UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

Contributo di AMS allo studio dello spettro degli elettroni dei raggi cosmici primari

Tesi di Laurea di: VERONICA BINDI Relatore: Chiar.mo Prof. FEDERICO PALMONARI Correlatori: Chiar.mo Prof. ROBERTO FANTI Dr. DIEGO CASADEI

Anno Accademico 2001/2002— Sessione I

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

Contributo di AMS allo studio dello spettro degli elettroni dei raggi cosmici primari

Tesi di Laurea di: VERONICA BINDI Relatore: Chiar.mo Prof. FEDERICO PALMONARI Correlatori:

Chiar.mo Prof. Roberto Fanti Dr. Diego Casadei

Parole chiave: Raggi cosmici, elettroni, AMS, tempo di volo, fotomoltiplicatori

Anno Accademico 2001/2002— Sessione I

A ... via Follonata nº 44

Indice

	Inti	oduzione	V
1	I ra	gi cosmici	1
	1.1	Introduzione	1
	1.2	La nostra galassia	5
	1.3	Origine e propagazione dei raggi cosmici	7
		1.3.1 Il meccanismo di Fermi	1
	1.4	Rivelazione dei raggi cosmici	2
2	L'es	perimento AMS 15	5
	2.1	Introduzione	5
	2.2	Obbiettivi di AMS	5
		2.2.1 L'antimateria cosmica	6
		2.2.2 La materia oscura	7
		2.2.3 Lo studio dei raggi cosmici	1
	2.3	AMS-01	2
		2.3.1 Il magnete permanente	3
		2.3.2 Il tracker $\ldots \ldots 2^{2}$	4
		2.3.3 Il sistema di anticoincidenze	5
		2.3.4 Il Cherenkov a soglia	6
		2.3.5 Il sistema TOF	7
		2.3.6 Il trigger	9
		2.3.7 Risultati	0
3	Gli	elettroni nei raggi cosmici 37	7
	3.1	La componente elettronica dei raggi cosmici	7
	3.2	Interazione degli elettroni con il mezzo interstellare 38	8

INDICE

	Con	nclusioni 10'	7
		5.5.2 Kisultati dell'analisi	J
		5.5.1 Test di vibrazione meccanica su alcuni PM 9	7
	5.5	Metodo di calibrazione dei fotomoltiplicatori	2
	5.4	I fotomoltiplicatori	3
	5.3	Le guide di luce $\ldots \ldots \ldots$	7
	•	5.2.1 La risoluzione temporale $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots $ 8'	7
	5.2	Gli scintillatori	ö
	5.1	Il sistema per il tempo di volo (TOF)	3
5	Cal	ibrazione e test di vibrazione dei fotomoltiplicatori 83	3
	4.8	Il trigger	9
	4.7	Il calorimetro	8
	4.6	Il RICH	7
	4.5	Il TRD	6
	4.4	Il sistema di anticoincidenze	- 6
	4.3	II TOF	4
	4.2	Il tracker	4
-	4.1	Il magnete superconduttore	3
4	Los	spettrometro AMS-02 per la stazione spaziale 7	1
		3.8.2 Alte energie	J
		3.8.1 Basse energie	7
	3.8	Interpretazione dei risultati	7
	3.7	L'emissione diffusa	3
		3.6.2 Gli elettroni misurati da AMS-01 e da altri esperimenti 53	3
		3.6.1 La correzione per la modulazione solare	0
	3.6	Esperimenti	9
	3.5	Lo spettro del mezzo interstellare locale	7
	3.4	La modulazione geomagnetica	4
		$3.3.2$ Il vento solare $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 44$	3
	0.0	3.3.1 L'attività solare	2
	3.3	La modulazione solare	2
		3.2.3 Effetto Compton inverso	1
		3.2.2 Badiazione di sincrotrone	g
		3.2.1 Bremsstrahlung 32	8

Bibliografia

121

Introduzione

AMS, Alpha Magnetic Spectrometer, è uno spettrometro magnetico per la rivelazione dei raggi cosmici, finanziato dagli istituti di fisica delle alte energie e dalle agenzie spaziali di molti paesi tra cui Cina, Finlandia, Francia, Germania, Italia, Portogallo, Regno Unito, Romania, Russia, Spagna, Stati Uniti, Svizzera e Taiwan.

Gli obbiettivi principali di AMS riguardano lo studio dell'antimateria cosmica, della materia oscura e dei raggi cosmici primari fuori atmosfera, in orbita bassa (circa 400 km), nell'intervallo di energia che va da circa 1 GeV a circa 1 TeV.

Il prototipo di AMS, chiamato AMS-01, ha compiuto una missione di prova a bordo dello shuttle Discovery (missione NASA STS-91) dal 2 al 12 Giugno del 1998 dando degli ottimi risultati e raccogliendo 100 milioni di eventi.

Attualmente è in costruzione il nuovo rivelatore AMS-02, che sarà installato a partire dal 2005-2006 sulla stazione spaziale internazionale ISS, dove opererà per almeno tre anni. AMS-02 ospita vari strumenti: il magnete superconduttore, il TOF (*Time Of Flight*), il TRD (*Transition Radiation Detector*), il tracker, il sistema di anticoincidenze, il RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) e l'ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*), necessari al raggiungimento degli obbiettivi proposti.

Uno di questi strumenti, il TOF, viene costruito interamente a Bologna, nei laboratori dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Il TOF serve innanzitutto a misurare il tempo di volo della particella e l'energia da essa rilasciata. Da queste due misure si possono dedurre la carica della particella, la sua direzione (dall'alto verso il basso o viceversa) e distinguere gli elettroni dai protoni fino a circa 1.5 GeV. Inoltre il TOF è fondamentale nell'esperimento AMS perché dà il *fast trigger*, cioè il tempo zero e il "via" a tutta l'elettronica di acquisizione.

INTRODUZIONE

Durante questo anno di studi ho svolto una tesi di ricerca presso l'INFN di Bologna nell'ambito dell'approfondimento della fisica degli elettroni dei raggi cosmici di origine galattica, incentrata nell'interpretazione dei dati raccolti da AMS-01 e da altri esperimenti, e sullo sviluppo strumentale di una parte del TOF di AMS-02.

L'argomento di questa tesi è suddiviso pertanto in due parti di uguale importanza: una strettamente sperimentale, in cui viene descritto il rivelatore e in cui vengono trattati argomenti specifici per la costruzione e la messa a punto dello strumento, e un'altra in cui viene affrontata la fisica degli elettroni dei raggi cosmici galattici.

La tesi si compone di cinque capitoli.

All'inizio del *primo capitolo* viene fatta una breve panoramica sui raggi cosmici e sulla nostra galassia. Poi vengono affrontati il problema dell'origine dei raggi cosmici e quello della loro propagazione all'interno della galassia, volgendo un particolare interesse ai RC galattici di energie inferiori ai 10¹⁵ eV. Infine si prendono in esame tutti i possibili metodi di rivelazione dei RC, portando come esempio gli esperimenti più famosi.

Nel secondo capitolo ho introdotto l'esperimento AMS in generale presentandone gli obbiettivi principali. Il resto del capitolo invece è dedicato al prototipo di AMS, AMS-01: ho descritto brevemente i rivelatori e gli strumenti di cui era composto e soprattutto ho evidenziato i risultati fisici che sono stati ottenuti fino ad oggi grazie ai dati raccolti nel 1998.

Il terzo capitolo affronta l'argomento degli elettroni dei raggi cosmici. Ho descritto pertanto la propagazione degli elettroni dalla sorgente fino a noi: attraverso il mezzo interstellare (breemstrahlung, sincrotone e Compton inverso), l'eliosfera, la magnetosfera e la rivelazione. Nella seconda parte del capitolo ho elaborato i dati sperimentali sul flusso degli elettroni, raccolti da AMS-01 e da altri esperimenti precedenti. Ho descritto il modello scelto per la correzione dell'effetto della modulazione solare e per estrapolare il flusso degli elettroni del mezzo interstellare locale (LIS). Ho applicato questa correzione ai dati di AMS e a quelli di tutti gli esperimenti che hanno pubblicato le tabelle del flusso degli elettroni estrapolato fuori atmosfera, scegliendo per ogni esperimento i parametri opportuni di demodulazione, in base all'attività solare dell'anno corrispondente. Infine ho tentato d'interpretare i risultati, confrontandoli con quelli della teoria dedotta dalle osservazioni radio e dai modelli evolutivi.

Nel quarto capitolo ho descritto il nuovo spettrometro AMS-02 attualmen-

te in costruzione, destinato alla stazione spaziale, evidenziandone le superiori prestazioni rispetto al prototipo AMS-01.

Nel quinto capitolo ho descritto la parte sperimentale di messa a punto del TOF di AMS-02 a cui ho partecipato (scintillatori, guide di luce e calibrazione dei PM) e soprattutto quella riguardante il test di vibrazione, che ho svolto presso la Galileo Avionica (Alenia Spazio Spa.) su alcuni fotomoltiplicatori. Questo test è necessario per verificare che i fotomoltiplicatori mantengano le stesse caratteristiche intrinseche una volta raggiunta la ISS.

Infine nelle conclusioni ho riassunto i risultati ottenuti nei capitoli tre, sulla fisica degli elettroni del mezzo interstellare della nostra galassia, e cinque, sulle caratteristiche strutturali e intrinseche dei PM.





Capitolo 1

I raggi cosmici

1.1 Introduzione

La prima evidenza dell'esistenza dei raggi cosmici è stata nel 1900 quando Wilson ha osservato in una scatola chiusa gli effetti della "dark current" concludendo che l'aria doveva essere contaminata da una ionizzazione residua. Wilson intuì infatti che questa era dovuta alla radiazione proveniente dall'esterno della scatola, dall'atmosfera [1]. Per determinare quale fosse la possibile sorgente, nel 1911-1912 Hess effettuò alcuni esperimenti in cui venivano portati rivelatori ad alta quota (~ 5000 m) tramite palloni aereostatici. Hess constatò che la radiazione osservata a terra subiva un drastico aumento a simili altitudini e dedusse che la sorgente doveva trovarsi al di fuori dell'atmosfera. Ad Hess fu conferito il premio nobel per la scoperta della radiazione cosmica nel 1936⁽¹⁾.

Negli anni successivi le osservazioni di raggi cosmici aumentarono così come le scoperte nel campo delle alte energie, soprattutto con l'avvento degli acceleratori negli anni '50 del secolo scorso si scoprirono numerose nuove particelle. Questi raggi cosmici "artificiali" avevano un vantaggio in più, l'urto poteva avvenire con energie note contro un preciso bersaglio. L'interesse sui raggi cosmici intorno al 1960, si spostò al problema della loro origine e propagazione nel mezzo interstellare dalla sorgente fino alla Terra: nasce così l'astrofisica dei raggi cosmici.

I raggi cosmici sono particelle che si muovono nella Galassia con velocità

¹Per maggiori dettagli consultare il sito: http://www.nobel.se/



Figura 1.1: Flusso differenziale dei raggi cosmici, in funzione dell'energia per nucleone. Dopo i 10⁷MeV/nucl. non è più possibile separare i vari nuclei [2].

relativistiche. Sulla sommità dell'atmosfera sono costituiti per lo più da protoni (circa 87 %), da He (circa 12 %), da $e^{\pm}(1\%)$ e da piccole quantità di tutti gli altri elementi; quelli più abbondanti sono C, N e O, seguiti dal Fe (figura 1.1). Questa composizione è simile a quella osservata nel sistema solare tramite meteoriti e misure spettroscopiche, fatta eccezione per l'eccesso di H ed He, per gli elementi Li, Be e B e per il gruppo di elementi precedenti il ferro: Sc, Ti, V, Cr e Mn (figura 1.2). Gli elementi appena citati sono praticamente assenti nella composizione del sistema solare inquanto vengono



Figura 1.2: Abbondanze relative degli elementi chimici nei raggi cosmici e nella galassia [2].

consumati nelle reazioni nucleari all'interno delle stelle, al contrario sono presenti in grandi quantità nei raggi cosmici, dove si producono per spallazione degli elementi pesanti contro gli elementi del mezzo interstellare (§1.3) [2].

I raggi cosmici in arrivo sulla sommità dell'atmosfera sono detti *primari*, e vengono studiati tramite esperimenti trasportati da pallone o da satellite. A causa delle interazioni dei primari con i nuclei dell'atmosfera, la radiazione in arrivo sulla terra, detta *secondaria*, è molto diversa, e viene misurata con rivelatori di sciami estesi in atmosfera e rivelatori sotterranei.

Per avere un'idea dell'importanza dei raggi cosmici nel mezzo interstellare quantifichiamo qualche grandezza significativa: la densità numerica dei raggi



Figura 1.3: Spettro energetico dei raggi cosmici [2]. Si noti che le ordinate sono moltiplicate per $E^{2.7}$, in modo da appiattire il grafico. Questo spiega la potenza GeV^{1.7} che compare nelle unità di misura; in realtà il flusso si misura in cm⁻²sr⁻¹s⁻¹GeV⁻¹. Dunque una retta orizzontale corrisponde ad una legge $kE^{-2.7}$.

cosmici è di circa 10^{-10} particelle/cm³ cui è associata una densità energetica dell'ordine di 1 eV/cm³ [2]; confrontiamo questo valore con altre quantità note, come la densità di energia del campo magnetico galattico, 0.2 eV/cm³, o la densità del fondo cosmico a 3 K che è di 0.4 eV/cm³, o con la luce delle stelle ottenuta dalle misure fotometriche 10^{-2} eV/cm³ [3]. Da questo confronto, si nota che la densità di energia dei raggi cosmici è importante su scala galattica.

Alle alte energie lo spettro dei raggi cosmici è ben rappresentato da una legge di potenza del tipo [2]:

$$N(E) \propto E^{-\gamma} \tag{1.1}$$

dove N(E) è il flusso differenziale delle specie nucleari con energia cinetica per nucleone E, con indice spettrale γ , che assume valori diversi a seconda dell'intervallo di energia che consideriamo. Come possiamo vedere dalla figura 1.3, che riporta il flusso dei RC moltiplicato per $E^{2.7}$ per evidenziare i cambiamenti nell'indice spettrale, γ assume tre diversi valori:

$$\begin{split} \gamma &= 2.7 \ \text{per} \ 10 < E(\text{eV}) < 10^{(15 \div 16)}, \\ \gamma &= 3.1 \ \text{per} \ 10^{16} < E(\text{eV}) < 10^{19}, \\ \gamma &= 2.5 \ \text{per} \ 10^{19} < E(\text{eV}) \ . \end{split}$$

I valori di γ diversi possono indicare le origini differenti dei raggi cosmici [2]: i raggi cosmici sotto il GeV sono per lo più emessi dal Sole, mentre invece i RC che rientrano nel primo intervallo d'energia indicato, sono molto probabilmente quelli che provengono dalle esplosioni di supernovae, stelle di grande massa che terminano la loro esistenza con un enorme esplosione. Al secondo intervallo di energia, cioè tra i 10^{16} (detto "ginocchio") e i 10^{19} eV, potrebbero appartenere quei raggi cosmici accelerati da sorgenti puntiformi nella galassia, come ad esempio pulsar e buchi neri. Mentre l'origine dei RC più energetici è più incerta, potrebbero forse provenire da sorgenti extragalattiche come i Nuclei Galattici Attivi (AGN): il raggio di curvatura di particelle così energetiche è molto grande, maggiore dello spessore del disco della galassia, pertanto se fossero d'origine galattica dovremmo riuscire a distinguere la loro sorgente, notare cioè delle direzioni privilegiate da cui essi provengono e non è così. Si ritiene perciò che queste particelle una volta raggiunte le regioni esterne della galassia, dove i campi magnetici sono estremamente bassi, sfuggano nel mezzo intergalattico, questa è l'opinione più verosimile ma ancora la statistica non è abbastanza elevata per dare risultati precisi.

La maggior parte dei raggi cosmici sono di origine galattica, la composizione chimica è simile, e la loro propagazione si può spiegare in termini di un modello detto di *confinamento galattico* (§ 1.3).

1.2 La nostra galassia

Cominciamo col considerare la galassia che ci ospita e le sue caratteristiche principali [3]. La nostra galassia è composta da tre zone principali:

• una zona centrale e sferica detta *bulge*, che occupa la parte più interna fino a 3 kpc dal centro, ricca di stelle vecchie e povere di metalli, dette stelle di *popolazione II*;

- un disco dello spessore di circa 200 pc e del diametro di (25 ÷ 30) kpc. Questo disco è costituito da due bracci a spirale nei quali si trovano zone di alta densità di stelle di *popolazione I*, giovani e metalliche costituite perciò da elementi pesanti creati da stelle ormai esplose, attorno alle quali si estendono le polveri che danno luogo all'assorbimento interstellare. Il Sole si trova sul piano equatoriale, in uno dei due bracci a spirale, a 8.5 kpc dal centro galattico. Le popolazioni di stelle sono più o meno raggruppate in associazioni (*ammassi*) localizzate lungo i bracci a spirale. Le osservazioni suggeriscono che il disco sia fatto di materiale già "processato" in generazioni precedenti di stelle.
- Attorno al disco si estende un alone sferico di *brillanza* (intensità luminosa per unità di angolo solido) nettamente inferiore, con bassa densità, privo di polveri e di regioni HI, e ricco di *ammassi globulari* (ammassi di stelle molto vecchie). Le dimensioni dell'alone galattico non sono ben conosciute: in osservazioni effettuate in bande di frequenza differenti si ottengono valori diversi, inoltre i valori ottenuti differiscono da quelli che dovremmo avere per spiegare l'equilibrio dinamico della galassia stessa (problema della *dark matter*).

Le componenti di cui sopra sono il risultato di osservazioni in ottico, ma la situazione non è molto diversa se si considerano le frequenze radio [4] [5]. La radiazione diffusa, sembra essere data da due contributi, uno non termico (radiazione di *sincrotrone*) proveniente sia dal disco che dall'alone, ed uno termico proveniente dal solo disco. Sovrapposta all'emissione appena descritta, si osservano molte sorgenti discrete: si tratta soprattutto di regioni HII (zone con alta concentrazione di idrogeno ionizzato) che emettono radiazione di tipo termico, e di resti di supernova, la cui emissione è di sincrotrone. Solo in minima parte sono radiosorgenti extragalattiche, la cui presenza è del tutto isotropa nella galassia.

Il campo magnetico della galassia ha un'intensità maggiore dove c'è maggior concentrazione di materia, quindi lungo i bracci a spirale, e inferiore man mano che ci allontaniamo dal centro e dal piano equatoriale della galassia; possiamo dire che il campo magnetico è *congelato* nella materia. La sua intensità media è di circa $(3 \div 5) \mu$ G, ma raggiunge valori più alti nelle zone HII e nelle zone centrali e valori minori nell'alone. La prima prova dell'esistenza del campo magnetico galattico è stata la scoperta della polarizzazione della luce, anche se la percentuale di polarizzazione nella galassia è molto bassa. Le misure sull'intensità del campo magnetico sono state fatte in radioastronomia tramite:

- la rotazione di Faraday e la dispersione della radiazione emessa dalle pulsar [6];
- l'effetto Zeeman sulla riga a 21 cm dell'idrogeno neutro [7];
- la radiazione di sincrotrone della galassia [6].

Da questi tre metodi, si ricavano valori diversi dell'intensità del campo magnetico in quanto con il primo otteniamo il suo valore medio, misurato in zone un po' periferiche del disco, mentre, con gli altri due, calcoliamo l'intensità del campo in punti della galassia molto densi e pertanto con un campo magnetico molto elevato; si osservano perciò fluttuazioni notevoli rispetto a $\langle H \rangle$.

