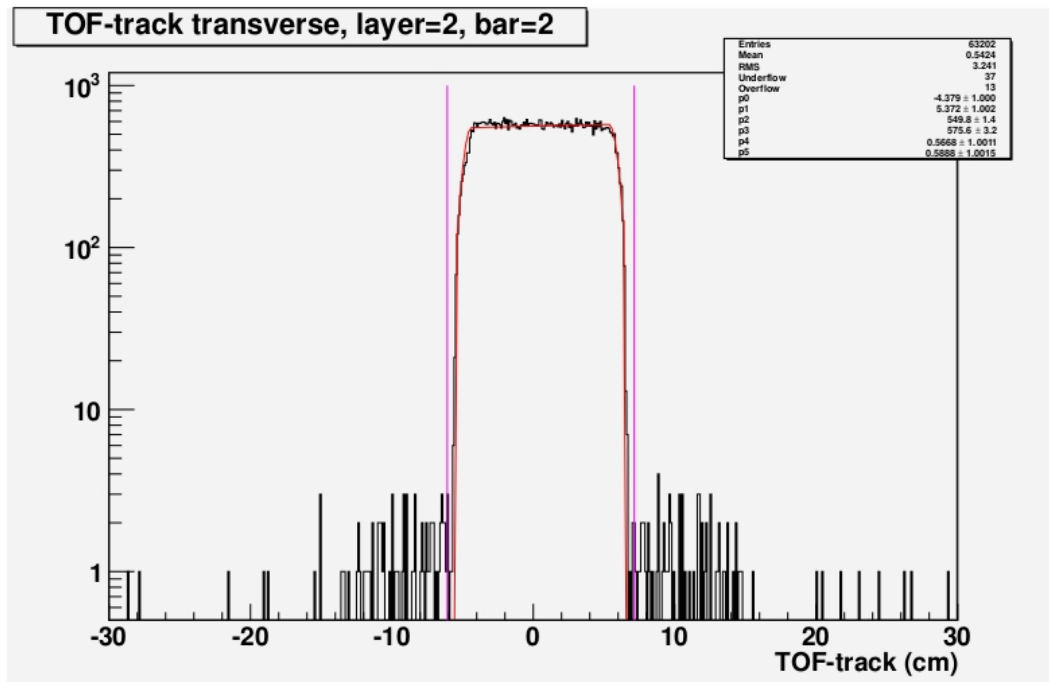


Figura 7.13: Distribuzione della differenza tra la coordinata trasversale ricostruita dal TOF e la coordinata di impatto della particella ricostruita con il tracker per i dati. Viene riportato l'esempio del contatore 3 nel layer 1. La curva rossa rappresenta il fit a box, le rette verticali viola rappresentano il valore della selezione.

Poiché nel TRD ci sono due “viste” (X-Z e Y-Z), si richiedono inoltre almeno due segmenti in ognuna di esse, per un totale di 4 segmenti associati alla traccia (Fig. 7.17). Tale selezione ha un'efficienza attorno al 94,2% per il Montecarlo e al 75% per gli eventi reali.

Inoltre, si richiede anche un buon “*pattern*” di hit all'interno del TRD: almeno 3 hit nei primi 4 layer del TRD, 9 hit nei 12 layer intermedi del TRD e infine 3 negli ultimi 4 layer. Tale selezione ha un'efficienza attorno al 93% per gli eventi reali e all'88% per il Montecarlo.

Infine, per rigettare il fondo di leptoni, si utilizza la “TRD Likelihood”, che è stata sviluppata dal gruppo del TRD per discriminare adroni e leptoni, in un range di rigidità fra 2 GV e 600 GV. L'efficienza della TRD likelihood è stata calcolata dal gruppo del TRD ed è del 90% per rigidità comprese fra 2 GV e 600 GV, mentre la contaminazione di positroni è inferiore all'1%.

Le discrepanze fra eventi MonteCarlo e dati sono dovute al fatto che la simulazione del TRD è ancora in sviluppo.