1.3 Origine e propagazione dei raggi cosmici

Le abbondanze chimiche degli elementi nei raggi cosmici forniscono importanti informazioni sulla loro origine e sul processo di propagazione dalle sorgenti fino a terra. Come si vede dalla figura 1.2 le abbondanze chimiche di alcune specie di raggi cosmici (RC) differiscono da quelle tipiche del sistema solare e della materia interstellare [8]:

- Le abbondanze dei RC presentano dei "picchi" in corrispodenza del gruppo C-N-O ed in corrispondenza del Fe. Ciò è vero anche per la galassia.
- Si nota un effetto pari/dispari dovuto alla stabilità nucleare (gli elementi con pari nucleoni sono più abbondanti sia nei RC che nella galassia).
- Gli elementi leggeri Li-Be-B sono assenti nella galassia ma abbondanti nei raggi cosmici.
- Sovrabbondanza nei RC degli elementi immediatamente prima del picco del Fe (Ca-Sc-Ti-Cr-Mn) rispetto alla galassia.

- Scarsità relativa alla galassia di H ed He nei RC.
- Più alto valore del rapporto ³He/⁴He nei RC rispetto alla galassia.

Alcune di queste differenze sono dovute alla spallazione, come la presenza di Li-Be-B: questi infatti sono assenti nel sistema solare, perché vengono utilizzati nei processi di fusione termonucleare necessari al sostentamento del Sole, per la formazione di ⁴He. Le tipiche reazioni nucleari in cui sono presenti tali elementi sono:

$${}^{3}\text{He} + {}^{4}\text{He} \longrightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$$
$${}^{7}\text{Be} + e^{-} \longrightarrow {}^{7}\text{Li} + \nu_{e}$$
$${}^{3}\text{Li} + p \longrightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He}$$

oppure

$${}^{7}\text{Be} + p \longrightarrow {}^{8}\text{B} + \gamma$$
$${}^{8}\text{B} \longrightarrow {}^{8}\text{Be} + e^{+} + \nu_{e}$$
$${}^{8}\text{Be} \longrightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \quad .$$

Pertanto gli elementi Li-Be-B presenti nei raggi cosmici sono frammenti di elementi più pesanti che urtano contro quelli del gas interstellare, costituito fondamentalmente da H.

La propagazione dei raggi cosmici può essere descritta tramite un semplice modello matematico che, se trascuriamo i termini di diffusione e di energia persa e supponiamo che la produzione di elementi leggeri alla sorgente sia nulla, poiché si parla di abbondanze molto piccole, si può esprimere tramite l'equazione di trasporto del tipo [2]:

$$\frac{dN_i(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_i(\xi)}{\xi_i} + \sum_{j>i} \frac{P_{ji}}{\xi_j} N_j(\xi)$$
(1.2)

dove ξ_i e ξ_j sono i cammini liberi medi per collisione anelastica, dove si è assunto che tutte le particelle attraversano la stessa quantità di materia tra 0 e ξ , e P_{ji} rappresenta la probabilità d'urto tra l'elemento più pesante j-esimo e quello i-esimo. Gli elementi leggeri Li-Be-B, che indichiamo con L, vengono prodotti per spallazione dagli elementi medi che indichiamo con M, che sono C-N-O. Per risolvere l'equazione teniamo conto di questa distinzione e del fatto che alla sorgente (ξ =0), non ci sono elementi del gruppo L in quanto

abbiamo supposto che lì non avvenga la produzione di particelle. Si ottengono così due semplici equazioni differenziali di diffusione:

$$\frac{dN_{\rm M}(\xi)}{d\xi} = \frac{N_{\rm M}(\xi)}{\xi_{\rm M}} \tag{1.3}$$

$$\frac{dN_{\rm L}(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_{\rm L}(\xi)}{\xi_{\rm L}} + \frac{P_{\rm ML}}{\xi_{\rm M}} N_{\rm M}(\xi) \quad . \tag{1.4}$$

La prima delle due equazioni è facilmente integrabile e dà come risultato $N_{\rm M}(\xi) = N_{\rm M}(0) \exp(-\xi/\xi_{\rm M})$. La seconda invece risulta più complessa ed ha una soluzione di questo tipo:

$$\frac{N_{\rm L}(\xi)}{N_{\rm M}(\xi)} = -\frac{P_{\rm ML}\xi_{\rm L}}{\xi_{\rm L} - \xi_{\rm M}} \left[\exp\left(\frac{\xi}{\xi_{\rm M}} - \frac{\xi}{\xi_{\rm L}}\right) - 1 \right] \quad . \tag{1.5}$$

Sperimentalmente si trova che $N_{\rm L}(\xi)/N_{\rm M}(\xi) = 0.25$ [9]. Come valore per $P_{\rm ML}$ si sostituisce una media pesata delle probabilità di frammentazione dei vari elementi ($P_{\rm ML} = 0.28$), mentre i valori corrispondenti per i liberi cammini medi per collisione con idrogeno sono: $\xi_{\rm M} = 60$ kg m⁻² e $\xi_{\rm L} = 84$ kg m⁻² [2]. Sostituendo questi valori nell'equazione (1.5) otteniamo che il cammino ξ , che gli elementi M devono percorrere per dare origine alla percentuale osservata sperimentalmente degli elementi L, deve essere pari a $\xi = 48$ kg m⁻². Quindi se supponiamo che i raggi cosmici si propaghino entro il disco e l'alone della galassia, il loro tempo di confinamento per percorrere 48 kg m⁻² deve essere di 10⁷ anni circa. Tale modello semplificato è in parte confermato dal fatto che il tempo di permanenza dei RC nella galassia è lo stesso che si misura tramite lo studio sulle percentuali degli isotopi radiattivi ⁹Be e ¹⁰Be ($\tau_{decadimento} \approx 3.9 \times 10^6$) pari a 2×10^7 anni [2].

Il valore del tempo di permanenza è molto superiore al tempo che la luce impiega per attraversare il disco galattico $(10^3 \div 10^5 \text{ anni})$, i raggi cosmici pertanto restano intrappolati nella galassia. La causa di tale confinamento è attribuita al campo magnetico galattico: i raggi cosmici infatti, per energie inferiori al ginocchio, tipicamente hanno raggi di curvatura inferiori alle dimensioni del disco galattico. Un'ulteriore prova del confinamento stà nel fatto che, se i raggi cosmici si muovessero liberamente entro la galassia, proverrebbero per la maggior parte dal centro, dove la densità è maggiore, mostrando una certa anisotropia, ma ciò è in conflitto con le osservazioni, che invece mostrano un'alto grado di isotropia di tutti i raggi cosmici di energie comprese tra i 10^{11} (= 100 GeV) e i 10^{14} eV, e ciò va in favore dell'ipotesi di "diffusione" dei raggi cosmici.

Il modello descritto spiega molto bene la percentuale dei RC leggeri, tuttavia se applicato al ferro non riproduce il "picco" degli elementi (RC secondari) che lo precedono. Esiste per questo una teoria più complessa, nota come *leaky box model.* Questo modello prevede che i raggi cosmici si propaghino entro un certo volume di confinamento, una "scatola" nella quale possono muoversi liberamente; negli urti contro il bordo però, esiste una probabilità non nulla di fuggire al di fuori della scatola, cioè della galassia. In questo modello, la produzione di RC alla sorgente è bilanciata dalla perdita per fuga dalla galassia, spallazione e decadimento radiattivo. Il leaky box model è un modello molto approssimato che diventa plausibile solo se si considera la "diffusione" dei raggi cosmici al suo interno, cioè se si assume che i raggi cosmici abbiano una specie di random walk all'interno della galassia, dovuto ai molti ostacoli che essi incontrano, come ad esempio le irregolarità del campo magnetico galattico, che li deviano dalla loro direzione originaria di propagazione, in tal modo infatti la velocità di diffusione risulta minore di quella di propagazione spiegando il maggior tempo di permanenza dei RC nella galassia.

Per mantenere uno stato stazionario di raggi cosmici sulla terra (densità energetica dei raggi cosmici $w_{\rm RC} = 1 \,{\rm eV/cm^3}$), tenendo conto del volume della galassia ($6 \times 10^{66} {\rm cm^3}$) e quello dell'alone ($10^{68} {\rm cm^3}$), è necessaria una potenza data da:

$$W_{\rm RC} = \frac{w_{\rm RC}(\frac{\rm erg}{\rm cm^3}) \cdot V_{\rm G}^{\rm A}(\rm cm^3)}{\tau(\rm s)} = 10^{41} \left(\frac{\rm erg}{\rm s}\right) \quad . \tag{1.6}$$

Un'esplosione di SN libera circa 10^{53} erg di energia, di cui il 99% in neutrini e solo l'1% sotto forma di energia cinetica delle particelle (10^{51} erg/esplosione). Considerando un'esplosione di supernova ogni 30 anni, la potenza rilasciata sotto forma di RC dalle SN è di:

$$W_{\rm SN} = \frac{\text{energia liberata per SN}}{\text{frequenza}} = 10^{42} \left(\frac{\text{erg}}{\text{s}}\right) \quad . \tag{1.7}$$

Basta un meccanismo che acceleri i RC da SN con un'efficienza del 5% per spiegare i RC galattici: il *meccanismo di Fermi* [2]. È questo meccanismo che, nelle regioni di accelerazione, porta i raggi cosmici ad avere un'andamento descritto dalla legge di potenza:

$$N(E) \propto E^{-1+\alpha} \operatorname{con} \alpha \simeq -1$$
 (1.8)

10

da cui discende la (1.1). Il modello però è limitato ai RC con energie inferiori a 100 TeV.

1.3.1 Il meccanismo di Fermi

Il meccanismo di Fermi descrive un'accelerazione stocastica dei RC, dovuti a ripetuti urti delle particelle con un'onda d'urto (ad esempio emessa dall'esplosione di una supernova), che si propaga con velocità V maggiore della velocità del suono nel mezzo interstellare. Le particelle cariche vengono "riflesse" da "specchi magnetici", dovuti alle irregolarità del campo galattico e statisticamente guadagnano energia in ogni riflessione.

L'energia media che ogni particella acquista in una collisione, schematizzata come un urto elastico contro il fronte d'urto, è data da $E = \beta E_0$, con $\beta > 0$ (assumendo tutte le collisioni frontali, al primo ordine abbiamo $\beta = 1 + 4V/3c$, con V velocità del fronte d'onda) mentre indichiamo con p la probabilità che la particella rimanga nella "zona" di accelerazione. Dopo k collisioni il numero di particelle diventa:

$$N = N_0 p^k \tag{1.9}$$

con energia:

$$E = E_0 \beta^k \quad . \tag{1.10}$$

Se eliminiamo k da queste due quantità, calcolando il logaritmo naturale dei termini a destra e a sinistra dell'uguale, facendo il loro rapporto si ottiene:

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\alpha} \tag{1.11}$$

 $\cos \alpha = \ln p / \ln \beta$. N è il numero integrato di particelle, cioè:

$$\int_{E_0}^{E} n(E) \, \mathrm{d}E = N(>E_0) \tag{1.12}$$

mentre noi siamo interessati allo spettro differenziale:

$$n(E) dE \propto E^{\alpha - 1} dE \quad . \tag{1.13}$$

Lo spettro differenziale dei raggi cosmici in funzione di E, assume la forma di uno spettro di potenza. Da una trattazione completa di magnetoidrodinamica si ottiene $\alpha \simeq -1$, tenendo conto poi della probabilità di fuga dalla Galassia, $\tau \propto E^{-0.6}$, il flusso differenziale che si dovrebbe orientativamente misurare sulla Terra è proporzionale a $(E^{-1-1-0.6})$.

1.4 Rivelazione dei raggi cosmici

Esistono molti tipi di rivelatore per raggi cosmici che si diversificano a seconda dell'intervallo di energia a cui sono sensibili e del tipo di ricerca che svolgono.

Gli esperimenti spaziali studiano i raggi cosmici primari di energia inferiore al "ginocchio". Alcuni di questi (oltre ad AMS) sono:

- ACE (Advanced Composition Explorer), del 1997. Esso si compone di nove strumenti che hanno viaggiato a 1500 km dalla Terra, per misurare la composizione chimica della materia del mezzo interplanetario e galattico. Uno tra i nove strumenti è CRIS (Cosmic Rays Isotope Spectrometer) che misura la componente isotopica galattica fino a Z = 30 nel range di energia tra 100 e 500 MeV.
- SAMPLEX (Solar Anomalus Magnetospheric Particles EXplorer), in orbita dal 1992 ad un'altitudine di $520 \div 670$ km. Misura raggi cosmici dell'ordine del MeV/nucleone.
- NINA (New Instrument for Nuclear Analysis), lanciato nel 1998 all'altitudine di 450 km. Ha come scopo lo studio della composizione isotopica dei raggi cosmici nel range d'energia (10÷200) MeV/nucleone.
- HEAO-3-C2 (High Energy Astrophysics Observatory) lanciato nel 1979. HEAO-3 è un satellite a bordo del quale si trova C2, un telescopio costituito di piani a scintillatore e contatori Cherenkov, che ha misurato la componente isotopica dei RC al di sopra dei 2 GeV/nucleone.

Questi esperimenti si riferiscono tutti a range d'energia inferiore a quello di AMS.

Gli esperimenti su pallone raccolgono sia i raggi cosmici primari che quelli secondari da cui poi stimano i primari che li hanno prodotti. L'energia dei primari trovata sotto il "ginocchio" è paragonabile con quella di AMS. Alcuni esperimenti su pallone sono:

• IMAX (Isotope Matter Antimatter Experiment), ha volato per la prima volta nel luglio del 1992 per 16 ore ad un'altitudine media di 36 km (a questo sono seguiti altri voli). E' uno spettrometro magnetico disegnato per misurare l'abbondanza dei raggi cosmici, lo spettro degli antiprotoni, gli isotopi dell'idrogeno e dell'elio.

- BESS (Ballon-borne Experiment with a superconducting Solenoid Spectrometer) che ha volato per la prima volta nel Luglio del 1993 per 17 ore ad un'altitudine media di 37 km (a questo sono seguiti numerosi altri voli). BESS aveva lo scopo di misurare il flusso di e[±], p, He e qualche isotopo leggero, rivelare raggi gamma da quasar ed altre sorgenti, misurare il flusso dei muoni cosmici, lo spettro dei neutrini atmosferici e misurare l'antielio.
- MASS2 (Matter Antimatter Superconducting Spectrometer) disegnato per misurare il flusso di antiprotoni tra 4 e 20 GeV e di positroni tra 4 e 10 GeV. Ha volato nel 1989.
- CAPRICE (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Detector) esperimento che ha volato nell'agosto del 1994 per 27 e nel 1998. Lo scopo di CAPRICE è la misura del flusso di antiparticelle (positroni e antiprotoni) nei raggi cosmici.
- JACEE (Japanese-American Collaborative Emulsion Experiment) ha condotto 14 voli, di cui 5 a lunga durata (5-7 giorni) ad altitudini tali da poter trascurare l'effetto dell'atmosfera. Si compone di una serie di camere ad emulsione in piombo adatte a misurare direttamente la composizione primaria dei RC del ginocchio.

Gli esperimenti con rivelatori di cascate elettromagnetiche in atmosfera sono in genere costituiti da contatori a scintillazione (o rivelatori proporzionali a gas) ciascuno di $\sim 1 \text{ m}^2$ di area, distribuiti su una superficie molto vasta. Questi tipi di rivelatore godono di due importanti proprietà: primo, la distanza tra i contatori determina la minima energia misurabile per il primario e la precisione della misura, secondo, la superficie coperta determina la massima energia misurabile per il primario. I rivelatori di cascate elettromagnetiche misurano i prodotti dei raggi comici primari che hanno energie comprese tra i 10^{11} e i 10^{19} eV. Alcuni di questi sono:

- Haverah Park (England) rivelatore Cherenkov ad acqua di 10 km² di area;
- Yakutsk (Russia) con contatori a scintillazione, Cherenkov atmosferici e contatori di muoni, il tutto entro una superficie di 20 km²;

- Sydney (Australia) costituito da contatori di muoni, ha una superficie di 200 km²;
- Akeno (Jappone) composto da contatori a scintillazione e contatori di muoni, copre una superficie di 20 km²;
- Fly's Eye (USA) è un rivelatore di luminescenza di azoto atmosferico che copre una superficie di 60 km².

Infine ci sono gli esperimenti sotterranei per la rivelazione di neutrini e muoni. Questi rivelatori possono essere utilizzati per la comprensione della composizione chimica dei raggi cosmici attorno al ginocchio, per la ricerca dei collassi gravitazionali e per la ricerca di sorgenti extragalattiche di raggi cosmici d'energia superiore ai 10^{17} eV. Alcuni rivelatori di questo tipo sono:

- MACRO (Gran Sasso) rivelatore a scintillazione di grande massa ~ 600 tonnellate di liquido scintillante;
- LVD (Gran Sasso) rivelatore a scitillazione di grande massa ~ 600 tonnellate di liquido scintillante;
- IMB (USA) rivelatore Cherenkov ad acqua;
- Kamiokande (Jappone) rivelatore Cherenkov ad acqua di 4 kton, formato da 948 PM;
- SuperKamiokande (Jappone) rivelatore a luce Cherenkov ad acqua di 50 kton e 11000 PM, che ha sostituito Kamiokande.

Capitolo 2

L'esperimento AMS

2.1 Introduzione

L'esperimento $AMS^{(1)}$, Alpha Magnetic Spectrometer [10], finanziato dagli istituti di fisica delle alte energie e dalle agenzie spaziali di molti paesi tra cui Cina, Finlandia, Francia, Germania, Italia, Portogallo, Regno Unito, Romania, Russia, Spagna, Stati Uniti, Svizzera e Taiwan, è uno spettrometro magnetico per raggi cosmici primari.

Il prototipo di AMS (AMS-01) ha volato a bordo dello shuttle Discovery (missione NASA STS-91) dal 2 al 12 Giugno 1998, per verificare il corretto funzionamento dell'apparato e raccogliere dati all'altitudine di 400 km dal suolo, con una statistica di 100 milioni di eventi.

Attualmente è in costruzione AMS-02, che sarà installato nel 2005-2006 sulla stazione spaziale internazionale ISS, attualmente in costruzione, dove opererà per almeno tre anni per misurare il flusso di raggi cosmici primari fino al TeV.

2.2 Obbiettivi di AMS

Gli obbiettivi principali di AMS sono sostanzialmente tre:

• l'antimateria cosmica;

¹Per maggiori dettagli consultare il sito: http://ams.cern.ch/AMS/ams_homepage. html

- la materia oscura;
- lo studio dei raggi cosmici primari fuori atmosfera.

2.2.1 L'antimateria cosmica

Dirac fu il primo, nel 1929, ad introdurre la simmetria tra materia ed antimateria da considerazioni relativistiche e quantistiche: la sua equazione infatti trova soluzione solo se si assume l'esistenza di antiparticelle. Nel 1932 se ne ebbe una prima prova sperimentale quando Blackett e Occhialini scoprirono il positrone.

Nella fisica moderna, le particelle e le antiparticelle sono descritte dalla "Relativistic Quantum Theory of Field", la quale afferma che la stretta correlazione tra particelle e antiparticelle è da attribuirsi alla simmetria CPT. Il fatto che le masse in gioco di materia e antimateria sono esattamente uguali è dovuto alla commutatività tra C, P, T e l'operatore di Hamilton, dove C rappresenta la coniugazione di carica, P è l'operatore parità mentre T è l'operatore inversione di tempo. La presenza della simmetria C da sola non basta a garantire la presenza dell'antimateria: sono necessari anche la riflessione spaziale e temporale.

In particolare la creazione e l'annichilazione di fermioni sono governate dalle leggi di conservazione del numero barionico e del numero leptonico, che dicono che se creiamo alcuni fermioni ciascuno con un valore positivo del numero barionico (leptonico), nella stessa reazione dovranno essere creati altri fermioni con numero barionico (leptonico) negativo, in modo da mantenere il numero barionico (leptonico) costante. Ciò vuol dire che non possiamo creare singoli fermioni: dobbiamo creare una coppia particella-antiparticella.