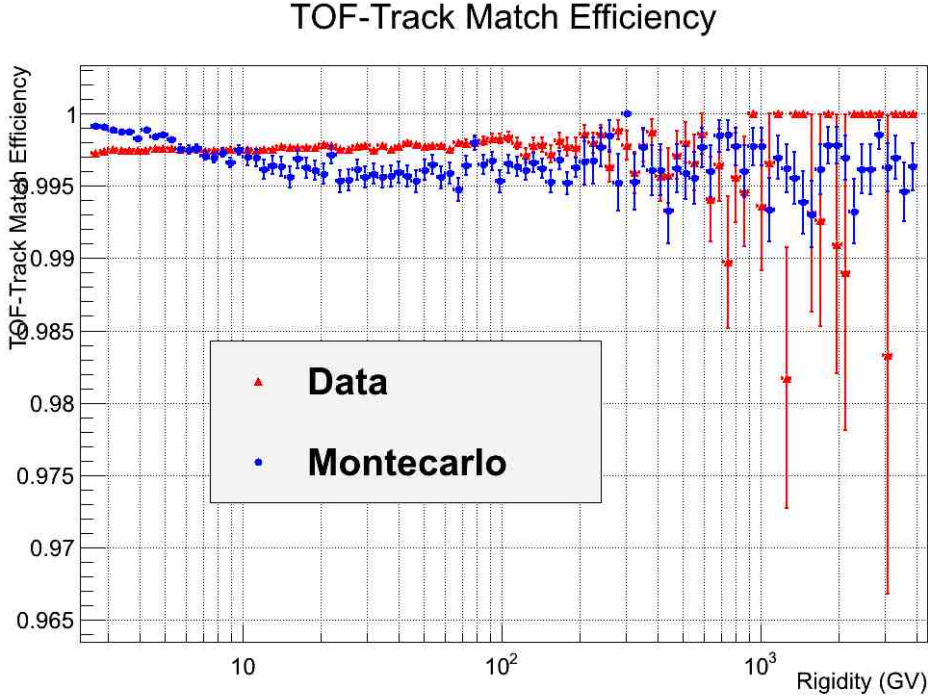


Figura 7.14: Efficienza del match fra TOF e tracker per gli eventi MonteCarlo (cerchi blu) e per i dati (triangoli rossi).

7.5 Tempo Vivo dell'esperimento

Date le selezioni precedenti, per Tracker, TRD, e TOF, è possibile costruire una distribuzione in rigidità del numero di conteggi di protoni, che viene riportato in Figura 7.18. Per ottenere un flusso di protoni, tale conteggio dovrebbe essere corretto usando la seguente formula:

$$\phi(\bar{R}) = \frac{N_{\text{raw}}(R_1 < R < R_2)}{\Delta t A(\bar{R}) \epsilon(\bar{R}) \Delta R} \quad (7.15)$$

dove \bar{R} rappresenta in prima approssimazione il centro del bin di estremi R_1 e R_2 , $\phi(\bar{R})$ è il flusso di protoni, $N_{\text{raw}}(R_1 < R < R_2)$ è il numero di protoni dopo la selezione per il bin in questione, Δt è il tempo vivo dell'esperimento, $A(\bar{R})$ è l'accettanza, $\epsilon(\bar{R})$ è l'efficienza delle selezioni, e ΔR è l'ampiezza del bin. Si noti che nella valutazione dell'efficienza delle selezioni entra in gioco anche il confronto fra le efficienze calcolate tramite la simulazione MonteCarlo e quelle calcolate utilizzando un campione di dati.

In questa sezione intendo illustrare la correzione per il tempo vivo dell'esperimento al fine del calcolo del rate.

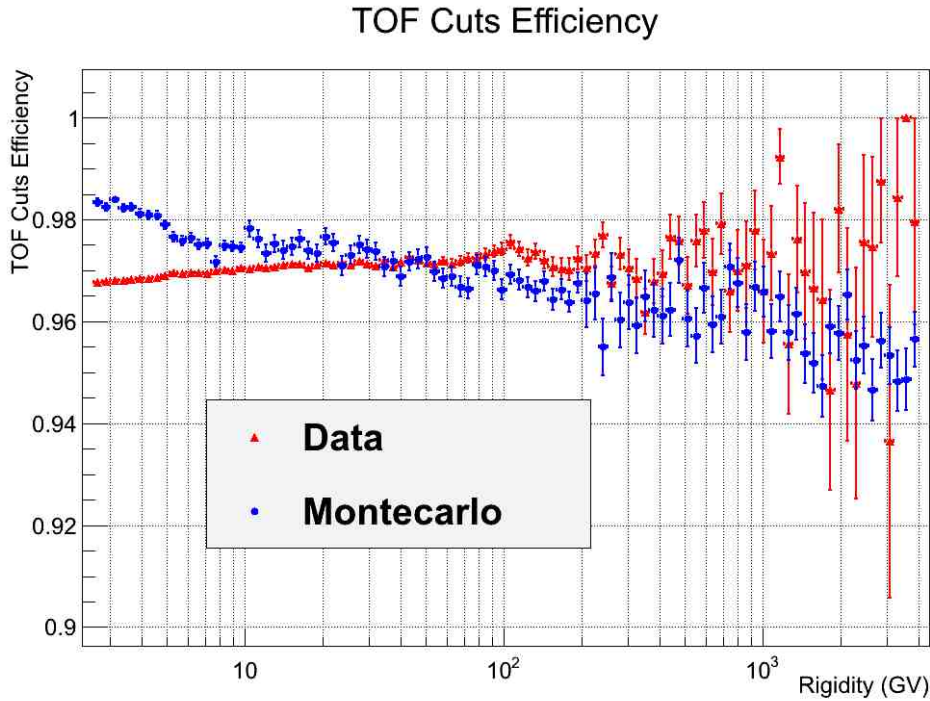


Figura 7.15: Efficienza di tutte le selezioni d’analisi utilizzate per il Time of Flight (“minimum bias”, “match” fra le coordinate del tracker e quelle del TOF) per gli eventi Montecarlo (cerchi blu) e per i dati (triangoli rossi).

Se AMS-02 fosse un esperimento ideale, il tempo vivo dell’esperimento sarebbe pari al tempo di presa dati. Tuttavia, l’acquisizione dei dati introduce un tempo morto minimo di 200 μs .