Nel modello cosmologico del *Big Bang* l'universo si è formato con un'enorme esplosione, da cui hanno preso forma materia e antimateria. Il Big Bang gode di grande credibilità grazie ad alcune evidenze sperimentali:

- la legge di Hubble, che mostra una proporzionalità fra velocità di recessione delle galassie, interpretata come espansione cosmica, e distanza da noi: v = Hd, dove la costante di Hubble H fornisce il ritmo attuale di espansione dell'universo [3];
- l'abbondanza relativa degli elementi leggeri, che si sarebbero formati pochi minuti dopo il Big Bang [2] [3];

• la radiazione cosmica di fondo [11], estremamente isotropa, che riproduce perfettamente lo spettro di corpo nero alla temperatura di T = 2.7K. Tale radiazione è il "fossile" cosmico che conferma che in passato l'universo ha attraversato una fase iniziale a temperatura altissima, in cui materia e radiazione sono state in equilibrio termodinamico. L'espansione e il raffreddamento successivi hanno portato ad una "transizione di fase" in cui tale equilibrio è cessato, lasciando pochi fermioni in un bagno termico di fotoni, rivelabile oggi nel range delle microonde [12].

Dalla teoria del Big Bang caldo ci aspetteremmo uguali quantità di materia e antimateria, ma dalle misure fino ad oggi effettuate della radiazione γ extragalattica dell'ordine del MeV, si escludono grandi concentrazioni di antimateria entro la distanza dell'ordine dei 10 Mpc [13]. Attualmente ci troviamo in un dominio costituito di materia e non sappiamo ancora come sia il resto dell'Universo, possiamo solo affermare che se esistono grandi quantità di antimateria queste si trovano in domini dello spazio di scala maggiore degli ammassi di galassie, separati da zone di bassissima densità di materia, dove avvengono poche annichilazioni [14] [15].

L'esistenza dell'antimateria nell'Universo può essere studiata oltre che indirettamente tramite i raggi γ , anche direttamente attraverso la ricerca di antinuclei. Un nucleo di antielio, ad esempio, potrebbe essere d'origine primordiale oppure potrebbe essere stato prodotto dalle fusioni nel nucleo di un'antistella [17]. Attualmente antinuclei con numero atomico maggiore o uguale a 2, su scale più piccole o uguali a quelle degli ammassi di galassie, non sono stati ancora osservati. Si possono vedere i limiti al 95% di confidenza per le ricerche attuali di anti-He in figura 2.1.

2.2.2 La materia oscura

Zwicky, nel 1933, mostrò che esiste una discrepanza tra la materia luminosa, ossia la materia che si vede, e la materia totale, cioè quella che non si vede necessariamente ma di cui si sentono gli effetti dinamici; solo però negli anni '70 del secolo scorso la questione cominciò ad essere approfondita. La materia "scura" o "oscura", è formata da materia la cui natura è ancora molto incerta. Si ha evidenza di materia oscura (DM) dall'analisi della curva di rotazione della nostra galassia [3], e più in generale delle galassie a spirale, oltre che dall'effetto delle lenti gravitazionali.



Figura 2.1: Limite superiore del flusso relativo del rapporto antielio su elio, con livello di confidenza del 95%, in funzione dell'intervallo di rigidità da 1.6 GV a R_{max} . Questi risultati sono indipendenti dallo spettro incidente di antielio [16].

L'azione gravitazionale che una galassia di massa M esercita su un punto esterno alla galassia, è equivalente a quella che eserciterebbe se la stessa massa M fosse tutta concentrata nel centro della galassia. Possiamo approssimare all'ordine zero il moto di un punto a distanza R dal centro con un moto circolare uniforme con una velocità ottenibile uguagliando l'accelerazione di gravità all'accelerazione centripeta:

$$\frac{GM}{R^2} = \frac{v^2}{R} \quad \Rightarrow \quad v = \sqrt{\frac{GM}{R}} \tag{2.1}$$

Dalla (2.1) si deduce che la velocità lontano dal centro dovrebbe diminuire con $R^{-1/2}$, in realtà, tutte le curve di rotazione che si estendono dai ~ 10 fino a 30 ÷ 50 kpc di distanza dal centro, maggiori del raggio del disco, mostrano lo stesso andamento costante e piatto, $\propto R_0$, incompatibile con la distribuzione di massa "luminosa" [18] [19] [20] [21] (la (2.1) è analoga all'equazione ottenuta per le galassie ellittiche tramite il teorema del viriale).

Il rapporto M/L, che indica la frazione di massa oscura rispetto alla massa luminosa, invece di rimanere costante dal centro alla periferia delle galassie, cresce verso l'esterno. L'incremento del rapporto M/L nelle regioni periferiche potrebbe essere causato da:

- una formazione stellare diversa tra zona e zona della stessa galassia, ad esempio una maggior formazione nelle zone più esterne di stelle piccole poco luminose e *jupiters*, pianeti massicci;
- una popolazione di buchi neri e stelle di neutroni provenienti da generazioni più vecchie di stelle, che cresce verso l'esterno;
- la presenza di una grande quantità di particelle "esotiche" predominanti dove scarseggia la materia "luminosa".

ma d'altro canto possiamo affermare che:

- è difficile ipotizzare processi di formazione stellare così diversi da zona a zona della stessa galassia, o una tale percentuale di jupiters;
- non è plausibile una concentrazione così elevata di buchi neri e/o stelle di neutroni nelle zone periferiche, anche per i valori osservati di metallicità;
- e infine, il rapporto M/L non cresce solo nelle zone esterne della galassia, ma cresce anche all'aumentare della scala di strutture che si osservano (stelle, galassie, gruppi di galassie, ecc.), dimostrando così che non può essere troppo collegato a processi di formazione stellare differenziata. Questo implica tra l'altro che la distribuzione di materia oscura è piuttosto omogenea e diffusa.

Per concludere, possiamo dire che la materia oscura è suddivisa in due importanti componenti, la materia barionica e quella non barionica.

Materia barionica

Ha come candidati principali [22] [23] [24]:

- resti di stelle massicce alla fine della loro evoluzione e nane brune, stelle formate di H ed He, con massa inferiore a $0.08 \ M_{\odot}$ che è il valore necessario ad innescare le reazioni nucleari all'interno delle stelle. Anche se sono molto difficili da osservare per la loro scarsa luminosità, esse si comportano da lenti gravitazionali su quasar lontani; gli effetti osservati non sono così numerosi come quelli che invece dovremmo vedere per spiegare il rapporto M/L;
- comete, asteroidi o simili di piccole dimensioni;
- gas neutro o ionizzato.

Materia non barionica

È stata divisa, dal punto di vista cosmologico, in:

• *hot dark matter* (HDM), costituita da particelle relativistiche tra cui i neutrini, prodotta soprattutto nell'universo primordiale. La densità della HDM da sola non può spiegare tutta la materia scura: essendo molto energetica non riesce a condensare in strutture compatte per questo dovremmo avere troppo poche galassie vecchie.

La situazione non sarebbe molto diversa anche se i neutrini avessero massa, perché comunque non sarebbero sufficienti a spiegare tutta la materia oscura. Nonostante le numerose ricerche, la massa dei neutrini non è stata ancora misurata. Sono stati definiti solo dei limite superiori di massa pari ad esempio a $(10 \div 15)$ eV per il ν_e e 0.17 MeV per il ν_{μ} e 18.2 MeV per il ν_{τ} [25].

• cold dark matter (CDM) [26] [27], costituita da particelle di bassa velocità, come gli assioni, che potrebbero avere una massa compresa entro 10^{-6} e 10^{-2} eV, e dalle WIMP (*Weakly Interacting Massive Particles*), particelle con massa compresa tra pochi GeV e qualche TeV di bassa velocità, $10^{-1} < \beta < 10^{-3}$.

Conoscere la quantità di materia nell'Universo è di fondamentale importanza per la cosmologia. Dalla densità di materia presente, infatti, se ne determina la geometria, e quindi la struttura e la curvatura, e ciò permette la corretta interpretazione dell'osservazione di oggetti lontani. In cosmologia solitamente la densità di massa dell'universo si esprime in unità di densità critica: $\Omega = \rho/\rho_c$, dove $\rho_c ~(\simeq 10^{-29})$ g cm⁻³ rappresenta la densità richiesta affinché si abbia un Universo euclideo, cioè con metrica piatta, mentre ρ rappresenta la densità attuale dell'Universo. Pertanto a seconda dei valori assunti da ρ possono presentarsi per Ω e per l'Universo le seguenti situazioni:

- se $\Omega > 1$ l'Universo è chiuso;
- se $\Omega = 1$ l'Universo è piatto (di Einstein-De Sitter);
- se $\Omega < 1$ l'Universo è aperto.

 Ω è dato dalla somma di due contributi $\Omega_M \in \Omega_\Lambda$, dove Ω_M rappresenta il contributo di materia barionica e non, mentre Ω_Λ quello ricavato dalla costante cosmologica [28]. Le misure più recenti di BOOMERANG e di MAXIMA-1 [29] hanno trovato $\Omega = \Omega_M + \Omega_\Lambda = 0.35(\pm 0.1) + 0.8(\pm 0.2) =$ $1.15(\pm 0.2).$

2.2.3 Lo studio dei raggi cosmici

AMS si propone di contribuire ad una maggior conoscenza dei raggi cosmici primari al di fuori dell'atmosfera, di energia compresa tra ~ 0.5 GeV e ~ 1000 GeV.

I palloni aereostatici, l'altra tipologia di rivelatori di RC di queste energie, hanno tre grandi limiti:

- non possono superare i 40 Km di quota e subiscono un alto fondo di particelle secondarie date dall'interazione dei raggi cosmici primari nei (4 ÷ 6) g · cm⁻² di atmosfera residui;
- la durata dei voli su pallone, fino ad ora, non ha superato le tre settimane. Quindi tali esperimenti non possono avere un'alta statistica, riducendo così la sensibilità dello strumento;
- i palloni sondano una zona piuttosto limitata in coordinate geomagnetiche.

AMS-02 permetterà di misurare i seguenti parametri per i raggi cosmici carichi:

- la carica |Z| a partire dalla perdita di energia dE/dx rilasciata nel materiale che costituisce il rivelatore;
- la quantità di moto e il verso di curvatura delle particelle che interagiscono elettromagneticamente;
- la loro energia totale;
- la velocità β e, indirettamente, la massa delle particelle, associando questa misura a quella dell'impulso delle tracce corrispondenti;

inoltre sarà possibile fare la fisica dei γ di alta energia, anche se lo strumento avrà una accettanza non troppo elevata per questo tipo di particelle.

Grazie ad una statistica prevista di 10^9 eventi sarà possibile trarre considerazioni più precise sull'interazione, l'origine e la propagazione dei raggi cosmici vicino a noi e nella galassia.

2.3 AMS-01

AMS-01 è stato il prototipo di AMS nella cosidetta "fase 1": prima di essere istallato sulla stazione orbitante, la NASA ha richiesto che fosse effettuato un volo di prova di AMS sullo shuttle, per verificarne il corretto funzionamento.

In fase di lancio e durante il volo le strutture devono resistere a notevoli sollecitazioni meccaniche, causate dalle vibrazioni e dal repentino cambio di pressione, che in pochi minuti raggiunge le 10^{-12} atm. A causa della bassa pressione e dell'alta densità delle cariche libere in orbita, la conducibilità elettrica è molto elevata, almeno sette ordini di grandezza superiore rispetto al livello del mare [30], è necessario pertanto isolare l'elettronica d'acquisizione per non avere troppi segnali spuri causati dalle cariche libere, e ancora più importante è evitare le scariche dei punti ad alta tensione.

Inoltre non essendo previste manutenzioni una volta avvenuto il lancio, sono state incorporate parti ridondanti dell' elettronica, a garanzia del corretto funzionamento anche in caso di qualche rottura. Infine poiché nei novanta minuti impiegati dallo shuttle per compiere un'orbita attorno alla Terra [31], la temperatura esterna varia tra i 55 °C (quando è diretto verso il nostro pianeta) ed i -44 °C (quando è diretto in verso opposto), è stato studiato il comportamento della conduzione termica delle varie parti che compongono l'apparato con lo scopo di limitare l'escursione termica.
2.3 - AMS-01



Figura 2.2: AMS-01.

AMS-01 ha 5 elementi principali (figura 2.2): un magnete permanente, un tracker a *micro-strip* di silicio, un sistema tempo di volo, un sistema di anticoincidenze, e un contatore Cherenkov a soglia.

2.3.1 Il magnete permanente

Il magnete permanente di AMS è un cilindro cavo alto 80 cm, con il raggio interno di 51.4 cm e quello esterno di 60 cm [32]. Esso è costituito da blocchi di materiale ferromagnetico (Nd-Fe-B) racchiusi all'interno di una struttura di alluminio.

Il magnete, che ha una massa di circa 1900 kg, forma un campo magnetico dipolare perpendicolare all'asse del cilindro, con un intensità massima di 1.4 kG, mentre all'esterno della cavità il campo cala bruscamente fino a raggiungere pochi gauss a due metri dal centro, così come richiesto dalla NASA.

Il campo magnetico prodotto dal magnete fa curvare la particella che attraversa lo strumento facendogli percorrere un'elica di raggio di curvatura:

$$r = \frac{p\sin\theta}{|Z| e B} \tag{2.2}$$

dove p è la quantità di moto della particella, |Ze| è il modulo della sua carica, B quello del campo magnetico e θ è l'angolo tra la direzione della particella e quella del campo. Tramite la misura del raggio di curvatura si ricava la rigidità della particella, definita come:

$$R = \frac{c\,p}{|Ze|}\tag{2.3}$$

dove c è la velocità della luce. La rigidità ha le dimensioni di un potenziale elettrico e si misura comunemente in giga-volt (GV).

2.3.2 Il tracker

Il tracker è costituito da sei piani paralleli composti da wafer di silicio di 4×7 cm², dello spessore di 300 μ m, disposti in modo da coprire senza "buchi" una superficie circolare, in realtà per motivi di tempo la superficie non è stata ricoperta tutta ma solo una zona rettangolare centrale (figura 2.3).

Su ogni wafer sono state depositate delle microstrip di metallo, spaziate fra loro di 26 μ m, in direzioni fra loro ortogonali, che raccolgono la carica liberata al passaggio delle particelle.

Quattro piani si trovano all'interno del magnete, mentre gli altri due sono posti uno al di sopra e uno al di sotto in modo da racchiuderlo, con un'accettanza di $0.16 \text{ m}^2 \text{sr.}$

Il tracker permette di ricostruire la traccia di una particella che attraversa il magnete, con una risoluzione di $(10\div15)$ µm nel piano (Y,Z) (bending plane). È possibile determinare la carica depositata per ionizzazione in ogni piano: dE/dx è misurato con una risoluzione del 6% per rigidità tra 3 e 10 GV.





Figura 2.3: Il tracker usato in AMS-01.

2.3.3 Il sistema di anticoincidenze

Il sistema di anticoincidenze (ACC) ha la funzione di *veto* nel trigger, ovvero elimina quegli eventi che creano segnale negli scintillatori delle ACC. Lo scopo è quello di eliminare gli eventi generati per l'interazione di una particella con il magnete o con la struttura di sostegno.

Questo sistema si compone di un gruppo di 16 scintillatori organici lunghi 80 cm e spessi 1 cm, che ricoprono la superficie interna del magnete e circondano i piani del tracker (figura 2.4). Ogni scintillatore è collegato ad un fotomoltiplicatore per lato, al quale la luce arriva tramite guide di luce ricurve a fibre ottiche.



Figura 2.4: Sistema di anticoincidenze usato in AMS-01.

2.3.4 Il Cherenkov a soglia

Il contatore Cherenkov a soglia (figura 2.5) è posto sotto il rivelatore ed è formato da due piani di celle di *aerogel*, delle dimensioni di $10 \times 10 \times 7$ cm³. Le celle sono rivestite di materiale riflettente per massimizzare la raccolta di luce che viene poi mandata ad un fotomoltiplicatore, e sono montate in una matrice di 8×10 sul piano superiore e 8×11 sul piano inferiore, sfalsate di circa 5 cm.

Il rivelatore Cherenkov permette di aumentare l'intervallo d'impulso in cui è possibile identificare gli antiprotoni, separandoli dal fondo di elettroni, fino a circa 3.5 GeV [31].



Figura 2.5: Il rivelatore Cherenkov di AMS-01.

2.3.5 Il sistema TOF

Il sistema TOF (*Time Of Flight*) è uno strumento che è stato costruito interamente a Bologna nei laboratori dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (figura 2.6). La sua importanza in AMS è dovuta al fatto che [16] [33]:

- fornisce il *fast trigger* a tutto l'esperimento (ovvero il tempo zero e il "via" all'elettronica di acquisizione);
- può distinguere, con la misura del tempo di volo, tra particelle che vanno dall'alto verso il basso e viceversa, e tra elettroni e protoni fino a circa 1.5 GeV;
- fornisce la misura della carica della particella in aggiunta alla misura fatta dal tracker.

L'ESPERIMENTO AMS



Figura 2.6: Il sistema TOF di AMS-01.

Il TOF di AMS-01 si compone di 4 piani di scintillatori plastici (Bicron BC408), due sopra e due sotto al magnete. Gli scintillatori hanno una lunghezza che varia tra i 72 e i 136 cm e sono larghi 11 cm; sono disposti in direzioni ortogonali tra loro in modo da ricostruire le due coordinte del punto di passaggio della particella. I contatori adiacenti sono sovrapposti di 0.5 cm per tutta la lunghezza e ricoprono completamente una superficie di circa 1.3 m^2 , corrispondente all'apertura del magnete permanente.

Tutti i contatori hanno all'estremità tre fotomoltiplicatori R5900 Hamamatsu, che ricevono i fotoni attraverso guide di luce trapezoidali la cui forma è quella che dà una minor dipendenza dal punto d'incidenza sullo scintillatore [34], realizzate in plexyglass.

I segnali degli anodi dei tre PM, di ciascun lato del contatore, sono sommati insieme per darne uno unico, detto *segnale di anodo*; il *segnale di dinodo* è dato invece dalla somma dei segnali del penultimo dinodo dei tre fototubi. Questi PM sono stati scelti perché costruiti per l'utilizzo nello spazio: sono molto piccoli (26 mm di diametro) e leggeri e hanno bisogno di una bassa tensione di alimentazione (inferiore ai 900 V).

Ogni coppia di piani, posti in direzioni perpendicolari tra loro in modo da formare una griglia, è disposta su un supporto di alluminio a nido d'ape (honeycomb) molto leggero e rigido, che racchiude il magnete. Il peso complessivo del TOF è circa 2×125 kg, comprendente il rivelatore, la struttura di supporto e l'elettronica, come richiesto dalle specifiche NASA, e la potenza totale è limitata a 150 W.

2.3.6 Il trigger

Il trigger di AMS ha tre diversi livelli:

- il *fast trigger*, generato dal TOF al passaggio di una particella quando si riceve almeno un segnale da 3 sui 4 piani del TOF (per ogni piano basta il segnale da un solo lato dei contatori). Il fast trigger fornisce il "tempo zero" di attraversamento della particella e dà il via all'elettronica d'acquisizione di tutto l'esperimento;
- il *first level trigger* si ha quando si verificano contemporaneamente le condizioni seguenti: il segnale di fast trigger, quello della matrice di coincidenza, che serve ad escludere le tracce che non colpiscono il tracker, e l'assenza di segnali dalle ACC;
- Il third level trigger. Tutti i dati che provengono dai diversi detector sono mandati a un processore che accetta gli eventi se si verificano le tre condizioni seguenti: primo l'AND dei due lati dei contatori del TOF "colpiti", secondo un limite superiore sulla somma di tutte le distanze dai punti di incidenza della particella sui piani del tracker da quelli corrispondenti ad un'approssimazione rettilinea della traiettoria, e infine terzo, la condizione che la traccia estrapolata dal tracker passi per i contatori del TOF colpiti.

Con AMS-01 in 10 giorni sono stati raccolti circa 100 milioni di eventi, che sono stati compressi e memorizzati negli *hard disk* dello shuttle, mentre solo il 10% di questi dati è stato trasmesso a terra in tempo reale.



Figura 2.7: Spettro primario dell'elio [17].

2.3.7 Risultati

In breve, i risultati ottenuti tramite AMS-01 pubblicati fino ad ora sono i seguenti:

- sono stati raccolti un totale di 2.86×10^6 nuclei di He (figure 2.7 e 2.8), con rigidità inferiore a 140 GV, e tra essi non è stato trovato alcun nucleo di antielio. Assumendo che l'antielio abbia lo stesso spettro di rigidità dell'elio, si ottiene un limite superiore per il flusso relativo di antielio di 1.1×10^{-6} , al 95% di *confidence level* [17] (figura 2.1).
- Sui protoni vicino alla terra è stato evidenziato che:
 - lo spettro primario misurato da ~ 0.2 GV a ~ 140 GV e parametrizzato dai 10 ai 200 GV, ha un'indice spettrale $\gamma = 2.78 \pm 0.01(\text{fit}) \pm 0.02(sys)$ [36].
 - il flusso di protoni secondari dipende dall'energia e dalla latitudine geomagnetica: entro l'intervallo $0.3 < \Theta_M < 0.8$ rad è circa



Figura 2.8: Spettro primario dell'elio di AMS-01 confrontato con quello di altri esperimenti [17].

costante, mentre vicino all'equatore geomagnetico, nell'intervallo $0 < \Theta_M < 0.3$ rad il flusso dei protoni aumenta di un fattore $2 \div 3$. Inoltre nell'intervallo $0 < \Theta_M < 0.8$ rad il flusso delle particelle intrappolate verso l'alto è circa uguale a quello verso il basso, entro l' 1% (figure 2.9 e 2.10).

- Per $\Theta_M > 1.0$ rad lo spettro secondario è gradualmente "oscurato" da quello primario (figura 2.9c).
- I protoni dello spettro secondario si sono per lo più formati nell'atmosfera entro una zona ben definita (figura 2.11), eccetto una



Figura 2.9: Spettro espresso in energia cinetica dei protoni provenienti dall'alto e dal basso. Le figure a), b) e c) mostrano chiaramente l'effetto del cut-off geomagnetico e la sua diminuzione con θ_M [35].

piccola percentuale rilevata attorno alla *South Atlantic Anomaly*, dove i raggi cosmici vengono intrappolati in una traiettoria chiusa, e risulta molto difficile stabilire la loro origine [35].

• Sugli elettroni è stato messo in luce che il flusso degli e⁻ predomina su quello degli e⁺ nei RC primari, in accordo con le misure precedenti (figura 2.12). Per e⁻ e gli e⁺ secondari il flusso proveniente da sopra e sotto il rivelatore sono circa uguali; inoltre il loro flusso che è massimo all'equatore geomagnetico, all'aumentare dalla latitudine, quello dei positroni cala più rapidamente di quello elettronico (figura 2.13) [37].



Figura 2.10: Confronto tra lo spettro secondario dei protoni verso l'alto e verso il basso alle diverse latitudine geomagnetiche [35].



Figura 2.11: I protoni secondari raccolti da AMS hanno avuto origine in una zona ben definita del campo geomagnetico, rappresentato dalle linee tratteggiate [35].



Figura 2.12: Flusso degli e^{\pm} insieme al fondo nella regione geomagnatica polare $\theta < 0.9$ [37].



Figura 2.13: Rapporto dei flussi di e^{\pm} . Il flusso dei positroni diminuisce più rapidamente di quello degli elettroni all'aumentare di θ_M [37].

L'esperimento AMS

Capitolo 3

Gli elettroni nei raggi cosmici

3.1 La componente elettronica dei raggi cosmici

Gli elettroni si distinguono dagli altri costituenti degli atomi per la mancanza di interazioni adroniche e la massa molto piccola. Sono una componente enigmatica dei raggi cosmici, infatti non è ancora chiaro perché siano così pochi (solo l'1% dei protoni all'energie del GeV) mentre è noto dalle misure delle abbondanze relative degli elettroni (~ 90%) e dei positroni (~ 10%), che la maggior parte degli e⁻ deriva dalle sorgenti primarie [38]. Le osservazioni radio hanno mostrato che i resti di supernova sono i siti di accelerazione più probabili, e le misure recenti nella regione X e gamma, hanno indicato il fronte di espansione di un resto di SN (SN1006) come possibile acceleratore di elettroni di alta energia, dell'ordine dei 100 TeV [39], [40].

Generalmente si assume che gli elettroni negativi siano accelerati con i protoni e i nuclei e che abbiano anche lo stesso spettro di impulso [41]. L'origine dei positroni, d'altro canto, è generalmente attribuita alla produzione secondaria nella galassia, soprattutto per il decadimento dei pioni positivi che si creano nelle interazioni adroniche protone-protone.

Durante la propagazione dalle sorgenti fino a noi, gli elettroni interagiscono elettromagneticamente. La loro piccola massa induce delle perdite significative di energia dovute alla *bremsstrahlung* con il gas interstellare, all'effetto Compton inverso con i fotoni della CBR e all'emissione di sincrotrone nel campo magnetico galattico. L'interazione Compton con la radiazione cosmica di fondo testmonia che gli elettroni non attraversano distanze intergalattiche. Infatti le perdite per Compton inverso con i fotoni della CBR dovrebbero dare una radiazione X diffusa piuttosto significativa nello spazio tra le galassie, che invece non si osserva [7]. Per questo gli elettroni sono l'unica specie dei raggi cosmici per i quali i contributi extragalattici sono esclusi con certezza.

Fin dal 1970 è noto che lo spettro degli elettroni sopra ai 10 GeV è considerevolmente più ripido di quello di qualunque altra specie dei RC, e si ritiene che tale irripidimento sia dovuto alle perdite di energia per radiazione durante la propagazione [42].

3.2 Interazione degli elettroni con il mezzo interstellare

Gli elettroni interagiscono con il mezzo interstellare e con il campo magnetico galattico in diversi modi:

- bremsstrahlung;
- radiazione di sincrotrone;
- effetto Compton inverso.

3.2.1 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung significa "radiazione di frenamento", infatti è la radiazione emessa da un elettrone, che accelerato da una carica qualsiasi, irradia, e pertanto viene "frenato". Tale emissione potrebbe interessare anche altre particelle cariche, ma la radiazione è inversamente proporzionale al quadrato della massa della particella, pertanto risulta poco apprezzabile per particelle più pesanti dall'elettrone. La bremsstrhalung è un'emissione di tipo *freefree*: l'elettrone passa da uno stato libero ad un altro stato libero. Il termine "termica" che spesso l'accompagna, indica i casi in cui elettroni e nuclei sono in equilibrio termodinamico.

I luoghi astrofisici dove avviene principalmente questa emissione sono: nelle regioni HII alla temperatura di 10^4 K (emissione radio), nelle binarie X alla temperatura di 10^7 K (emissione X), o nel gas intergalattico negli ammassi di galassie, alla temperatura di 10^8 K (emissione X).

Se consideriamo il processo elementare di un elettrone che si muove con velocità v e interagisce, con un parametro d'urto b, con un nucleo di carica Ze, troviamo che l'energia irradiata in una "collisione" è proporzionale a:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \propto \frac{Z^2 e^6}{c^3 \, m_{\rm e}^2 \, b^2 \, v^2} \tag{3.1}$$

Se consideriamo un plasma ionizzato con densità di ioni $n_{\rm Z}$ ed una densità $n_{\rm e}$ di elettroni, con una distribuzione di velocità maxwelliana, l'emissione integrata su tutto lo spettro sarà:

$$J \propto T^{1/2} n_{\rm e} n_{\rm Z} Z^2 \,\overline{g}_{\rm ff}(T) \propto T^{1/2} n_{\rm e}^2 \,\overline{g}_{\rm ff} \tag{3.2}$$

dove T è la temperatura e $\overline{g}_{\rm ff}$ è il fattore di Gaunt = $\sqrt{3}/\pi \ln(b_{\rm max}/b_{\rm min})$, con b parametro d'urto, che è funzione dell'energia dell'elettrone e della frequenza a cui esso irradia.

Nel caso in cui gli elettroni hanno una distribuzione di energia del tipo $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$ e interagiscono con il mezzo interstellare, lo spettro di breemstrahlung, integrato su tutti gli elettroni di ogni energia, sarà:

$$J(\nu) \propto \nu^{\gamma - 1} \left(\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm}^3 \,\mathrm{s} \,\mathrm{Hz}} \right)$$
 (3.3)

3.2.2 Radiazione di sincrotrone

La radiazione di sincrotrone fu osservata per la prima volta nel 1948 al sincrotrone della General Electric. Questa è la radiazione emessa da elettroni molto energetici che spiraleggiano in un campo magnetico ed è uno dei processi dominanti nell'astrofisica delle alte energie.

Un elettrone con velocità **v** entro un mezzo con un campo magnetico **B** viene deviato dalla traiettoria rettilinea, o spiraleggia attorno alle linee di forza del campo magnetico (se ha energia inferiore a quella del campo magnetico) con un raggio di curvatura noto come raggio di Larmor, $r_{\rm L} \propto v_{\perp}/B$, ed irradia una potenza:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \propto v_{\perp}^2 H^2 \tag{3.4}$$



Figura 3.1: Spettro di emissione delle prime 20 armoniche della radiazione emessa da un elettrone relativistico insieme a quello di emissione totale dato dalla somma dei contributi delle varie armoniche [2].

che ha le caratteristiche di una radiazione di dipolo oscillante alla frequenza di sincrotrone dell'elettrone $\nu(MHz) \approx 2.5 H(G)$, che dipende solo dall'intensità del campo magnetico.

Se l'elettrone è relativistico la radiazione può ancora considerarsi di dipolo nel sistema di riferimento dove l'elettrone è instantaneamente in quiete, ma nel sistema del laboratorio metà della radiazione è concentrata in un cono molto stretto, centrato nella direzione istantanea della velocità, mentre l'altra metà è diluita praticamente su tutto lo spazio restante.

La radiazione di sincrotrone è prodotta da elettroni che si muovono all'interno di un campo magnetico. Se l'elettrone è relativistico l'osservatore riceve la radiazione, solo se la sua linea di vista è vicina al piano dell'orbita ed è entro l'angolo del cono di emissione. La radiazione di un singolo elettrone pertanto non è continua, ma è costituita da impulsi il cui massimo si ha quando la velocità dell'elettrone è diretta verso l'osservatore.

La luminosità monocromatica che è la potenza emessa per unità di fre-

quenza, si ottiene facendo l'analisi di Fourier dell'impulso ricevuto (figura 3.1). Lo spettro è continuo ed ha un cambio di pendenza per $\nu = \nu_{\rm s}$, con $\nu_{\rm s} \propto HE^2$. Per $\nu \ll \nu_{\rm s}$ la potenza irradiata è $\propto (\nu/\nu_{\rm s})^{1/3}$, mentre per $\nu \gg \nu_{\rm s}$ è la potenza $\propto e^{-(\nu/\nu_{\rm s})}$ e diviene presto trascurabile.

La perdita di energia di un elettrone relativistico è data dalla formula:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3}\,\sigma_{\mathrm{T}}\,\gamma^{2}c\,\frac{H^{2}}{8\pi}\tag{3.5}$$

dove $\sigma_{\rm T} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ rappresenta la sezione d'urto Thomson dell'elettrone valida per $E << m_{\rm e}c^2 = 511 \text{ keV}$ (per $E > m_{\rm e}c^2$ si usa la sezione d'urto di Klein-Nishina). Un insieme di elettroni con lo spettro di energia dei raggi cosmici, $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, produce uno spettro di radiazione di sincrotrone:

$$J(\nu) \propto N_0 H_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{\frac{-\gamma+1}{2}}$$
 (3.6)

Se gli elettroni sono orientati a caso nel campo magnetico, il termine $H_{\perp}^{(\gamma+1)/2}$ va sostituito con una quantità corrispondente al valor medio.

3.2.3 Effetto Compton inverso

L'effetto Compton si verifica quando un fotone cede parte del suo impulso ad un elettrone di energia paragonabile, passando così a lunghezze d'onda maggiori, al contrario l'effetto Compton inverso si ha quando un elettrone in movimento possiede un'energia cinetica $E_{\rm k} = m_{\rm e}c^2(\gamma - 1)$ elevata rispetto a quella del fotone, $E_{\gamma} = h\nu$; in questo caso nell'interazione tra i due, è l'elettrone che cede parte del suo impulso al fotone, che pertanto assume una lunghezza d'onda più corta di quella che aveva precedentemente.

La perdita di energia da effetto Compton inverso di un elettrone relativistico ($E \ll m_e c^2$) è data da:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \frac{4}{3} \,\sigma_{\mathrm{T}} \,\gamma^2 c \,w_{\mathrm{rad}} \tag{3.7}$$

dove $w_{\rm rad}$ rappresenta la densità media di energia della radiazione, $\sigma_{\rm T}$ la sezione d'urto Thomson dell' elettrone e γ fattore di Lorentz. Questa espressione è molto simile a quella di sincrotrone (3.5): possiamo dire che le perdite di energia per Compton inverso superano quelle per sincrotrone quando $w_{\rm rad} > H^2/8\pi$, cioè in oggetti molto compatti e luminosi.

Se lo spettro degli elettroni è una legge di potenza, $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, lo spettro di Compton inverso sarà dato da:

$$J(\nu) \propto \nu^{-\frac{\gamma-1}{2}} \tag{3.8}$$

simile a quello di sincrotrone (la forma analitica che esprime le perdite radiative è la stessa per i due processi).

3.3 La modulazione solare

Prima di arrivare fino a noi gli elettroni, così come le altre specie dei raggi cosmici, sono costretti ad entrare in una zona detta *eliosfera* (§3.3.2) in cui risentono degli effetti del vento solare.

3.3.1 L'attività solare

L'atmosfera solare è definita come quella regione del Sole da cui è possibile ricevere direttamente radiazione elettromagnetica, mentre l'interno solare è formato delle regioni sottostanti. L'atmosfera solare, così come quella di qualunque altra stella, è sede di numerose perturbazioni che concorrono a formare quei fenomeni noti come attività solare che generalmente sono di carattere ciclico. Quando l'attività solare è al minimo, si parla di Sole quieto.

Gli strati più profondi dell'atmosfera solare, fino a circa -400 Km dalla superficie, fanno parte della *fotosfera*, ed essendo questi molto opachi impediscono alla radiazione proveniente dall'interno solare di fuoriuscire. Risalendo dalla fotosfera verso l'esterno della stella troviamo la *cromosfera* e la *corona*.

Nell'atmosfera solare, le complesse interazioni tra i campi magnetici discontinui ed i moti del plasma, danno luogo all'attività del Sole, variabile con il tempo, che interessa la fotosfera, la cromosfera e la corona, tendendo però a concentrarsi in regioni, fra loro interagenti, chiamate *regioni attive*.

Nelle regioni attive le perturbazioni possono evolvere e dare origine a macchie e brillamenti, i quali esercitano un'azione visibile anche nel mezzo interplanetario. Essi consistono nella rapida emissione di energia in forma sia elettromagnetica che corpuscolare, da una regione relativamente piccola. Al massimo di attività si possono creare anche delle protuberanze, che sono zone molto dense considerate come disomogeneità della corona solare, mantenute in vita dal campo magnetico, che possono durare da qualche giorno a mesi.

3.3.2 Il vento solare

L'atmosfera più esterna del Sole, la corona solare, è in continua espansione idrodinamica, producendo un plasma che viene immesso nel mezzo interstellare conosciuto come *vento solare*. Questo è costituito per la maggior parte da protoni ed elettroni con tracce di nuclei di elio e di atomi più pesanti, di energia dell'ordine del MeV [2].

L'espansione del vento solare avviene fino a circa 100 A.U. (A.U.=unità astronomica = 149 598 875 km) dal Sole, oltre Plutone, fino a dove la pressione del vento solare diventa uguale a quella del mezzo interplanetario, dovuta essenzialmente alla presenza di gas interstellare anch'esso permeato di campi magnetici. 100 A.U. è anche la dimensione del raggio dell'*eliosfera*, definita come la zona in cui il vento solare si può distinguere dal mezzo interstellare.

A causa dell'alta conducibilità del plasma, il campo magnetico è congelato in esso, e pertanto viene trasportato all'esterno del Sole nello spazio interplanetario. Per la rotazione del Sole, il plasma espulso radialmente e il campo magnetico vengono trascinati formando una struttura a spirale di Archimede.

Sovrapposte al campo magnetico su larga scala ci sono molte irregolarità del campo di scala molto più piccola, generate dalla turbolenza e dall'instabilità della corona solare e del mezzo interplanetario. I raggi cosmici galattici sono influenzati da queste irregolarità del campo magnetico quando entrano all'interno dell'eliosfera, e fanno sì che il flusso dei raggi cosmici di bassa energia che si misura sulla Terra risulti alterato, *modulato*, rispetto a quello del mezzo interstellare (figura 3.2).

Il concetto di modulazione dei raggi cosmici di *rigidità* (definita cone R = pc/Ze dove p è l'impulso della particella, Ze la carica e c la velocità della luce) inferiore al gigavolt fu sviluppato originariamente da Parker nel 1965, per spiegare l'anticorrelazione osservata tra l'intensità dei raggi cosmici e l'attività solare [43] [44]; nel senso che la densità di raggi cosmici misurata sulla Terra diminuisce quando l'attività solare (figura 3.2) è massima. Le condizioni interplanetarie cambiano in media con il ciclo solare di 11 anni e producono corrispondenti cambiamenti nella modulazione. Infatti mentre il vento solare non cambia molto e non è molto correlato all'attività del Sole, il campo magnetico e soprattutto le irregolarità del campo magnetico ne dipendono notevolmente, dal momento che ogni 11 anni il Sole cambia la polarità magnetica.



Figura 3.2: Variazione dell'attività solare e del flusso di raggi cosmici dal 1973 al 1992 [45] (§3.5).

3.4 La modulazione geomagnetica

Una volta entrati nell'eliosfera i raggi cosmici, prima di essere finalmente rivelati, risentono di un ulteriore mutamento causato dalla presenza del campo magnetico terrestre.

Il campo magnetico terrestre può essere rappresentato in prima approssimazione come un campo di dipolo, il cui asse è inclinato di 11 gradi rispetto all'asse di rotazione terrestre e il cui prolungamento interseca la Groenlandia e l'Antartico.

L'analisi e l'interpretazione delle numerose variazioni presentate dal campo magnetico terrestre sono estremamente complesse: esistono variazioni di carattere sistematico, altre di carattere periodico, correlate con l'attività so-



3.4 — La modulazione geomagnetica

Figura 3.3: La magnetosfera terrestre.

lare, con i moti della ionosfera e con la rotazione solare, e infine ci sono le variazioni improvvise chiamate *tempeste magnetiche*, generalmente causate dall'arrivo di plasma solare ad elevata velocità associato ai brillamenti del Sole.

La Terra è investita continuamente dal vento solare: ne consegue la formazione di una cavità, detta magnetosfera, entro cui viene confinato il campo magnetico terrestre (figura 3.3). Dalla parte del Sole il limite della magnetosfera è generalmente compreso entro (10 ÷ 12) raggi terrestri ($R_{\rm T} \approx 6371.06$ km), ma può arrivare anche intorno ai (6 ÷ 8) raggi terrestri: la posizione del limite varia con l'intensità del vento solare e del campo magnetico che lo permea. Dalla parte opposta del Sole la magnetosfera si estende come la coda di una cometa sino ad una distanza di circa mille raggi terrestri.

All'interno della magnetosfera sono state scoperte alla fine degli anni cinquanta del secolo scorso, grazie a mezzi spaziali, le cosiddette *fasce di radiazione* o *fasce di Van Allen* costituite di particelle cariche che spiraleggiano intorno alle linee di forza del campo magnetico terrestre [46]. La fascia interna è compresa tra 1.2 e 4.5 raggi terrestri mentre quella esterna è compresa tra 4.5 e 6 raggi terrestri. La fascia interna è formata principalmente da protoni e elettroni prodotti in seguito all'interazione di raggi cosmici con l'atmosfera della Terra, comincia ad un'altezza di circa 1000 km dal suolo terrestre e la sua estensione verso il basso è nota come *anomalia atlantica* ⁽¹⁾, mentre la fascia esterna è formata soprattutto dal plasma trasportato dal vento solare.