Perciò ad ogni evento acquisito da AMS-02 è associata una variabile (“Live-Time”), calcolata come la frazione di tempo, in una finestra temporale di 1 secondo, in cui l’esperimento non era occupato nell’acquisizione dati [22]. Ad ogni secondo, questa frazione viene ricalcolata come rapporto tra il numero di Fast Trigger acquisiti e il numero di Fast Trigger totali avvenuti.

La variabile Live-Time non è utilizzabile nei primi e negli ultimi due secondi del Run: supponiamo che il Run inizi ad un certo istante di tempo t_0 , il primo evento venga registrato nell’istante di tempo t_1 e il primo secondo si chiude al tempo $t_2 = t_0 + 1$ s; il Live-Time viene valutato come la frazione di tempo fra t_0 e t_2 in cui il sistema era disponibile ad acquisire dati; tuttavia, fra t_0 e t_1 il sistema di acquisizione era disabilitato e il Live-Time viene sottostimato. Lo stesso ragionamento può essere applicato per l’ultimo secondo del Run.

Poiché il Live-Time calcolato nel primo (ultimo) secondo del Run viene associato agli eventi del secondo successivo (precedente), è necessario escludere i

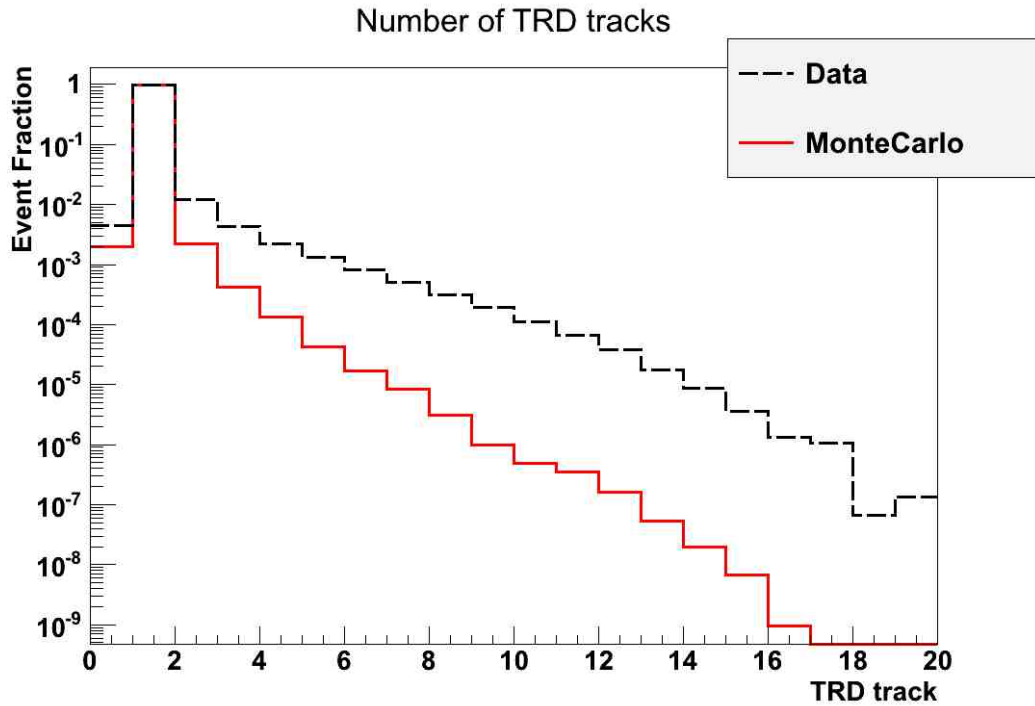


Figura 7.16: Distribuzione del numero di tracce ricostruite nel TRD per MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato). Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

primi e gli ultimi due secondi del Run nel calcolo del tempo vivo dell'esperimento e dall'analisi dati.

Data la precedente esclusione e sommando i valori della variabile Live-Time in ogni secondo del Run, è possibile ottenere il tempo vivo Δt_R , in un determinato Run, come:

$$\Delta t_{\text{Run}} = \sum_{k=1}^N LT(k) \quad (7.16)$$

dove N è il numero di secondi nel Run meno i 4 secondi esclusi, $LT(k)$ è il "Live Time" del secondo k , e Δt_{Run} è il tempo vivo dell'esperimento in un Run.

Conoscendo il tempo vivo in un Run, il tempo vivo totale dell'esperimento si ottiene sommando i tempi vivi dei singoli Run considerati nell'analisi:

$$\Delta t = \sum_{k=1}^{N_{\text{Run}}} \Delta t_{\text{Run}}(k) \quad (7.17)$$

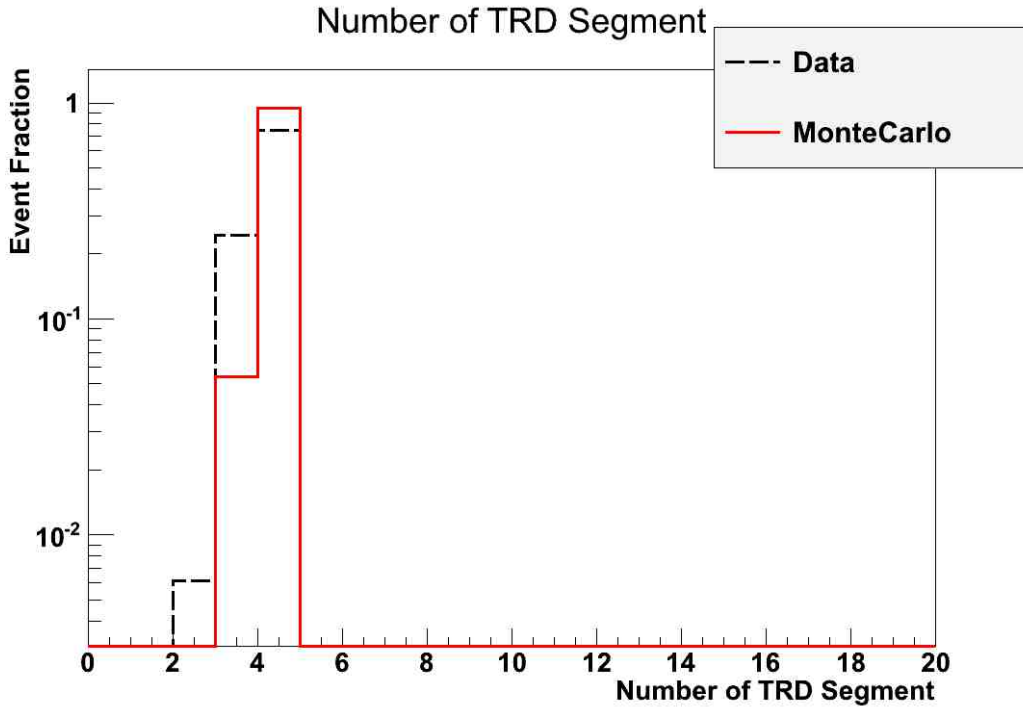


Figura 7.17: Distribuzione del numero di segmenti nelle viste X-Z e Y-Z per MonteCarlo (rosso) e dati (nero tratteggiato) nel TRD. Le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

dove N_{Run} è il numero di Run analizzati, e Δt è il tempo vivo con cui correggere la Figura 7.18.

Utilizzando l'equazione (7.17), è quindi possibile ottenere la correzione per il tempo vivo dell'esperimento e passare dal numero di conteggi al rate di protoni.

7.6 Rate di Protoni

Lo scopo di questa sezione è di presentare il rate di protoni con l'esperimento AMS-02 e spiegare i passi necessari per arrivare a formulare un flusso di protoni.

Un rate di protoni può essere ottenuto, a partire dal conteggio, tramite l'equazione:

$$R(\bar{R}) = \frac{N_{\text{raw}}(R_1 < R < R_2)}{\Delta t \Delta R} \quad (7.18)$$

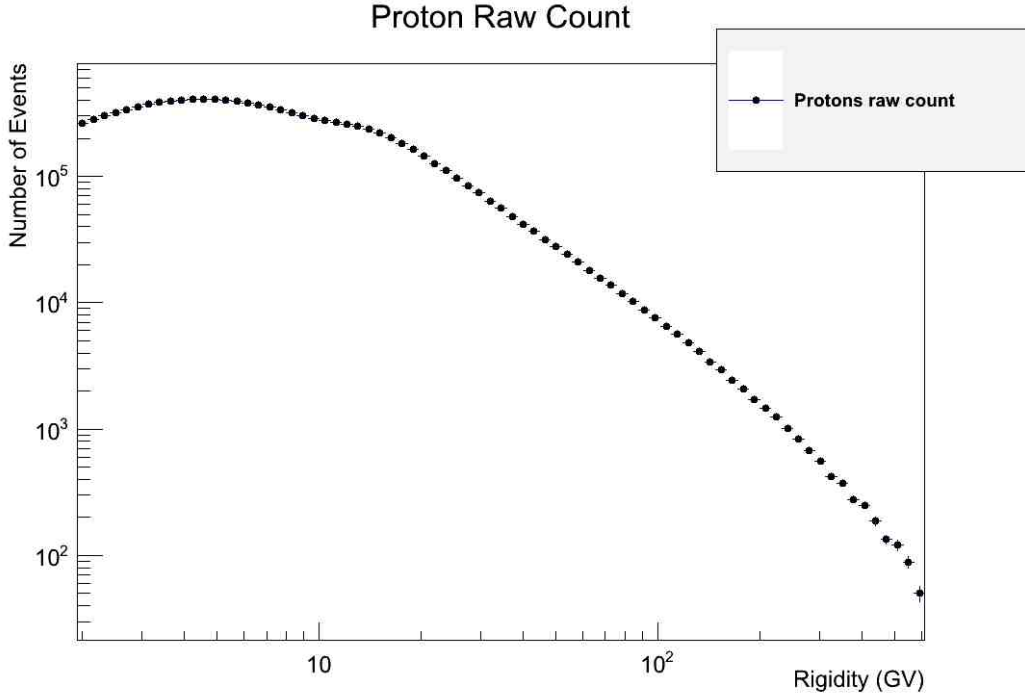


Figura 7.18: Distribuzione in rigidità dei protoni dopo la selezione. Il numero totale di eventi, dopo la selezione, è di circa 11 milioni.

dove $R(\bar{R})$ è il rate valutato in prima approssimazione al centro del bin (\bar{R}) di estremi R_1 e R_2 , $N_{\text{raw}}(R_1 < R < R_2)$ è il numero di protoni dopo le selezioni di analisi per il bin in questione (Fig. 7.18), Δt è il tempo vivo dell'esperimento, e ΔR è la normalizzazione per l'ampiezza del bin.

L'errore statistico viene valutato come la radice dei conteggi in un bin. Il rate di protoni così ottenuto viene mostrato in Figura 7.19, per rigidità compresa fra 2 GV e 600 GV.

Sono stati calcolati anche i rate di protoni per 7 diversi valori della latitudine geomagnetica θ_M (calcolata rispetto all'asse magnetico terrestre [41, 42, 40, 44]): $-70^\circ < \theta_M < -50^\circ$, $-50^\circ < \theta_M < -30^\circ$, $-30^\circ < \theta_M < -10^\circ$, $-10^\circ < \theta_M < 10^\circ$, $10^\circ < \theta_M < 30^\circ$, $30^\circ < \theta_M < 50^\circ$, $50^\circ < \theta_M < 70^\circ$.

Al di sotto del "cut-off" geomagnetico è possibile apprezzare uno spettro secondario di particelle, già osservato da AMS-01, originato in una ristretta regione geografica [48, 49].

Al di sopra del cut-off geomagnetico, che in generale dipende dalla latitudine geomagnetica e dalla direzione di arrivo della particella, i diversi rate non si sovrappongono come dovrebbero. Questa differenza è dovuta all'inefficienza del TRD, quando AMS-02 prende dati nelle zone di rate più elevato ossia vi-

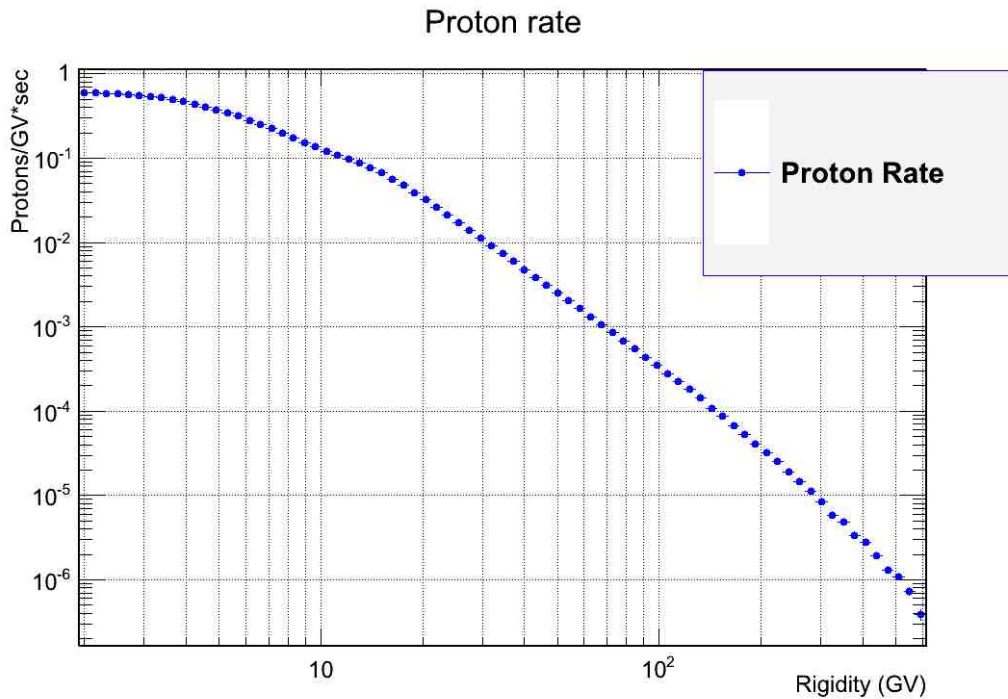


Figura 7.19: Rate di Protoni con l'esperienza AMS-02 fra 2 GV e 600 GV.

cino ai poli geomagnetici.

Per calcolare un flusso di protoni, il rate andrebbe corretto per l'accettanza dell'esperimento e l'efficienza delle selezioni di analisi attraverso:

$$\phi(\bar{R}) = \frac{R(\bar{R})}{A(\bar{R})\epsilon(\bar{R})} \quad (7.19)$$

dove $\phi(\bar{R})$ è il flusso di protoni, $A(\bar{R})$ è l'accettanza dell'esperimento, $\epsilon(\bar{R})$ è l'efficienza delle selezioni d'analisi.

L'accettanza è stata calcolata nella Sezione 7.2, mentre per le efficienze delle selezioni è necessario attendere una nuova produzione MonteCarlo ricostruita col software B584. E' ancora in fase di studio l'ottimizzazione dei valori delle selezioni d'analisi per aumentare l'efficienza del segnale e rigettare il fondo. Nelle conclusioni sono riportate alcune considerazioni sugli sviluppi ancora da implementare per arrivare alla definizione di un flusso.