I raggi cosmici che entrano nella magnetosfera terrestre seguono traiettorie di particelle cariche in un campo magnetico ovvero traiettorie di Størmer [47] [48]. Per la configurazione del campo geomagnetico il moto delle particelle di bassa energia è scomponibile in tre componenti: un moto a spirale attorno alla linea locale del campo magnetico, un moto di "rimbalzo" nordsud lungo tale linea e un moto di deriva est-ovest. Il valore minimo di rigidità di una particella per sfuggire dalla magnetofera o per entrarvi dall'esterno è noto come *cut-off geomagnetico*. Particelle con rigidità inferiore al cutoff, che si trovano all'interno della magnetosfera, vi restano intrappolate, e in particolari condizioni climatiche e magnetiche, formano le aurore boreali; se invece si trovano all'esterno della magnetosfera, non riescono a penetrare all'interno e vengono respinte verso lo spazio interstellare.

L'espressione per trovare il valore della rigidità di cutoff alle varie latitudini geomagnetiche θ , è la seguente:

$$R_{\text{cut-off}} = 59.4 \left[\frac{R_{\text{T}}}{R} \frac{\cos^2 \theta}{1 + \sqrt{1 - \cos w \cos^3 \theta}} \right]^2 \quad (\text{GV}) \tag{3.9}$$

dove $R_{\rm T}$ è il raggio terrestre, R è il raggio dell'orbita, e w è l'angolo formato dalla velocità della particella con la normale al piano meridiano geomagnetico [45].

Per i protoni che incidono radialmente la superficie terrestre, sono riportati, nella tabella che segue, i valori minimi dell'impulso e dell'energia cinetica:

latitudine geomagnetica(°)	cp_{\min} (GV)	E_{\min} (GeV)
0	14.9	14.0
40	5.1	4.3
60	0.93	0.48

¹In coordinate geografiche l'anomalia atlantica è la zona definita da: $300^{\circ} < \phi < 330^{\circ}$, $-10^{\circ} < \theta < 5^{\circ}$, dove ϕ è la longitudine e θ è la latitudine.

3.5 Lo spettro del mezzo interstellare locale

Una volta misurato il flusso degli e⁻ primari dei RC, si può risalire al valore che assume fuori dall'eliosfera, perché rappresenta la misura del flusso degli elettroni nel mezzo interstellare locale e descrive meglio la situazione media del mezzo interstellare.

I modelli attualmente più soddisfacenti per spiegare la propagazione dei raggi cosmici nell'eliosfera e per raccogliere informazioni sulla modulazione solare, sono quelli di tipo diffusivo.

La modulazione solare dei raggi cosmici galattici può essere discussa in termini di un modello a simmetria sferica nel quale le particelle si propagano per convezione e diffusione e scambiano energia con il vento solare in espansione in funzione della distanza radiale r dal Sole [49].

Una volta noti la velocità del vento solare $\mathbf{V}(\mathbf{r})$, il coefficiente di diffusione $k(r, E_k)$, e lo spettro interstellare dei raggi cosmici [5] [49], la densità differenziale di particelle $U(r, E_k, t)$, dove E_k è l'energia cinetica, è data da:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \nabla k \cdot \nabla U - \nabla \cdot (\mathbf{V}U) + \frac{1}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \frac{\partial}{\partial E_{\mathbf{k}}} (\alpha E_{\mathbf{k}}U) \quad . \tag{3.10}$$

Ognuno di questi termini descrive un processo fisico [50] [51]:

- il termine a sinistra indica la variazione della densità dei raggi cosmici con il tempo, che durante gli 11 anni di ciclo solare varia trascurabilmente.
- il primo termine a destra descrive la diffusione delle particelle dovuta alle irregolarità magnetiche del vento solare. Il coefficiente di diffusione ha la forma: $k = \frac{1}{3}\lambda v$, dove v è la velocità delle particelle e $\lambda = \lambda(r, R, t)$ è il libero cammino medio nel campo magnetico che dipende soprattutto dalla direzione iniziale della particella, r, e dalla sua rigidità R; pertanto k si può scrivere anche come $k = \beta R k_1(r, t)$, dove $\beta = v/c$ [51] [52] [48].
- il secondo termine descrive la convezione di particelle;
- il terzo termine descrive la decelerazione adiabatica del vento solare in espansione [5], dove $\alpha(E_k) = E_k + 2E_0/(E_k + E_0)$ con E_0 energia a riposo delle particelle [53].

Nel 1968 Gleeson ed Axford [51] riprendendo il lavoro di Parker [50], mostrarono che la soluzione della (3.10) ad energie sufficientemente alte, assumendo k, $\mathbf{V} \in \alpha(E_k)$ costanti, è data dalla formula seguente:

$$J(r, E_{\rm k}, t) = \frac{E_{\rm k}^2 - E_0^2}{[E_{\rm k} + \Phi(t)]^2 - E_0^2} J(\infty, E_{\rm k} + \Phi(t))$$
(3.11)

dove $E_{\mathbf{k}}$ indica l'energia cinetica della particella, ed E_0 la sua energia a riposo. Questa equazione esprime la relazione tra il flusso ricevuto a terra, $J(r, E_{\mathbf{k}}, t)$ nel punto r e al momento t, e quello fuori eliosfera non modulato $J(\infty, E_{\mathbf{k}} + \Phi(t))$; il parametro Φ indica l'energia persa dalla particella nel tragitto per arrivare dall'infinito fino a terra, $\Phi = |Z|e\phi$, dove ϕ è il parametro di modulazione solare dato dalla:

$$\phi = \int_{r}^{r_{b}} \frac{\mathbf{V}}{3k_{1}} dr \tag{3.12}$$

con k_1 componente diagonale del tensore di diffusione. Il parametro di modulazione solare, che ha le dimensioni di un potenziale, è solitamente usato per identificare il livello di modulazione di una specifica misura differenziale dell'intensità dei RC: quando l'attività solare è al massimo, il valore di ϕ è massimo e il flusso di raggi cosmici è minimo e viceversa. Il parametro ϕ può assumere valori che vanno da $\simeq 350$ MV quando si ha il minimo di attività solare, fino a $\simeq 1500$ MV al massimo dell'attività [45]. Durante la missione AMS-01 (1998) ϕ era (626±20) MV (§3.6.1).

Per produrre i diagrammi dell'attività solare dai quali si ricava ϕ , vengono osservate contemporaneamente il numero di macchie solari, insieme alle misure dei *neutron monitor* (figura 3.2). L'obbiettivo dei *neutron monitor* (come ad esempio CLIMAX) è quello di misurare la variazione dell'intensità dei RC all'interno dell'atmosfera, controllando il flusso di neutroni prodotti negli sciami adronici in atmosfera rispetto al flusso totale dei raggi cosmici, nel range di energia da poche centinaia di MeV fino a pochi GeV.

Recentemente sono stati confrontati lo spettro dei protoni dei RC misurato da esperimenti su pallone e i conteggi fatti dai neutron monitor negli stessi periodi di attività solare ed è risultata una leggera discrepanza tra i parametri ϕ determinati con i due metodi [54]. La conclusione trovata è che il flusso di protoni fuori dell'atmosfera attorno ad un GeV, fornisce un valore del parametro ϕ di modulazione solare più realistico di quello trovato con il metodo dei neutron monitor a terra.



Figura 3.4: Flusso degli elettroni misurato da AMS-01 a bordo dello shuttle (1998) [37].

3.6 Esperimenti

I dati sugli elettroni raccolti da AMS-01 sono quelli mostrati in figura 3.4 [37]. Essi rappresentano lo spettro fuori atmosfera su cui si possono fare alcune considerazioni:

- la statistica degli eventi è estremamente elevata (~ $10^5).$
- sono stati misurati da un esperimento su satellite (AMS-01) che non risente degli effetti dell'atmosfera.

- Gli effetti sistematici associati alle misure sono stati studiati molto a fondo tramite simulazione, e AMS-01 è stato calibrato su fascio.
- I risultati ottenuti dallo studio sul flusso dei protoni sono compatibili con quelli ottenuti dall'esperimento BESS (1998), che è un esperimento su pallone molto moderno e affidabile [55].

3.6.1 La correzione per la modulazione solare

Per correggere il flusso misurato da AMS-01 degli elettroni fuori atmosfera, per gli effetti dovuti alla presenza del vento solare, il metodo migliore è quello di considerare lo spettro dei protoni (§3.5) [54]. I protoni interagiscono difficilmente prima di raggiungere l'atmosfera terrestre perché la densità di materia dell'ISM è troppo bassa: essi attraversano solo 5 g cm⁻² mentre la loro lunghezza d'interazione è ≈ 50 g cm⁻²; allo stesso tempo hanno una massa molto maggiore di quella dell'elettrone e quindi a parità di energia non risentono delle interazioni elettromagnetiche. Dunque il loro spettro ad alte energie non presenta delle "strutture", ed è circa lo stesso di quello alla sorgente. È solo sotto ai 10 GeV che lo spettro dei protoni cessa di apparire nella forma di una legge di potenza, poiché risente degli effetti dell'attività solare.

Interpolando lo spettro dei protoni fuori atmosfera tramite l'equazione (3.11) di Gleeson e Axford, si ricava il parametro di modulazione solare del 1998: $\phi = (626 \pm 20)$ MV. Il valore di ϕ ottenuto può essere utilizzato per correggere gli spettri dalla modulazione solare delle altre specie chimiche rivelate da AMS-01, tra cui gli elettroni. In realtà, stiamo considerando solamente il caso in cui il sistema ha simmetria sferica e ϕ ha lo stesso valore per ogni specie chimica, all'ordine di approssimazione superiore, bisognerebbe introdurre anche una correzione che dipende dal segno della carica delle particelle [55].

Per risalire al parametro di modulazione solare abbiamo considerato il flusso dei protoni di AMS-01, e lo abbiamo interpolato con la formula (3.11) in cui lo spettro non modulato è una legge di potenza in rigidità oppure in energia cinetica (figura 3.5 in alto e in basso rispettivamente). Il fit migliore tra i due è quello rappresentato dalla legge di potenza in rigidità, che assumeremo nel seguito essere la forma migliore per esprimere il flusso al di fuori del sistema solare.



Figura 3.5: Fit dello spettro dei protoni misurati da AMS-01 [36] in rigidità (in alto) e in energia cinetica (in basso).

La formula (3.11) utilizzata per fare il fit (figura 3.5) ha come parametri la costante di normalizzazione (P1), il parametro di modulazione solare (P2) e l'indice spettrale (P3). I risultati ottenuti con il fit migliore sono riportati nel grafico in alto della figura 3.5, in alto a destra: l'indice della legge di potenza che descrive i protoni è pari a $\gamma = 2.83 \pm 0.01$; mentre il valore del parametro di modulazione solare, che utilizzeremo per demodulare gli elettroni, è $\phi = (0.626 \pm 0.018)$ GV in accordo con il valore ottenuto tramite



Figura 3.6: Flusso dei protoni del mezzo interstellare locale (cerchi vuoti), ottenuto demodulando lo spettro misurato da AMS-01 (cerchi pieni) [36].

i neutron monitor⁽²⁾.

Modelli teorici come quello di Berezhko et al. [56], affermano che lo spettro alla sorgente dei raggi cosmici è espresso da una legge di potenza in impulso (rigidità) con indice spettrale $\approx (2 \div 2.2)$. Il fatto che lo spettro da noi ricavato per il flusso interstellare sia con ottima approssimazione una singola

²Per maggiori dettagli consultare: http://ulysses.uchicago.edu/NeutronMonitor/

legge di potenza in rigidità, ci lascia supporre che il flusso dei protoni misurato con AMS-01 (figura 3.6) non sia molto diverso da quello alla sorgente. Questa è un'altra conferma, indipendente dai modelli di propagazione specifici, che lo spessore medio di materia equivalente attraversato dai protoni è piccolo rispetto alla loro lunghezza di interazione (dell'ordine di 50 g/cm² per gas di H₂ [25]).

Correggendo per la modulazione solare il flusso dei protoni usando la formula inversa della (3.11) con il parametro ϕ appena trovato, otteniamo lo spettro dei protoni fuori dell'eliosfera (LIS, Local Interstellar Spectrum) (figura 3.6). Lo spettro LIS dei protoni è interpolato perfettamente da una retta in scala bilogaritmica e i due parametri riportati in alto a destra sulla figura 3.6 sono rispettivamente la normalizzazione (2359 ± 161) GV^{1.847} m⁻² sr⁻¹ s⁻¹ e l'indice spettrale $\gamma = 2.847 \pm 0.003$.

La stessa procedura è stata applicata per confronto sui protoni raccolti da CAPRICE nel 1994: il parametro di modulazione solare ottenuto è $\phi = (0.66 \pm 0.06)$ GV mentre l'indice spettrale $\gamma = 2.91 \pm 0.01$, confrontabili entro gli errori con i valori ottenuti dalla collaborazione WIZARD ($\phi \approx 0.600$) [54]. Tra l'altro il parametro di modulazione solare del 1994 per CAPRICE e del 1998 per AMS, anche se riferiti ad anni diversi, sono confrontabili: il Sole infatti in questi due anni era in condizioni molto simili di attività [57].

3.6.2 Gli elettroni misurati da AMS-01 e da altri esperimenti

Una volta stimato, dalla modulazione sui protoni, il valore del parametro ϕ , si può procedere alla correzione del flusso di e⁻ misurato da AMS-01. Il flusso degli elettroni di AMS-01 corretto per la modulazione solare tramite l'inversa della (3.11) con parametri liberi γ e il fattore di normalizzazione (il valore di ϕ è fissato dallo spettro demodulato dei protoni) è mostrato in figura 3.7.

A differenza dello spettro LIS dei protoni (figura 3.6), quello del mezzo interstellare locale degli elettroni, al di sotto dei 2 GV ha un cambio di pendenza. Questo può essere una vera caratteristica dello spettro interstellare, o il segnale che il modello di modulazione solare da noi adottato non è più affidabile per gli elettroni con R < 2 GV.



Figura 3.7: Lo spettro interstellare degli elettroni misurati da AMS-01, corretto per la modulazione solare, è una singola legge di potenza per R > 2 GV [16].

Il flusso degli elettroni LIS, raccolti da AMS-01 ed estrapolato fuori eliosfera (figura 3.7), dai 2 GV ai 30 GV segue un'unica legge di potenza:

$$N = N_0 R^{-\gamma} \tag{3.13}$$

con $N_0 = (336 \pm 13) \text{ GV}^{-2.4} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ e} \gamma = 3.40 \pm 0.03$. Il valore di γ è perfettamente confrontabile con i valori ottenuti da precedenti studi, come ad esempio Barwick et al.(1998) [58] che ha ottenuto $\gamma = 3.40 \pm 0.04$, per



Figura 3.8: Lo spettro degli elettroni primari misurato da AMS-01 insieme a quello di altri esperimenti su pallone e satellite [60] [61] [62] [63] [64] [65] [58] [16].

R > 10GV o Boezio et al. con CAPRICE (1994) che ha ottenuto $\gamma = 3.6 \pm 0.2$ tra (6 ÷ 35) GV [59].

Confrontiamo adesso lo spettro ottenuto per gli elettroni di AMS-01 con quello di altri esperimenti su pallone. In figura 3.8 sono rappresentati i dati di tutti gli esperimenti su pallone insieme a quelli di AMS-01, che hanno pubblicato le tabelle del flusso di elettroni al di fuori dell'atmosfera terrestre dal 1975 circa in poi, e in cui era possibile distinguere il flusso degli e^- da quello degli e^+ . Gli esperimenti considerati sono riportati nella tabella 3.1.



Figura 3.9: Lo spettro degli elettroni primari misurato di AMS-01 e altri esperimenti moltiplicato per E^3 [60] [61] [63] [62] [64] [65] [58] [66] [16].

Cambiando fattore di scala, ad esempio moltiplicando per R^3 , vengono messe in evidenza le differenze tra i vari spettri (figura 3.9).

Correggiamo per la modulazione solare tutti i flussi misurati: il valore di ϕ quando possibile è stato ricavato dallo spettro dei protoni misurato dallo stesso esperimento, altrimenti è stato adottato il valore pervenuto dai neutron monitor nello stesso periodo; il risultato che si ottiene è quello di figura 3.10. Nella figura 3.10 mancano i dati di Meegan et al. (1975) [61] perché essendo stati raccolti in più voli a partire dal 1969 fino al 1973 non è facile stabilire il

Esperimento	Anno	E_{\min}	$E_{\rm max}$	Riferimenti
		(GeV)	(GeV)	
	1968 - 1975	30	1000	Nishimura (1980) [66]
	1975	4	50	Buffington (1975) [60]
	1975	6.4	120	Meegan (1975) [61]
	1976	4.5	65	Golden(1984) [63]
	1979	9	300	Prince (1979) [62]
	1980	5	300	Tang(1984) [64]
	1989	1	20	Golden(1994) [65]
HEAT	1998	5	50	Barwick(1998) [58]
AMS	1998	1.5	30	Alcaraz(2000) [16]

Tabella 3.1: Esperimenti di cui sono stati utilizzati i risultati.

valore del parametro di modulazione solare (tuttavia il flusso non modulato è abbastanza simile agli altri). Moltiplichiamo il flusso per R^3 per mettere in evidenza le differenze tra gli spettri demodulati (figura 3.11). Possiamo notare che a parte i diversi fattori di scala, le pendenze delle curve da qualche GV in avanti sono circa le stesse.

Allo scopo di osservare eventuali cambiamenti di pendenza, normalizziamo tutti gli esperimenti al fit appena trovato dei dati di AMS-01, caratterizzato da $N_0 = (336 \pm 13) \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ GV}^{-2.4} \text{ e} \gamma = (3.40 \pm 0.03)$. Quello che otteniamo è mostrato in figura 3.12. Fatta eccezione per i dati di Golden et al. (1994) [65] e quelli di Tang et al. (1984) [64], che sono molto diversi dagli altri esperimenti e differiscono anche tra loro nella banda di rigidità in comune (7 ÷ 20) GV (perciò in seguito saranno ignorati), e a parte i diversi fattori di normalizzazione, gli indici spettrali dei flussi degli elettroni misurati dagli esperimenti dal 1975 ad oggi sembrano circa gli stessi (figura 3.13).

Nella figura 3.13 riprendiamo i risultati della figura 3.12 (su un intervallo di rigidità più stretto) escludendo i dati di Tang et al. (1984) [64] e Golden et al. (1994) [65], e troviamo che i cambiamenti di indice spettrale degli esperimenti precedenti AMS-01 (indicati con δ) risultano compatibili con zero entro gli errori.

Barwick et al. (1998) [58] e Müller (2001) [38] affermano che ciò che ha realmente importanza è la pendenza degli spettri dei raggi cosmici misurati da rivelatori su pallone aereostatico più che il loro fattore di normalizzazione,



Figura 3.10: Lo spettro LIS degli elettroni primari, corretto per la modulazione solare, di AMS-01 ed altri epsrimenti [60] [63] [62] [64] [65] [58][66] [16].

che dipende dalla conoscenza dell'atmosfera residua e dal grado di perfezionamento delle tecniche di simulazione, le quali si sono rivelate meno affidabili per gli esperimenti meno moderni.

Pertanto assumendo poco significativo il fattore di normalizzazione e assumendo anche che le differenze sistematiche tra i singoli dati non dipendano strettamente dalla rigidità, possiamo trovare le normalizzazioni che possano sovrapporre questi esperimenti ai risultati di AMS-01, l'esperimento più moderno e con la statistica maggiore (oltre al fatto di aver operato al di fuori


Figura 3.11: Spettro LIS degli elettroni moltiplicato per R^3 [60] [63] [62] [64] [65] [58] [66] [16].

dell'atmosfera e di essere stato calibrato su fascio dopo il ritorno a terra).