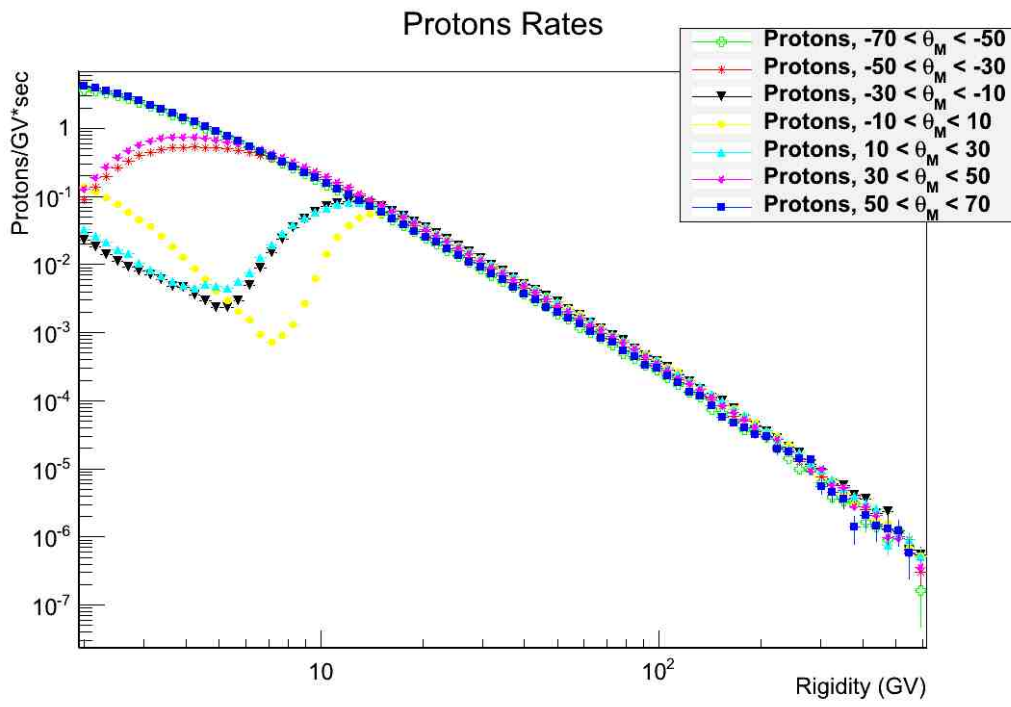


Figura 7.20: Rate di Protoni fra 2 GV e 600 GV per diversi intervalli della latitudine geomagnetica.

Conclusioni

AMS-02, installato sulla Stazione Spaziale Internazionale, sta acquisendo dati con regolarità a partire dal 19 Maggio 2011. AMS-02 offre opportunità uniche di indagare la radiazione cosmica primaria fino ad energie intorno al TeV, studiare eventuali segnali indiretti di materia oscura e produrre nuovi limiti sui rapporti antinucleo/nucleo. Nel mio lavoro di tesi ho partecipato alla presa dati dell'esperimento e allo sviluppo di alcune procedure per incrementare la qualità della presa dati del TOF.

Inoltre, ho studiato l'accettanza di AMS-02 in funzione della rigidità; ho poi calcolato l'efficienza delle selezioni d'analisi attualmente in uso per il Time of Flight studiando, con una versione preliminare del Montecarlo, le discrepanze Montecarlo-Dati.

Infine ho proposto una possibile procedura di selezione di Protoni, utilizzando Tracker, Time of Flight e TRD, arrivando a produrre un rate di protoni con circa 2 mesi di dati di AMS-02.

Per arrivare ad un flusso di protoni con errori sistematici e statistici bassi è necessario ancora sviluppare i seguenti passaggi:

1. utilizzare la ridondanza dei rivelatori per calcolare, dai dati, efficienza ed errore sistematico delle selezioni degli eventi;
2. migliorare la misura dell'efficienza in zone a rate particolarmente elevato (vicino ai poli geomagnetici);
3. migliorare il calcolo del "*geomagnetic cut-off*" in funzione della direzione della particella e della latitudine geomagnetica;

4. massimizzare l'efficienza delle selezioni d'analisi;
5. migliorare il MonteCarlo del TOF;
6. definire una procedura di *unfolding* per alte rigidità.

Il primo punto è particolarmente importante per la validazione del Montecarlo e per la comprensione dei fondi legati alle interazioni sul materiale che circonda AMS-02. La mia analisi ha messo in luce quali sono i punti da affrontare per arrivare alla definizione di un vero flusso con AMS-02 e al tempo stesso ha permesso di studiare alcune selezioni d'analisi per ogni sottorivelatore, utili nella selezione di protoni.

Bibliografia

- [1] Gianfranco Bertone, *Particle Dark Matter: Observational, Models and Searches*, Cambridge University Press (2010).
- [2] Jonathan L. Feng, *Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection*, arXiv:1003.0904v2 (2010).
- [3] L. Papantonopoulos, *The Invisible Universe: Dark Matter and Dark Energy*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2007).
- [4] M. Cirelli , M. Kadastikb , M. Raidalb , A. Strumiac, *Model-independent implications of the e^\pm , p cosmic ray spectra on properties of Dark Matter*, arXiv:0809.2409v3 (2008).
- [5] R. D. Peccei, *The Strong CP Problem and Axions*, arXiv:hep-ph/0607268v1 (2006).
- [6] Daniele Gaggero, Dario Grasso, *CR electrons and positrons: what we have learned in the latest three years and future perspectives*, arXiv:1110.6626v2 (2011).
- [7] Adriani *et al.*, *PAMELA Measurements of Cosmic-ray Proton and Helium Spectra*, arXiv:1103.4055v1 (2011).
- [8] Steven Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Cambridge University Press Book (1996).
- [9] Francis Halzen, Alan D.Martin, *Quark and Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics*, John Wiley Editor. (1984).