Il risultato ottenuto è visibile in figura 3.14. Come si può notare i dati dei vari esperimenti si possono interpolare con un'unica legge di potenza con indice spettrale $\gamma = 3.40 \pm 0.02$, con $\chi^2/(\text{gradi di libertà}) = 44.17/45$, tra i 2 GV e 1200 GV. Non c'e pertanto nessuna evidenza sperimentale di un cambiamento di pendenza entro l'intervallo appena trovato, contrariamente a quanto ci si aspetterebbe osservando i dati che provengono dalle osservazioni in banda radio e dai modelli evolutivi (ad esempio [67] [64] [68] [69] [70] [71]).



Figura 3.12: Confronto tra il flusso LIS degli esperimenti [60] [62] [63] [64] [65] [58] [66] e quello LIS di AMS [16].



Figura 3.13: Flusso di tutti gli esperimenti normalizzato al *best fit* dei dati di AMS. I dati differiscono solo per un diverso fattore di normalizzazione ma hanno indici spettrali confrontabili entro gli errori [62] [60] [63] e [66] [58] [16].



Figura 3.14: I dati di tutti gli esperimenti, rinormalizzati al flusso misurato da AMS-01 dividendo per un fattore costante, da 2 GV ai 1200 GV sono bene interpolati da una sola legge di potenza con $\gamma = 3.40 \pm 0.02$ [60] [62] [66] [63] [58].

3.7 L'emissione diffusa

Gli elettroni dei raggi cosmici che attraversano il mezzo interstellare possono essere studiati sia direttamente, attraverso la misura del flusso rivelato sulla sommità o all'interno dell'atmosfera (esprimenti su satellite o su pallone ae-reostatico), che indirettamente, attraverso la radiazione che questi elettroni relativistici emettono nella galassia, attraverso cioè la radiazione radio di sincrotrone, la radiazione X dall'effetto Compton inverso, e quella γ dall'effetto Compton inverso e bremsstrahlung relativistica.

Il confronto non è immediato visto che il valore del flusso degli elettroni che si ricava dalla misura della radiazione è integrato su tutto la linea di vista dalla sorgente fino a noi, mentre il flusso degli elettroni misurati da AMS o da altri esperimenti simili, potrebbe essere rappresentativo solo degli elettroni locali.

Dal flusso non termico e diffuso, in banda radio e gamma, si può ricavare una stima dell'indice spettrale dello spettro interstellare degli elettroni. In passato fino agli anni '80 del secolo scorso, questo era l'unico mezzo per ricavare il flusso degli elettroni di queste energie, date le enormi difficoltà legate alle correzioni per la modulazione solare dovute alla difficile distinzione degli elettroni primari da quelli secondari (predominanti a basse energie) [72].

I valori dell'indice spettrale α della radiazione di sincrotrone dello spettro diffuso della nostra galassia, assieme alle bande di frequenza relative, entro l'intervallo (~ $10^{-3} \div 7.5$) GHz, misurati nella banda radio sono:

 $\begin{array}{l} 0.4 < \nu_{\rm GHz} < 2.0 \longrightarrow \alpha \simeq 0.8 \div 0.9 \ [73] \\ \nu_{\rm GHz} < 0.2 \longrightarrow \alpha \simeq 0.4 \ [73] \\ 10^{-3} < \nu_{\rm GHz} < 0.1 \longrightarrow \alpha \simeq 0.57 \pm 0.3 \ [67] \\ 1.4 < \nu_{\rm GHz} < 7.5 \longrightarrow \alpha \simeq 0.81 \pm 0.16 \ [68] \\ 0.4 < \nu_{\rm GHz} < 7.5 \longrightarrow \alpha \simeq 0.76 \pm 0.11 \ [68] \end{array}$

Dal valore di α si ricava quello dell'indice spettrale γ associato allo spettro degli elettroni, tramite la relazione $\alpha = (\gamma - 1)/2$; invece le energie corrispondenti all'intervallo in frequenza si ricavano a partire dalla $\nu_{\rm GHz}$, tramite la relazione:

$$E(\text{GeV}) \simeq 7.9 \left(\frac{\nu_{\text{GHz}}}{H(\mu G)}\right)^{1/2}$$
 (3.14)

63

dove E(GeV) rappresenta l'energia dell'elettrone, ν_{GHz} è la frequenza di sincrotrone a cui l'elettrone emette la maggior parte dell'energia, e $H(\mu \text{G})$ è il campo magnetico in micro-gauss.

Pertanto, assunto un campo magnetico dell'ordine dei $(3 \div 6) \mu$ G, i valori che deriviamo di γ e i relativi intervalli energetici, si possono riassumere nella tabella seguente:

α	$\Delta \nu ({ m GHz})$	$\Delta E ({\rm GeV})$	γ
~ 0.6	$10^{-3} \div 0.1$	$\sim 0.1 \div 1.2$	~ 2.2
~ 0.8	$0.4 \div 7.5$	$\sim 2.4 \div 11$	~ 2.6

Ad energie superiori a quelle trattate, cioè attorno ai $(20 \div 30)$ GeV, ci si aspetta un nuovo indice spettrale dell'ordine di $\simeq 3.6$, dedotto dal modello teorico sull'evoluzione di elettroni relativistici descritto qui di seguito.

L'evoluzione dello spettro di elettroni relativistici è determinato da un'equazione la cui risoluzione è molto complessa:

$$\frac{\partial N(E,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left[\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \right) N(E,t) \right] + \frac{N(E,t)}{T} = Q(E) \tag{3.15}$$

dove N(E, t) rappresenta il flusso degli elettroni alla sorgente, T è il tempo di fuga dalla galassia, mentre Q(E) rappresenta la produzione (continua) di elettroni relativistici.

Il termine dE/dt rappresenta le perdite di energia per radiazione:

• radiazione di sincrotrone e per effetto Compton inverso, che ha la forma:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \simeq -6 \times 10^{-21} E^2 (\mathrm{GeV}) H^2(\mu \mathrm{G})$$
 (3.16)

• e per radiazione da ionizzazione della forma:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \simeq 5.3 \times 10^{-19} \,n_{\mathrm{is}} \tag{3.17}$$

con $n_{\rm is}$ densità del mezzo interstellare.

Se assumiamo uno spettro di iniezione $\propto E^{-\gamma}$ e che questi processi agiscano simultanamente, a seconda dell'intervallo di energia considerata avremo un termine di perdita dominante, per cui possiamo considerare due casi:

- ad alte energie, al di sopra di una certa energia di taglio $E_{\rm sinc. C.i.}$, dominano le perdite per sincrotrone ed effetto Compton inverso. Risolvendo la formula (3.15) si ottiene che lo spettro degli elettroni s'irripidisce e assume le forma $N(E) \propto E^{-\gamma - 1}$.
- Mentre a basse energie, al di sotto di una energia di taglio $E_{\rm ion}$, prevalgono le perdite di energia per ionizzazione. Risolvendo la (3.15) lo spettro che si ottiene è più piatto di quello alla sorgente: $N(E) \propto E^{-\gamma+1}$.

Per trovare i due valori di energia a cui si verificano i cambi di pendenza, assumiamo $T = \infty$, cioè che gli elettroni restino tutti confinati all'interno della galassia, e risolvendo la (3.15), indicando con t (My) l'età della popolazione di elettroni più vecchia in milioni di anni, otteniamo:

$$E_{\rm sinc.\ C.i.}({\rm GeV}) \simeq \frac{8.8 \times 10^3}{H^2(\mu {\rm G}^2) \ t({\rm My})}$$
 (3.18)

che rappresenta l'energia oltre la quale lo spettro, dominato dalle perdite per sincrotrone e per effetto Compton inverso, si irripidisce e diventa $\propto E^{-\gamma-1}$. Allo stesso modo otteniamo:

$$E_{\rm ion}({\rm GeV}) \simeq 1.2 \times 10^{-2} \, n_{\rm is}({\rm cm}^{-3}) \, t({\rm My})$$
 (3.19)

al di sotto della quale le perdite dominanti sono dovute alla ionizzazione e lo spettro diventa $\propto E^{-\gamma+1}$ (si appiattisce).

Man mano che l'età degli elettroni aumenta, l'intervallo di energia nel quale lo spettro è uguale a quello di immissione si restringe.

Se l'età degli elettroni più vecchi è fissata pari a $t = 2 \times 10^7$ anni, corrispondente ad un tempo di confinamento finito pari a quello dei RC, con un campo magnetico $H^2 = 20 \ (\mu \text{G})^2$ e una densità del mezzo interstellare pari a $n_{\text{is}} \simeq 1 \text{ cm}^{-3}$, le energie a cui ci aspettiamo i cambi di pendenza dello spettro diventano: $E_{\text{sinc. C.i.}} \simeq (20 \div 30)$ GeV, mentre $E_{\text{ion}} \simeq 0.2$ GeV, e rimangono indipendenti dal tempo.

Per completare il quadro generale servirebbero maggiori dettagli sullo spettro indiretto degli elettroni ad energie inferiori al GeV. Queste informazioni si potrebbero ricavare dall'emissione di radiazione gamma per breemstrahlung relativistica, che ci dà la misura dello spettro in fotoni, caratterizzato da un indice spettrale uguale a quello dello spettro degli elettroni che lo emettono. L'emissione della radiazione gamma è data da tre contributi: uno



Figura 3.15: Spettro dell'emissione γ della galassia ricavato dalle osservazioni dei satelliti SAS-II e COS-B. L'intensità è misurata nella direzione del centro galattico [74] [75].

dovuto al decadimento dei π_0 prodotti nelle collisioni dei nucleoni con le particelle del gas interstellare, uno dovuto alla breemstrahlung dell'interazione degli elettroni dei RC con il mezzo interstellare e infine uno dovuto all'emissione da effetto Compton inverso degli elettroni relativistici con i campi di radiazione interstellare ottici, infrarossi e microonde (figura 3.15).

Le osservazioni della radiazione gamma per energie sopra a 1 MeV sono state fatte su tutto il cielo da COMPTEL (Compton Telescope) ed EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) [74]. Purtoppo nella zona intermedia fra le misure dirette e le indicazioni che provengono dalle misure in campo radio (da circa 100 MeV a 10 GeV), dove la conoscenza della emissione di breemstrahlung potrebbe essere molto utile al tentativo di raccordare gli spettri degli elettroni, lo spettro dei raggi γ è dominato da quelli prodotti nei decadimenti dei π_0 .

3.8 Interpretazione dei risultati

La figura (3.14) mostra che il flusso interstellare locale degli elettroni ricavato demodulando, con il modello di Gleeson e Axford, gli spettri misurati fuori atmosfera, è ben rappresentabile con una singola legge di potenza, con $\gamma = 3.4$ nell'intervallo (2 ÷ 2000) GeV. Questo risultato non concorda con le previsioni teoriche che, partendo dalle misure nello spettro radio, richiedono un $\gamma \simeq 2.6$ sotto i (20 ÷ 30) GeV circa e $\gamma \simeq 3.6$ oltre tale energia (§3.7).

D'altra parte ci potremmo aspettare cambiamenti di pendenza alle alte energie (dopo i 100 GeV circa) che potrebbero essere dovuti alla natura discreta delle supernovae [38], che si manifesterebbe nella forma di un cutoff a energie tanto più alte quanto più recente è l'ultima supernova, o alla produzione di elettroni secondari dall'annichilazione di particelle esotiche, che potrebbero costituire la materia oscura ([76] e lavori in esso citati), visibile come eccesso di elettroni e positroni rispetto alla legge di potenza.

3.8.1 Basse energie

Il confronto tra i valori dell'indice spettrale ottenuto tramite l'analisi diretta dei dati di AMS e dei palloni [62] [66] [63] [64] [65] [58] [16], con quello ottenuto dallo studio dell'emissione radio diffusa, a basse energie e con quello ricavato dal modello evolutivo, ad energie maggiori, si osserva che non c'è un raccordo immediato tra i diversi tipi di misura. Il cambio di indice spettrale da 2.6 circa a 3.6 che ci aspetteremmo dalla teoria attorno ai $(20 \div 30)$ GeV, in realtà non riusciamo ad osservarlo con i dati diretti a nostra disposizione: l'indice spettrale da noi misurato non ha nessun cambio di pendenza, se non eventualmente al di sotto dei 2 GeV, ma assume sempre lo stesso valore di 3.4 dai 2 GeV fino a oltre 1 TV.

Una spiegazione possibile potrebbe incentrarsi sul fatto che gli elettroni, alle energie per le quali il loro spettro misurato si può considerare un'unica legge di potenza, hanno lunghezze di propagazione tipiche che diminuiscono con il crescere dell'energia cinetica, per cui "sondano" necessariamente volumi via via minori [42] [38]. Questo significa che il loro spettro misurato risente della situazione locale molto di più di quello dei protoni (che hanno lunghezze tipiche molto maggiori), e che potrebbe quindi rivelarsi diverso da quello ricavato dalle misure degli spettri radio, che sondano molto più in "profondità" e quindi meglio possono rappresentare la situazione media degli elettroni presenti nella nostra e nelle altre galassie.

Oggi si ritiene che il sistema solare non si trovi in una zona rappresentativa di tutta la galassia ma in una zona particolare chiamata *Local Bubble* [6], delle dimensioni dell'ordine dei 100 pc, con una densità bassa di idrogeno (attorno ai 5×10^{-3} cm³) ed alta temperatura (10⁶ K). Non c'è traccia di questa *bubble* nel continuo radio ma c'è una evidenza indiretta nei dati della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro e sopratutto dalla combinazione dei dati X *soft*, provenienti dal gas caldo ionizzato, con le misure dell'assorbimento della riga Ly α nelle vicine stelle O e B. Anche l'origine della local bubble è ancora incerta: potrebbe essersi formata dal gas che fuoriesce da un gruppo di stelle giovani, oppure potrebbe essere il risultato dell'esplosione di una singola SN, esplosa circa 10⁵ anni fa entro 100 pc dal Sole.

Consideriamo ad esempio il caso in cui gli elettroni misurati direttamente rispecchino solamente quelli che si trovano all'interno della local bubble, intrappolati all'interno di un guscio di resto di supernova in espansione intorno a noi. Tenendo conto della diminuzione del campo magnetico, dal momento dell'esplosione di SN fino ad adesso, e delle perdite adiabatiche degli elettroni, l'energia di taglio della (3.18) diventa:

$$E_{\text{sinc. C.i.}} \simeq 4 \times \left(\frac{8.8 \times 10^3}{H^2(\mu \text{G}^2) t(\text{My})}\right)$$
 (3.20)

Assumendo ora un'accelerazione circa costante per tutto il periodo di evoluzione del resto di SN, un età di circa 150 000 anni, e un campo magnetico di $\simeq 300 \ \mu\text{G}$ all'inizio dell'espansione, valore che si osserva anche in altre SN come Crab, CassiopeaA e Keplero [77] [78], si ottiene il cambio di pendenza a $E_{\text{sinc. C.i.}} \simeq 2$ GeV, come ottenuto dalle misure dirette. Questa potrebbe essere una possibile interpretazione dei risultati ottenuti, che richiede conferma da parte di altre osservazioni di quantità correlabili all'età dell'ultima supernova della local bubble.

Per tentare di spiegare invece il cambiamento repentino di indice spettrale sotto i due GeV riscontrato nel flusso interstellare degli elettroni ricavato dalle misure dirette (3.14), si potrebbe ritenere che il modello utilizzato per parametrizzare la modulazione solare è un'approssimazione molto semplificata; e dal momento che ha funzionato perfettamente per i protoni nello stesso intervallo di rigidità, un livello di approssimazione più raffinato potrebbe includere esplicitamente le perdite di energia per irraggiamento (trascurabili



Figura 3.16: Spettro degli elettroni interstellare insieme a quello modulato. I punti rappresentano le misure effettuate nel 1968 fino a 10 GeV, oltre a misure più recenti ad energie maggiori. Nello spettro interstellare degli elettroni, ottenuto dalle soluzioni numeriche dell'equazione di diffusione [7], si nota un cambio netto di indice spettrale attorno ai 100 MeV.

per i protoni), che nel modello di Gleeson e Axford sono omesse (sono incluse solo perdite adiabatiche). Bisogna tuttavia notare che questa modifica si farebbe maggiormente sentire alle alte energie per gli elettroni.

Modelli più accurati, basati sulla soluzione numerica dell'equazione di diffusione [79] [80], mostrano d'altro canto anche una struttura nello spettro degli elettroni primari alle basse energie (verso i 100 MeV), della quale i dati in nostro possesso potrebbero risentire (figura 3.16). Tuttavia, le energie alle quali tali strutture emergono dai calcoli sono circa un ordine di grandezza minori di quelle relative al cambiamento della forma dello spettro misurato [7].

3.8.2 Alte energie

Alle alte energie (verso i 100 GeV circa), cambiamenti di indice spettrale potrebbero essere dovuti alla natura discreta delle sorgenti di raggi cosmici, che si manifesterebbe come un cut-off a energie tanto più alte quanto più recente è l'ultima supernova [38], o alla produzione da parte di sorgenti esotiche, come l'annichilazione di particelle supersimmetriche [76], che si mostrerebbe nella forma di un eccesso di elettroni e positroni rispetto alla legge di potenza.

Poiché lo spettro a basse energie si può interpretare come l'effetto del campo magnetico prodotto da una supernova recente, ci potremmo aspettare che il cut-off dovuto alla natura discreta delle sorgenti sia visibile ad energie molto alte. In effetti, i dati a nostra disposizione non sembrano indicare alcuno smorzamento fino a circa 1.5 TeV, anche se la statistica degli eventi a queste energie non è molto grande. Ulteriori misure da parte di AMS-02 e altri esperimenti potrebbero essere in grado di individuare la posizione dell'eventuale cut-off.

D'altra parte, le masse previste per le particelle supersimmetriche più leggere, candidate per la materia oscura, sono dell'ordine dei 100 GeV. Questo significa che la loro annichilazione potrebbe produrre un eccesso di elettroni e positroni ad energie dello stesso ordine di grandezza. Anche in questo caso AMS-02 potrà cercare di determinare l'entità di questo possibile effetto.

I dati da noi considerati costituiscono un vincolo piuttosto stringente per queste ipotesi. Eventuali variazioni di indice spettrale possono essere al di fuori dell'intervallo considerato (circa $2 \div 2000$) GeV, oppure essere veramente piccole ($1\sigma_{\gamma} \simeq 0.03$). AMS-02 sarà in grado di effettuare una misura dello spettro degli elettroni fino circa 1 TeV, collezionando una statistica circa 100 volte superiore a AMS-01 e potrà dare una risposta precisa a tali problemi. Inoltre la capacità del nuovo rivelatore di separare elettroni da positroni fino ad altissime energie può rivelarsi decisiva per evidenziare una eventuale produzione secondaria da parte di sorgenti esotiche.

Capitolo 4

Lo spettrometro AMS-02 per la stazione spaziale

AMS-02 (figura 4.1) è lo spettrometro magnetico per raggi cosmici che sarà istallato sulla stazione spaziale dove opererà per almeno tre anni. Rispetto ad AMS-01 sono state apportate importanti modifiche per aumentare l'intervallo d'energia dei RC primari rivelabili e le prestazioni dell'apparato. L'innovazione principale è l'adozione di un magnete superconduttore al posto del magnete permanente: grazie a questa modifica si potrà misurare l'energia dei raggi cosmici fino a circa 1 TeV/nucleone. Inoltre sono stati aggiunti rispetto ad AMS-01 due rivelatori: il TRD che servirà per separare e^{-}/\overline{p} ed e^+/p per impulsi p < 3000 GeV/c, e l'ECAL utile per ottenere una misura di elettroni, positroni e γ fino circa 300 GeV. L'ATC è stato sostituito con il RICH, che permetterà di distinguere isotopi di raggi cosmici con numeri di massa A < 25 ed elementi chimici con cariche Z < 26, grazie ad una risoluzione in velocità pari a $\Delta\beta/\beta \sim 2 \times 10^{-3}$, coprendo un intervallo di quantità di moto (4 \div 12) GeV/c per nucleone. Il tracker è stato esteso da sei a otto piani attivi in modo da aumentare la sua risoluzione nella ricostruzione della traccia, che raggiunge i 30 μ m lungo X e i 10 μ m lungo Y. Infine l'ACC è stato ridisegnato, così come il TOF, e quest'ultimo grazie a questa nuova configurazione permetterà una separazione tra particelle che vengono dall'alto e quelle che vengono dal basso fino ad un livello 1 su 10^9 ed una separazione tra protoni e elettroni fino ad un'energia di 1.5 GeV.