- [10] Pasquale D. Serpico, *Astrophysical models for the origin of the positron “excess”*, arXiv:1108.4827v1 (2011).
- [11] Carlo Nipoti, <http://urania.bo.astro.it/nipoti/didattica/astrofisica.htm> .
- [12] Steven Weinberg, *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*, printed and bound by Quinn-Woodbine (1972).
- [13] John Terning, *Modern Supersymmetry Dynamics and Duality*, Oxford University Press (2006).
- [14] G. Carminati, *Study of diffuse flux of high energy neutrinos through showers with the ANTARES neutrino telescope*, Dottorato di Ricerca in Fisica XXII ciclo, Promoter: prof Maurizio Spurio (2010).
- [15] Steen Hannestad and Thomas Tram, *Sommerfeld Enhancement of DM Annihilation: Resonance Structure, Freeze-Out and CMB Spectral Bound*, arXiv:1008.1511v3 (2011).
- [16] PAMELA Collaboration: O. Adriani *et al.*, *The high-energy antiproton-to-proton flux ratio with the PAMELA experiment*, PROCEEDINGS OF THE 31st ICRC, LODZ 2009.
- [17] Nicolò Masi, <http://unibo.academia.edu/NicoloMasi/Talks/63679Recent> Results in 0.1 GeV-10 TeV Cosmic Rays Physics and AMS-02 Dark Matter Search (2011).
- [18] Francesca Giovacchini, *Cosmic Rays Anti-Deuteron Flux Sensitivity of the AMS-02 Detector*. Advisor: Prof. Federico Palmonari External Advisor: Dr. Vitali Choutko (2007).
- [19] Todor Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer 2002.
- [20] Lynden-Bell, D. *Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars*, Nature **223** (5207): 690–694 (1969).
- [21] F. Palmonari, V. Bindi, A. Contin, N. Masi and L. Quadrani, *Search for Dark Matter in Cosmic Rays with the AMS-02 space spectrometer* IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series 335 (2011).
- [22] Matteo Duranti, *Measurement of the Atmospheric Muon Flux on Ground with the AMS-02 Detector*, Tutori Prof. Bruna Bertucci Dott. Alberto Oliva (2012).

- [23] S. Di Falco, *INDIRECT DARK MATTER SEARCH WITH AMS-02*, arXiv:astro-ph/0607100v1 (2006).
- [24] F. Spada, *Antimatter and Dark Matter search in space with AMS-02*, arXiv:0810.3831v1 (2008).
- [25] Luisa Arruda, Fernando Barao, Rui Pereira, *Particle identification with the AMS-02 RICH detector search for dark matter with antideuterons*, arXiv:0710.0993v1 (2007).
- [26] PAMELA Collaboration: O. Adriani *et al.*, *PAMELA, results on the cosmic-ray antiproton flux from 60 MeV to 180 GeV in kinetic energy*, arXiv:1007.0821 2010 e referenze interne.
- [27] Valerio Vagelli, *Identification of positrons and electrons in the cosmic radiation with the electromagnetic calorimeter ECAL for the AMS-02 experiment*, Relatore Marco Incagli (2011).
- [28] F. Donato *et al.*, *Astrophys. J.* **563**, 172 (2001)
- [29] Chih-hsun LIN, *NCUTrigger Logic Design Specification Prepared*, note for AMS collaboration
- [30] V. Bindi, Casadei D., Castellini G., Cindolo F., Contin A., Giovacchini F., Guandalini C., Laurenti G., Levi G., Lolli M., Quadrani L., Palmonari F., Sbarra C., Zichichi A. *The scintillator detector for the fast trigger and time-of-flight (TOF) measurement of the space experiment AMS-02*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **623**: 968 - 981, 2010.
- [31] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer 1983
- [32] J. D. Sullivan, *Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes*, *NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS* **95** 5-11, (1971).
- [33] *The AMS Payload Operation Control Center (POCC) and Science Operation Center (SOC)*, AMS-02 note.
- [34] F. Giovacchini, *Basic RICH Shifter Guide*, AMS-02 note.
- [35] M. Incagli, *ECAL SHIFTER HANDBOOK version 2.1*, AMS-02 note.
- [36] V. Bindi, N. Masi, L. Quadrani, A. Tiseni, *TOF shifter guide*, AMS-02 note.

- [37] Lucio Quadrani, *TOF data taking AMS-TOF Group*, AMS-02 note.
- [38] Francesco Nozzoli, *Tracker Resolution*, AMS-02 note.
- [39] <http://image.gsfc.nasa.gov/poetry/ask/q525.html>.
- [40] G. GUSTAFSSON, N. E. PAPITASHVILI, and V. O. PAPITASHVILI, *A revised corrected geomagnetic coordinate system for Epochs 1985 and 1990 Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, Vol. **54**, No. I 1/12. pp. 1609 1631, 1992.
- [41] *CGM - Corrected GeoMagnetic Coordinate for AMS-01*, AMS-01 notes.
- [42] A. E. Levitin, L.A. Dremukhina, L.I. Gromova, E.G. Avdeeva, D.I. Korzhan, *DEPENDENCE OF CORRECTED GEOMAGNETIC COORDINATES OF HIGH-LATITUDE OBSERVATORIES ON SEASON OF A YEAR, UNIVERSAL TIME AND GEOMAGNETIC ACTIVITY LEVEL*, “Physics of Auroral Phenomena”, Proc. XXX Annual Seminar, Apatity, pp. 77 - 80, 2007.
- [43] J. Causas, *The AMS-02 experiment on the ISS*, Journal of Physics: Conference Series 171 (2009) 012045 (2008).
- [44] D. Grandi, *A tracing model for the earth magnetosphere: the effect on Cosmic Ray access to a space detector*, PHD thesis University of Milano Bicocca, Tutore Pier Giorgio Rancoita 2003.
- [45] V. Bindi, *Development and performances of the SFEC card for the TOF apparatus*, PHD thesis, Tutore: Prof. Federico Palmonari (2007).
- [46] L. Quadrani, *Assembly and space qualification of the scintillator detector LTOF for the AMS-02 spectrometer*, PHD thesis, Tutore: Prof. Federico Palmonari (2007).
- [47] AMS Collaboration, J. Alcaraz *et al*, *Cosmic protons*, Physics Letters B **490** (2000) 27–35.
- [48] AMS Collaboration, J. Alcaraz *et al*, *Protons in near earth orbit*, Physics Letters B **472** (2000) 215–226.
- [49] AMS Collaboration, J. Alcaraz *et al*, *Leptons in near earth orbit*, Physics Letters B **484** (2000) 10–22.
- [50] M. Ackermann *et al.*, *Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope*, Phys. Rev. Lett. **108**, 011103 (2012) e referenze interne.

- [51] ROOT An Object Oriented Data Analysis Framework, User Guide, <http://root.cern.ch/root/doc/RootDoc.html>
- [52] K. Abe *et al.*, *Search for Antihelium with the BESS-Polar Spectrometer*, arXiv:1201.2967v1 (2012) e referenze interne.
- [53] Adam G. Riess, Lucas Macri, Stefano Casertano, Hubert Lampeitl, Henry C. Ferguson, Alexei V. Filippenko, Saurabh W. Jha, Weidong Li, and Ryan Chornock, *A 3% SOLUTION: DETERMINATION OF THE HUBBLE CONSTANT WITH THE HUBBLE SPACE TELESCOPE AND WIDE FIELD CAMERA* The Astrophysical Journal, **730:119** (18pp), 2011.
- [54] S. Perlmutter *et al.*, *Measurements of Ω and Λ from 42 high redshift supernovae*, Astrophysical Journal **517** (2): 565–86 (1999).
- [55] A. G. Riess *et al.*, *Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant*, Astronomical Journal **116** (3): 1009–38, (1998).
- [56] N. Jarosik *et al.*, *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP1) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results*, arXiv:1001.4744. (2011).
- [57] F. Bernardeau, C. Grojean, J. Dalibard, *particle physics and cosmology the fabric of spacetime*, Elsevier (2007).
- [58] R. H. Cyburt, *Primordial nucleosynthesis for the new cosmology: Determining uncertainties and examining concordance* Phys. Rev. D **70**, 023505 (2004).
- [59] K. Kleinknecht, *Detectors for Particle Radiation*, Cambridge University Press 1998.
- [60] LONGAIR, M.S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press 1993.
- [61] M. Simon, A. Molnar, and S. Roesler, Astrophys. J. **499**, 250 (1998).
- [62] S. Ptuskin *et al.* , Astrophys. J. **642**, 902 (2006).
- [63] O. Adriani *et al.*, *An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5–100 GeV*, Nature **458**, 607-609 (2 April 2009) e referenze interne.

- [64] <http://www.ams02.org/>
- [65] V. Bindi, *AMS-02: A new Eye in Space looking for dark matter and antimatter*, Internal AMS-02 note.
- [66] Ph.v. Doetinchem, S. Fopp, W. Karpinski, Th. Kirn, K. L. belsmeyer, J. Orboeck, S. Schael, A. Schultz. Dratzig, G. Schwering, Th. Siedenburger, R. Siedling, W. Wallraff U. Becker, J. Burger, R. Henning, A. Kounine, V. Koutsenko, J. Wyatt, *Performance of the AMS-02 Transition Radiation Detector*, arXiv:astro-ph/0608641v1 (2006).
- [67] F.Giovacchini, *RICH lessons*, Internal AMS-02 note.
- [68] Milgrom M., *A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis*, *Astrophysical Journal* **270**: 365–370. (1983).
- [69] A. Lebedev, *The AMS-02 electronics system*, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101-104.
- [70] C. Xudong, *On board computing system for AMS-02 mission*, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101104.
- [71] Lubelsmeyer K. *et al.*, *Upgrade of the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS-02) for long term operation on the International Space Station (ISS)* NIM A Volume **654**, Issue 1, 21 October 2011, Pages 639–648.
- [72] M. Aguilar *et al.*, *The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part I – results from the test flight on the space shuttle*, *Physics Reports* **366** (2002) 331 – 405.
- [73] J. B. Birks, *The theory and practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, 1964.
- [74] Agostinelli, S., *et al.*: *Geant4-a simulation toolkit* *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506** (3), 250 – 303, (2003)