Lo spettrometro AMS-02 per la stazione spaziale

Figura 4.1: Strumenti contenuti in AMS-02.



Figura 4.2: Illustrazione schematica della configurazione del magnete di AMS-02 e del campo prodotto.

4.1 Il magnete superconduttore

Una delle innovazioni fondamentali di AMS-02 è quella di utilizzare un magnete superconduttore (figura 4.2). Grazie a questo, il potere analizzante (BL^2) dello spettrometro magnetico migliorerà di un fattore 6 rispetto ad AMS-01 (che utilizzava un magnete permanente). Ciò permetterà di misurare l'energia delle particelle che lo attraversano (protoni e He) fino a circa 1 TeV/nucleone.

Il magnete superconduttore consiste di 2 dipoli principali e sei più sei spire ai lati, formate da un cavo di Nb-Ti in cui passa una corrente di 450 A; queste servono ad intrappolare il campo in modo che all'esterno l'intensità sia la più bassa possibile: il campo magnetico interno raggiunge il valore di 0.85 T, e i 15.2 mT a circa 2.5 m dal centro.

La temperatura per la superconduttività è di 1.3 K inoltre per il sistema di raffreddamento è necessario un quantitativo di circa 2600 litri di elio superfluido, per garantirne la durata di 3 anni, ad una pressione di 20 mbar.



Figura 4.3: Il tracker di AMS-02.

4.2 Il tracker

Il tracker di AMS-02 (figura 4.3) ha 5 piani di supporto invece di 6, ma ha 8 piani attivi di misura (X,Y), due in più che in AMS-01. Questo non richiede modifiche sostanziali della meccanica entro il magnete e in più fornisce una misura della traccia e carica più precisa. La traccia sarà ricostruibile con una risoluzione di 30 μ m lungo X e di 10 μ m lungo Y.

Il tracker di AMS-02 è composto da:

- due piani esterni collocati ai due estremi del magnete;
- sei strati interni al magnete posti su tre piani; in ogni piano ci sono due strati di rivelatori al silicio capaci di misurare le due coordinate del punto di passaggio della particella incidente, oltre alla dE/dx.

In totale ci sono 192 moduli al silicio corrispondenti a circa 7 m² di superficie attiva, 2×10^5 canali di elettronica e 360 W di potenza.

4.3 Il TOF

Il TOF in AMS-02 è costituito sempre da quattro piani, due sopra e due sotto al magnete. Per ogni coppia i due piani sono posti l'uno perpendicolare



Figura 4.4: Due dei quattro piani del TOF di AMS-02. Si può vedere solo parzialmente il piano sottostante disposto in direzione perpendicolare.

all'altro in modo da formare una griglia necessaria per l'identificazione del punto di passaggio della particella (figura 4.4). Ogni piano è formato da scintillatori Bicron BC408, ognuno letto da due fototubi per lato, tranne i due scintillatori più esterni del primo e del quarto piano, che sono letti da tre PM per lato e hanno forma trapezoidale. Il numero di scintillatori per piano, a partire dal primo, è 8, 8, 10 e 8.

A causa del campo magnetico molto intenso $(1 \div 3)$ kG e con direzione variabile nello spazio, i fototubi, di tipo *fine-mesh* adatti a funzionare in caso di campo magnetico elevato (§4.4) non sono sempre orientati parallelamente all'asse dei contatori, ma secondo varie angolazioni come si vede nella figura 4.4. La luce viene portata dallo scintillatore al fotocatodo grazie a delle guide di luce ricurve (figura 4.5): la loro orientazione è stata determinata in modo tale che l'asse del fototubo formi l'angolo minore possibile con la direzione di **B**, in modo da ridurre il più possibile le perdite di segnale e la risoluzione temporale. Il TOF permetterà una separazione tra particelle che vengono dall'alto e quelle che vengono dal basso fino ad un livello 1 su 10⁹ ed una separazione tra protroni e elettroni fino ad un'energia di 1.5 GeV.



Figura 4.5: Un contatore singolo di un piano del TOF di AMS-02.

4.4 Il sistema di anticoincidenze

Il sistema di anticoincidenze di AMS-02 è circa uguale a quello di AMS-01. Anziché 16 contatori ci sono 8 scintillatori larghi il doppio, di 1 cm di spessore, che formano un cilindro tra il margine interno del magnete e la struttura di supporto esterna del tracker. Come guide di luce, dagli scintillatori ai fotomoltiplicatori, vengono utilizzati fasci di fibre ottiche. Il funzionamento e lo scopo restano gli stessi di AMS-01.

4.5 Il TRD

Il TRD (*Transition Radiation Detector*) serve a separare e^{-}/\overline{p} ed e^{+}/p per impulsi p < 3000 GeV/c. Per minimizzare il peso e aumentare l'accettanza angolare, è costituito da una struttura ottagonale (figura 4.6), di alluminio a nido d'ape. All'interno della struttura si trovano 20 strati di fibre (polipropilene) di 22 mm di spessore, che costituiscono il radiatore, e di tubi proporzionali di Xe/CO₂ di 6 mm di spessore, separati dal vuoto. I quattro strati sopra insieme ai quattro sotto misurano le coordinate nel piano (Y,Z) mentre i 12 all'interno misurano quelle del piano perpendicolare.

Quando una particella attraversa la superficie di separazione tra due mezzi con diverso indice di rifrazione, produce un cono di luce (fotoni X) di apertura $1/\gamma$, con γ proporzionale all'energia del fotone (per $\gamma > \gamma_{\min}$). Il TRD permette la distinzione e^+/e^- con uguale quantità di moto fino a 3 GeV e



Figura 4.6: Il TRD di AMS-02.

 ${\rm p}/{\rm \overline{p}}$ fino a 300 GeV. Assieme al tracker contribuirà alla ricostruzione della traccia della particella.

4.6 Il RICH

Il RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) in AMS-02 prende il posto del Cherenkov a soglia. Questo rivelatore è composto da (figura 4.7) un piano di materiale radiatore di *aerogel* (SiO₂ espanso), con indice di rifrazione n = 1.05, di 2 cm di spessore, separato dal piano dei fotomoltiplicatori da uno spazio vuoto di circa 40 cm dove possono espandersi i coni di luce Cherenkov [81] [82].

Il RICH permetterà di distinguere isotopi di raggi cosmici con numeri di massa A < 25 ed elementi chimici con cariche Z < 26. Tramite le simulazioni è stato calcolato che il RICH raggiungerà la risoluzione in velocità di $\Delta\beta/\beta \sim 2 \times 10^{-3}$, coprendo un intervallo di quantità di moto (4 ÷ 12) GeV/c per nucleone.



Figura 4.7: Componenti del RICH di AMS-02.

4.7 Il calorimetro

Il calorimetro elettromagnetico (ECAL, *Electromagnetic Calorimeter*) non era presente in AMS-01. Questo strumento servirà per ottenere una misura dello spettro di e^+/e^- e γ fino circa 300 GeV.

Quando una particella carica lo attraversa, essa rilascia energia creando uno sciame elettromagnetico. Lo sviluppo longitudinale e trasversale permettono di distinguere leptoni da adroni e di determinare l'energia della particella incidente.

ECAL (figura 4.8) è un calorimetro segmentato essendo diviso in celle ($\approx 2 \times 2 \times 2$ cm) ed è a campionamento perche è costituito da strati attivi



Figura 4.8: Il calorimetro di AMS-02.

e strati passivi, fatti di fibre scintillanti i primi e strati di piombo gli altri. Negli strati di piombo al passaggio di una particella, si creano solo particelle secondarie, mentre nelle fibre scintillanti si formano sia particelle secondarie che fotoni.

4.8 Il trigger

Il trigger di AMS-02 non è ancora stato definito. Per AMS-02 è stato proposto di eliminare il secondo livello di trigger e di lasciare solo il segnale di fast trigger e del primo livello [83].

A seconda del tipo di particella che attraversa AMS gli strumenti adatti a rivelarla saranno:

Particella incidente	Rivelatori per l'identificazione
$\operatorname{He}(\overline{\operatorname{He}})$	TOF + Tracker
$p(\overline{p})$	TOF + Tracker + TRD
e^{\pm}	TOF + Tracker + TRD + ECAL

Esistono diverse combinazioni possibili di segnali utilizzabili al primo livello di trigger (tabella 4.1), che si potranno adottare per mantenere alta l'efficienza del sistema d'acquisizione. Infatti il puro fast trigger avrà una frequenza che aumenterà con il passare del tempo (figura 4.9), dato che ci

Element	Comment
TOFZ1	3 out of 4 ToF Over Threshold (0.35 MeV) coincidence. Develop "Fast" Trigger.
TOFZ2	3 out of 4 ToF Over Threshold (4 to 10 MeV) coincidence
VETO0	No Veto Counters Fired
VETO1	At Most One Veto counter Fired
ECALESOFT	ECAL Total Energy $>$ Threshold (0.5 to 2.5 GeV)
TOFMATRIXZ1	Any TOF in planes 1 OR 2
	TOF limited by $6 \ge 6$ central counters in planes 3 AND 4

Tabella 4.1: Possibili trigger per AMS-02 [83].



Figura 4.9: Frequenza del fast trigger di AMS-02 prevista nel periodo 2005-2010 [83].

stiamo avvicinando al prossimo minimo di attività solare, fino a diventare troppo alta per il sistema di acquisizione dati di AMS-02.

Per mantenere la frequenza di trigger a livelli accettabili, sono stati proposti [83] diversi schemi (tabella 4.2), da adottare in diversi anni e in zone geomagnetiche opportune.

Il fast trigger descritto fino ad ora riguarda solo le particelle cariche ed è quello principale, ma ne esisterà anche uno "neutro" riferito ai raggi γ . Il

- A: {TOFZ1 AND [VETO1 OR ECALESOFT(1.5 GeV)]} OR TOFZ2(7.5 MeV)
- B: {TOFZ1 AND [VETO0 OR ECALESOFT(1.0 GeV)]} OR TOFZ2(6.5 MeV)
- C: {TOFMATRIXZ1 AND [VETO1 OR ECALESOFT(1.5 GeV)]} OR TOFZ2(6.5 MeV)
- D: {TOFMATRIXZ1 AND [VETO0 OR ECALESOFT(1.0 GeV)]} OR TOFZ2(6.5 MeV)

anno	2005	2006	2007	2008	2009
$\theta_M = 1.15$	А	А	В	С	D
$\theta_M = 0.80$	А	A	A	А	А

Tabella 4.2: Combinazioni del trigger di AMS-02 durante il periodo di permanenza sulla ISS [83].

trigger "neutro" sarà dato dal calorimetro quando un raggio γ che lo attraversa creerà uno sciame al suo interno (il "rate" però sarà ~ 1/1000 di quello legato alle particelle cariche). LO SPETTROMETRO AMS-02 PER LA STAZIONE SPAZIALE

Capitolo 5

Calibrazione e test di vibrazione dei fotomoltiplicatori

5.1 Il sistema per il tempo di volo (TOF)

Il sistema per il tempo di volo, TOF, è la parte di AMS che viene progettata e costruita dal gruppo INFN di Bologna. Il TOF ha lo scopo di:

- Misurare il tempo necessario alla particella per attraversare lo strumento.
- Determinare il valore assoluto |Ze| della carica elettrica della particella dalla misura di dE/dx.
- Distinguere la direzione di transito attraverso lo spettrometro, permettendo la determinazione del segno di Z assieme alla misura della deflessione fornita dal tracker.
- Fornire il *fast trigger*, cioè il tempo zero dell'esperimento.

Quando una particella relativistica di carica q entra in un campo magnetico **B**, è soggetta alla forza di Lorentz:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \tag{5.1}$$

che la deflette dalla sua traiettoria rettilinea su una con raggio di curvatura r:

$$r = \frac{\gamma \, mv}{qB} \tag{5.2}$$

da cui noto B e misurato r si risale al rapporto p/q.

Una particella carica che attraversa un mezzo materiale, perde energia proporzionalmente allo spessore di materia attraversata, tramite un'espressione nota come formula di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_{\rm A} r_{\rm e}^2 m_{\rm e} c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_{\rm e}\gamma^2 v^2 W_{\rm max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$
(5.3)

dove:

Numero di Avogadro = $6.023 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$,
raggio classico dell'elettrone = 2.817×10^{-13} cm,
massa a riposo dell'elettrone,
velocità della luce nel vuoto,
densità del mezzo,
numero atomico del mezzo,
peso atomico del mezzo,
numero atomico della particella,
=v/c, dove v è la velocità della particella incidente,
$1/\sqrt{1-\beta^2},$
massima energia trasferita in una collisione singola,
potenziale medio di eccitazione,
correzione che tiene conto dell'effetto densità,
shell correction, che riguarda solo le basse energie.

Per gli elettroni diventa importante la bremsstralung, e la perdita d'energia assume la forma:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = N E_0 \Phi_{\mathrm{rad}} \tag{5.4}$$

con N densità di atomi (in cm⁻³) del materiale attraversato, E_0 è l'energia iniziale dell'e⁻ o dell'e⁺ considerato, e $\Phi_{\rm rad}$ è funzione solo del materiale attraversato.

La particella rilascia nel materiale una frazione della propria energia totale direttamente proporzionale a z^2 e inversamente proporzionale a β^2 che per Z fissato assume la forma descritta dalla distribuzione di Landau.



Figura 5.1: La perdita di energia di una particella all'interno di un materiale, a parità di velocità d'attraversamento dipende direttamente dal quadrato della carica [84].

La figura 5.1 rappresenta la perdita d'energia d'una particella all'interno di un materiale: si nota che la perdita d'energia decresce all'aumentare di β fino a quando β non raggiunge un valore di circa 0.96 c, che rappresenta il minimo della funzione, quindi aumenta lentamente (risalita relativistica). In materiali densi come lo scintillatore plastico non c'è questo aumento (per effetto densità). Le particelle con β pari a questo valore sono al minimo di ionizzazione (MIP) e noto β si ricava il valore assoluto della carica.

Dalle relazioni dell'impulso e del tempo di volo:

$$p = \gamma \, mv \tag{5.5}$$

$$t = l/v \tag{5.6}$$

con l lunghezza della traccia, la massa della particella è data dalla relazione:

$$m = \frac{p}{\gamma v} = \frac{pt}{\gamma l} = \frac{pt}{l} \sqrt{1 - \frac{l^2}{t^2 c^2}}$$
(5.7)

 $\mathbf{85}$

per cui lo spettrometro, è in grado di distinguere particelle con lo stesso impulso ma masse diverse:

$$m_1^2 - m_2^2 \simeq \frac{2p^2}{lc} \cdot \Delta t \tag{5.8}$$

se lo spettrometro ha una risoluzione temporale migliore di Δt .

Nota la lunghezza l e la risoluzione temporale del sistema a tempo di volo $(\Delta t = \sigma_{\text{TOF}} = 100 \div 120 \text{ ps})$, AMS può distinguere particelle, di massa m e impluso p, da protoni (m_p =938 MeV), ad un livello di confidenza del 95%,

$$m_p^2 - m^2 \simeq \frac{2p^2}{lc} \cdot \sigma_{ToF} \tag{5.9}$$

fino a momenti di 1.5 GeV/c.

5.2 Gli scintillatori

Le molecole del mezzo di cui sono costituiti gli scintillatori assorbono l'energia rilasciata dalla particella durante il suo passaggio, e diseccitandosi producono fotoni che, tramite le guide di luce, vengono convogliati ai fotomoltiplicatori che trasformano i fotoni in arrivo in un inpulso amplificato in corrente elettrica (in figura 5.2 è rappresentato uno schema di un contatore, formato da scintillatore, guide di luce e PM).

Gli scintillatori si distinguono in due tipi: *inorganici* ed *organici*. I primi sono composti di cristalli alcalini con una piccola frazione di impurità che ha la funzione di attivatore e a, causa della loro elevata densità, una particella che li attraversa perde una grande quantità di energia. I secondi invece sono composti di idrocarburi aromatici contenenti strutture ad anello di benzene, il cui processo d'eccitazione e di diseccitazione è molto veloce, quindi vengono utilizzati quando si vuole avere una buona risoluzione temporale.

Sia per il TOF di AMS-01 che di AMS-02, sono stati scelti scintillatori plastici organici del tipo Bicron BC408, le cui caratteristiche sono riportate nella tabella che segue:

indice di rifrazione	1.59
tempo di risposta	$0.9 \mathrm{~ns}$
tempo di caduta	2.1 ns
lunghezza d'attenuazione	$380~{\rm cm}$
lunghezza d'onda alla massima emissione	$434~\mathrm{nm}$



Figura 5.2: Schema di un contatore del TOF in AMS-01.

5.2.1 La risoluzione temporale

Gli scintillatori di AMS devono avere una buona risoluzione temporale che arrivi fino a $(100 \div 120)$ ps sulla misura del tempo di volo. La risoluzione temporale dipende da alcuni fattori, come:

- il numero di fotoni rivelati;
- la dispersione del cammino ottico dal punto d'incidenza della particella fino ai fotomoltiplicatori;
- il tempo di risposta dello scintillatore (tempo di caduta del segnale);
- la fluttuazione del tempo di formazione del segnale sul PM.

5.3 Le guide di luce

La luce di scintillazione prodotta al passaggio di una particella in uno scintillatore, deve essere convogliata sui fotomoltiplicatori per essere convertita in segnale elettrico.



Figura 5.3: Guide di luce usata nel TOF di AMS-02.

Il raccordo tra lo scintillatore e il PM è effettuato da una guida di luce realizzata in plexyglass e mostrata nella figura 5.3. Il disegno delle guide di luce è stato fatto seguendo vari parametri e garantendo comunque un'alta efficienza di raccolta oltre che una distribuzione uniforme della luce. Mentre in AMS-01 le guide erano tutte diritte, in AMS-02 in alcuni casi sono ricurve in modo da assicurare che le linee di forza del campo magnetico formino un angolo piccolo con l'asse del fotomoltiplicatore, in modo da non comprometterne le prestazioni.

Per assicurare l'accoppiamento ottico e meccanico tra la guida di luce e il fotomoltiplicatore, vengono frapposte delle pastiglie di silicone di 3 mm di spessore (Dow Corning 53-900).

5.4 I fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore è costituito di un catodo (a potenziale negativo) di materiale fotosensibile, a cui seguono una serie di dinodi che moltiplicano gli elettroni raccolti e li collimano nell'anodo (a potenziale positivo) (figura 5.4). Quando un fotone urta il fotocatodo, emette un elettrone per effetto fotoelettrico che, a causa del campo elettrico, viene accelerato verso il primo dinodo dove rilascia gran parte della sua energia e innesca così un'emissione secondaria di elettroni verso il secondo dinodo e così via. Questo è un pro-



Figura 5.4: Schema di un fotomoltiplicatore.

cesso di moltiplicazione a cascata che ha termine sull'anodo, dove tutti gli elettroni prodotti vanno a formare un segnale in corrente elettrica.

Si chiama *fotocatodo* quella parte del PM, che converte la luce incidente in elettroni per effetto fotoelettrico. Per aumentare questa proprietà sul fotocatodo, viene depositato uno strato molto sottile di materiale fotosensibile. L'emissione fotoelettrica è un processo probabilistico: non tutti gli elettroni eccitati sono in grado di sfuggire dal fotocatodo. Una misura di tale quantità è data dall'*efficienza quantica*:

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P_{\nu}}{K} \left(\frac{1}{1 + 1/KL} P_s\right)$$
(5.10)

- *R*: coefficiente di riflessione;
- P_{ν} : probabilità che l'elettrone venga eccitato oltre il livello del vuoto;
- *K*: coefficiente di assorbimento;
- L: cammino libero medio degli elettroni eccitati;
- $P_{\rm s}$: probabilità che l'elettrone eccitato venga emesso come fotoelettrone.

L'efficienza quantica può essere definita pertanto come il numero di elettroni emessi dal catodo rispetto al numero di fotoni incidenti.

I dinodi invece sono gli stadi intermedi tra catodo e anodo in cui gli elettroni danno luogo alla formazione di cascate di ulteriori elettroni. Supponendo di avere n dinodi, tra i quali ci sia una differenza di potenziale V: il numero di elettroni secondari prodotti al primo dinodo sarà dato da: $\delta = a V^k$, con a = costante moltiplicativa e k = parametro dipendente dalla struttura e dal materiale con cui è costruito il dinodo, generalmente uguale



Figura 5.5: Dinodi a griglia dei PM fine-mesh.

a circa $0.7 \div 0.8^{(1)}$ [85]. Possiamo esprimere il fattore d'emissione secondaria come:

$$\delta_1 = \frac{I_{\rm d1}}{I_{\rm c}} \tag{5.11}$$

dove $I_{\rm c}$ esprime la corrente di fotoelettroni emessa dal fotocatodo che colpisce il primo dinodo, mentre $I_{\rm d1}$ sono gli eletroni secondari prodotti nel primo dinodo. Questi elettroni vengono moltiplicati in cascata lungo tutti gli *n* dinodi di cui è costituito il fotomoltiplicatore fino a raggiungere l'anodo che raccoglierà una corrente $I_{\rm a}$ data da:

$$I_{\rm a} = I_{\rm c} \ a \,\delta_1 \delta_2 \dots \delta_n, \tag{5.12}$$

da cui otteniamo il guadagno del fotomoltiplicatore:

$$G = a \,\delta_1 \delta_2 \dots \delta_n \tag{5.13}$$

nel caso ideale con efficienza di raccolta pari ad 1, si può esprimere il guadagno come:

$$G = a^n \left(\frac{V}{n+1}\right)^{kn} = A V^{kn} \quad . \tag{5.14}$$

Il guadagno quindi segue una legge di potenza in funzione della tensione d'alimentazione.

Per il TOF di AMS-01, così come per l'ACC e per l'ATC, sono stati utilizzati PM di tipo R5900 Hamamatsu, composti di 10 dinodi *tendina veneziana*,

¹Consultare il sito: http://www.hamamatsu.com

dove i dinodi sono disposti formando un angolo di 45 gradi rispetto all'asse della cascata di elettroni. Gli R5900 sono adatti alle applicazioni aerospaziali essendo piuttosto leggeri (25 g), di dimensioni molto ridotte ($2.5 \times 2.5 \times 3$ cm²) e con tensione di alimentazione non molto alta ($700 \div 900$) V. Essi sono utilizzati anche in AMS-02 nell'ECAL e nel RICH, nella versione 4 e 16 pixel rispettivamente. Invece il TOF e l'ACC di AMS-02 usano il modello fine-mesh Hamamatsu R5946, caratterizzati da dinodi che hanno la forma di griglie molto sottili, come si può vedere anche in figura 5.5. Gli Hamamatsu R5946 fine-mesh scelti per il TOF, hanno un totale di 16 dinodi, equistanziati e molto vicini tra loro.

Le dimensioni e il peso sono maggiori di quelle degli R5900 (figura 5.6), ma i fine-mesh sono stati costruiti per essere utilizzati in presenza di un forte campo magnetico, in cui il modello R5900 non può operare. Gli elettroni che si moltiplicano all'interno del fine-mesh sono poco sensibili al campo magnetico longitudinale, grazie alla maglia fine della griglia di cui sono costituiti i dinodi, e alla piccola spaziatura tra gli elettrodi.

Per poter utilizzare un fotomoltiplicatore bisogna prima alimentarlo con una certa tensione, questo viene fatto tramite un circuito esterno in grado di creare tra tutti i dinodi del PM la differenza di potenziale desiderata, in pratica viene connesso un *partitore resistivo* tra il catodo e l'anodo, ovvero una catena di resistenze.

Un PM che lavora a regime inpulsato, come nel caso di AMS, può fornire una risposta con un tempo di salita anche dell'ordine di pochi nanosecondi;



Figura 5.6: PM fine-mesh usato in AMS-02 a sinistra del PM usato in AMS-01.

può succedere quindi che ci siano delle temporanee cadute di potenziale dovute ad improvvisi picchi di corrente. Per evitare questo gli ultimi stadi dei dinodi vengono mantenuti a potenziale costante tramite l'aggiunta di capacitori ausiliari in grado di fornire la carica necessaria a compensare il picco di corrente per poi ricaricarsi subito dopo.

In prossimità degli ultimi dinodi, quando la densità di elettroni comincia ad essere molto grande, è possibile che si verifichino fenomeni di carica spaziale che possono disturbare la corrente di elettroni che fluisce all'anodo. Per evitare ciò il partitore resistivo fornisce un valore di tensione più elevato agli ultimi elettrodi, tale che gli elettroni vengono sottoposti ad una maggiore accelerazione migliorando così la linearità della risposta.

5.5 Metodo di calibrazione dei fotomoltiplicatori

Il lavoro sperimentale che ho svolto in questo anno, presso l'INFN di Bologna, riguarda la calibrazione dei fotomoltiplicatori ed il test di vibrazione di alcuni PM.

Descrizione del setup di acquisizione dei dati

L'apparecchiatura si compone di una scatola oscura a tenuta di luce all'interno della quale si trovano i fototubi e il LED, e di vari moduli collegati ad un *crate* CAMAC necessari per l'acquisizione e il trasferimento dei dati. Il *setup* con cui sono stati acquisiti i dati è schematicamente mostrato in figura 5.7, per maggiori dettagli sugli strumenti si rimanda a [84].

Un impulsatore (PULSER) produce un segnale in onda quadra ad una determinata frequenza (< 40 Hz). Questo segnale in logica TTL è inviato ad un LEVEL ADAPTER che lo converte in un segnale in logica NIM per poter pilotare il LED DRIVER. Il LEVEL ADAPTER manda il segnale in due direzioni: ad un discriminatore ed ad una coincidenza.

• Il discriminatore forma il segnale e lo invia ad un LED DRIVER. Questo modulo è programmabile via *software* e permette di impostare intensità (tra 0 e 20 V) e durata temporale (tra 1 e 500 ns) dell'impulso luminoso emesso da un LED che si trova di fronte ai PM, all'interno della scatola.



SETUP

Figura 5.7: Set up d'acquisizione dati utilizzato per la calibrazione dei fototubi.

• La coincidenza è tra il segnale proveniente dal LEVEL ADAPTER e i due segnali di uscita negati provenienti dalla DUAL TIMER. La coincidenza in pratica fa si che l'acquisizione dati, durante il segnale di *gate*, si verifichi solo dopo che i dati precedenti sono stati trasferiti al PC, tramite lo STATUS A, e dopo il segnale di *clear* dell'ADC, che rende i canali pronti ad una nuova acquisizione. Queste due informazioni arrivano alla coincidenza tramite le due DUAL TIMER. Il segnale in coincidenza va al gate del modulo ADC, e ordina all'ADC di acquisire i dati provenienti dai PM.

Raccogliamo dai PM impulsati dal LED un segnale anodico, ed eventualmente anche un altro segnale prelevato da uno dei dinodi (del terz'ultimo dinido per i fine-mesh di AMS). I segnali raccolti raggiungono un DELAY in modo da avere un opportuno ritardo, al fine di arrivare ai canali dell'ADC un po' dopo l'inizio del segnale di gate, che deve durare più a lungo dei segnali in ingresso.

L'ADC ad integrazione di carica compie l'integrazione del segnale analogico prodotto dal PM e lo converte in un valore digitale, dopodiché un segnale



Figura 5.8: Retta di guadagno.

di *end-marker* di una TIME UNIT aziona lo STATUS A che procede ad una lettura dell' ADC. Quando lo STATUS A ha terminato la sua acquisizione, un segnale di end-marker dall'altra TIME UNIT fa partire il clear che rende pronti i canali dell'ADC ad una nuova acquisizione dopo il nuovo gate.

Procedura di calibrazione

La procedura di calibrazione dei fotomoltiplicatori consiste in vari passaggi, ripetuti a valori diversi di tensione⁽²⁾:

• si determina la posizione P_0 del piedistallo prendendo dati con il LED spento e alimentando il fototubo. La posizione del piedistallo dipende dalla larghezza del gate, mentre la larghezza del segnale del piedistallo, è direttamente correlata al rumore dell'elettronica e alla *dark current* del fotomoltiplicatore.

 $^{^{2}\}mathrm{I}$ PM sono alimentati con un partitore resistivo da 100 MΩ, con (1700 ÷ 2000) V di tensione negativa sul catodo.
• la curva di guadagno (figura 5.8) rappresenta il fit lineare della varianza (σ^2) del picco della carica rilasciata sull'ADC in funzione della posizione del picco (R), ed è data dalla relazione:

$$\sigma^{2} = G \left(1 + \delta_{\rm s}^{2} \right) \frac{e}{A} R + \sigma_{0}^{2} \tag{5.15}$$

dove R è la posizione del picco (in canali ADC) alle varie ampiezze del LED, G il guadagno medio del fototubo, e la carica dell'elettrone, A il fattore di scala del modulo CIA (*Charge Integrating* ADC)⁽³⁾, σ_0^2 è legato al rumore dell'elettronica, δ_s^2 è la risoluzione della risposta del singolo fotoelettrone, data da:

$$\delta_{\rm s} = \frac{\sigma_1}{P_1 - P_0} \tag{5.16}$$

con P_0 posizione del piedistallo, P_1 e σ_1 posizione e deviazione standard del picco di singolo fotoelettrone approssimato con una gaussiana (figura 5.9) [85].

Per determinare la curva di guadagno impostiamo diverse ampiezze del LED mantenendo costante la durata, impulsato con frequenza ~ 25 Hz.

• Per ricavare il guadagno del fototubo è necessario conoscere la risposta del PM al singolo fotoelettrone. Per impulsare il fotocatodo con un singolo fotone alla volta, usiamo un filtro al 10% posto davanti al LED e diminuiamo il più possibile l'ampiezza. Prendiamo le δ_s^2 dei PM alle varie tensioni definite dalla formula (5.17). Questi valori dovrebbero differire poco l'uno dall'altro, in realtà però il fit di singolo fotoelettrone è molto delicato. Quindi poiché i valori di δ_s^2 presentano grandi variabilità, per ricavare il guadagno consideriamo la loro media pesata.

Infine dalla *curva di calibrazione* (figura 5.10) definita dalla relazione:

$$\log_{10} G = C_2 \ (\log_{10} V) + C_1 \tag{5.17}$$

troviamo la relazione che intercorre tra il guadagno e la tensione, e tramite questa calcoliamo la *tensione di lavoro* del PM, definita come la tensione

³Scala high resolution A = 0.033 pC/ch e low resolution A = 0.25 pC/ch.



Figura 5.9: Fit di singolo fotoelettrone.

necessaria al fototubo per ottenere un guadagno di 2×10^6 . L'errore associato alla tensione di lavoro, si trova a partire dalla relazione:

$$\log_{10} \frac{G_{\rm L}}{G_{\rm M}} = C_2 \, \log_{10} \frac{V_{\rm L}}{V_{\rm M}} \tag{5.18}$$

dove $G_{\rm L} = 2 \times 10^6$ è il guadagno alla tensione di lavoro $V_{\rm L}$, e $G_{\rm M}$ è il guadagno alla tensione misurata $V_{\rm M}$. Sostituendo $V_{\rm L} = V_{\rm M} + \Delta V$, otteniamo:

$$\log_{10} \frac{G_{\rm L}}{G_{\rm M}} = C_2 \, \log_{10} (1 + \frac{\Delta V}{V_{\rm M}}) \simeq C_2 \, \frac{\Delta V}{V_{\rm M}} \tag{5.19}$$

quindi la tensione di lavoro è:

$$V_{\rm L} = V_{\rm M} \left(1 + \frac{1}{C_2} \log \frac{G_0}{G_{\rm M}} \right)$$
(5.20)

da cui ne ricaviamo l'errore:

$$\sigma_{V_{\rm L}} = \frac{\sigma_{G_{\rm M}} V_{\rm M}}{\ln 10 \cdot C_2 \, G_{\rm M}} \tag{5.21}$$

96



Figura 5.10: La retta di calibrazione rappresenta il guadagno del fototubo al variare della tensione di alimentazione.

dove abbiamo omesso i contributi di errore relativi a C_2 e $V_{\rm M}$ in quanto trascurabili rispetto all'errore su $G_{\rm M}$.

5.5.1 Test di vibrazione meccanica su alcuni PM

Il 15 febbraio 2002, sui fotomoltiplicatori Hamamatsu di tipo *fine-mesh* (figure 5.11 e 5.5) Hamamatsu R5946: ZH5539, ZH5541 e ZH5542 (senza *pot* $ting^{(4)}$) è stato effettuato un test di vibrazione presso l'officina meccanica della Galileo Avionica di Campi Bisenzio (FI).

Questo test è stato effettuato utilizzando i seguenti strumenti:

- vibratore Ling Dynamic Systems 826LS;
- sistema di controllo Scientifica Atlanta SD1201;

 $^{^{4}}$ Le parti elettriche del PM vengono ricoperte con un particolare elastomero, in modo da isolarlo dalle possibile scariche dovute al funzionamento sotto tensione in condizioni di bassissima pressione.



Figura 5.11: Fotomoltiplicatore di tipo fine-mesh R5946 usato per il TOF di AMS-02.

- preamplificatori Ling Dynamics Sistem CA4;
- accelerometri Brüel & Kjær mod. 4393 & 4374.

Prima di tutto sono state individuate le risonanze del supporto su cui erano montati i PM (figura 5.12), in modo da evitare amplificazioni della vibrazione che avrebbero potuto danneggiarli.

Le condizioni di prova per la ricerca delle risonanze sono state:

- asse di prova: Z, perpendicolare all'asse dei fototubi;
- frequenze: $(5 \div 2000)$ Hz;
- livello (grms): 0.5 grms;
- velocità di scansione: 2 oct/min;
- numero di cicli: 1.

Successivamente è stata eseguita una vibrazione del tipo Sin + randomSamara Vibration Test (ridotta), secondo le seguenti caratteristiche:

• asse di prova: Z, perpendicolare all'asse dei fototubi;



Figura 5.12: I tre fototubi fissati sul supporto metallico in vibrazione.

- frequenze: $(20 \div 2000)$ Hz;
- livello (grms): 2.92 grms;
- durata: 2 min.

5.5.2 Risultati dell'analisi

I fototubi ZH5539, ZH5541 e ZH5542 sono stati calibrati ai tre valori di tensione descritti nella tabella che segue:

Tensioni di alimentazione (Volt)					
PM	HV min	HV med	HV max		
ZH5539	1500	1600	1700		
ZH5541	1500	1600	1700		
ZH5542	1650	1750	1850		

Per caratterizzare il comportamento dei PM prima e dopo la vibrazione sono state effettuate due calibrazioni: una prima della vibrazione e una dopo per vederne gli effetti. Bisogna premettere, prima di analizzare i risultati, che purtoppo le condizioni di presa dati sono cambiate nell'arco della due calibrazioni, così come il fatto che ho eseguito personalmete solo la calibrazione dei PM successiva la vibrazione e non quella precedente.

Per ognuno dei fototubi si presentano⁽⁵⁾:

- 1. il grafico dei coefficienti angolari delle rette di guadagno alle varie tensioni, precedenti e successivi alla vibrazione (P_2) ;
- 2. il grafico dei valori $\delta_{\rm s}^2$ di singolo foto
elettrone ottenuti prima e dopo la vibrazione;
- 3. il grafico dei guadagni prima e dopo la vibrazione (G);
- 4. la tabella dei parametri del fit della retta di calibrazione dei valori precedenti la vibrazione e di quelli successivi;
- 5. la tabella delle tensioni di lavoro per le due calibrazioni.

PM ZH5539

Il grafico in alto di figura 5.13 rappresenta le pendenze (P_2) delle rette di guadagno precedenti e successive alla vibrazione. I valori di P_2 ottenuti risultano tutti confrontabili e rivelano lo stesso andamento in funzione della tensione.

Il grafico dei P_2 è molto affidabile in quanto rappresenta la posizione del picco ottenuto dai fit gaussiani della carica (in realtà è una poissoniana approssimabile con una gaussiana nel caso in cui il PM riceve molti fotoni). Il fit, affidato a MINUIT di PAW (*Physics Analysis Workstation*), è molto stabile con un χ^2/gdl molto basso.

Noto P_2 , cioè $G(1 + \delta_s^2)$ nella formula (5.15), per arrivare al guadagno G del PM, da cui poi otteniamo la tensione di lavoro del fototubo, bisogna ricavare il valore medio, pesato alle varie tensioni con i relativi errori, di δ_s^2 . Nel grafico centrale di figura 5.13 sono rappresenti tutti i valori misurati di δ_s^2 , con la loro media pesata (retta orizzontale) prima e dopo il test di vibrazione.

I valori di δ_s^2 al contrario di quelli dei P_2 , sono più sparpagliati e non c'è coincidenza tra i risultati ottenuti prima e dopo il test. Il fit di singolo

⁵Tutti i valori riportati nei grafici si riferiscono alla scala *high resolution* dell'ADC.



Figura 5.13: Per il PM ZH5539 sono mostrati gli andamenti precedenti e successivi alla vibrazione del coefficiente angolare della retta di guadagno (P2), della media di singolo fotoelettrone $(DELTA^2)$ e del guadagno in 10^6 $(G/10^6)$.

fotoelettone da cui si ricavano i valori di δ_s^2 è molto critico: cambiando anche di poco i valori iniziali dei parametri si possono avere risultati completamente diversi. Anche se molto instabile questo fit è necessario per conoscere le

tensioni corrispondenti ad un guadagno di 2×10^6 , le quali saranno usate come punto di partenza per la regolazione fine delle tensioni di lavoro, da effettuarsi con i PM montati sui contatori definitivi, equalizzando le risposte corrispondenti a 1 MIP al centro del contatore.

Le medie pesate dei δ_s^2 (rette orizzontali) sono un po' diverse a causa del valore di δ_s^2 a 1700 V misurato dopo la vibrazione, che, anche se ha poco peso (grande errore), sembra spostare sistematicamente la media più in alto del ~ 10% dopo la vibrazione.

Si hanno perciò due possibilità per il valore di δ_s^2 a 1700 V: o dipende dall'instabilità del fit di singolo fotoelettrone e in questo caso il test non ha cambiato le caratteristiche del fototubo, oppure la vibrazione ha modificato la risposta di singolo fotoelettrone del PM e quindi il guadagno. In quest'ultimo caso, assumendo che le variazioni di δ_s^2 siano dovute alla vibrazione, i valori del guadagno dopo il test, alle varie tensioni sono sistematicamente diminuiti di circa il (10 ~ 15) %. Queste variazioni sono comunque dello stesso ordine di grandezza dell'errore con cui è noto il guadagno (5.13 in basso), pertanto in questo caso possiamo dire che al massimo il test ha influenzato solo lievemente le caratteristiche del PM.

PM ZH5541

Per le pendenze P_2 delle rette di guadagno (figura 5.14 in alto), si ha una diminuzione di circa il 10% a 1500V, mentre la pendenza è circa la stessa a 1600V e risulta superiore del 30% circa a 1700V, più semplicemente come mostrato in figura tramite le due rette, i P_2 prima e dopo la vibarzione hanno andamenti diversi. Data la stabilità del fit della retta di guadagno, possiamo dire che la vibrazione ha influenzato le caratteristiche peculiari del fototubo in questione.

Il valore medio di δ_s^2 successivo alla vibrazione è aumentato rispetto a quello precedente del 25% circa, mentre il guadagno risulta diminuito rispetto a prima della vibrazione a basse tensioni, ed aumenta all'aumentare della tensione finché la variazione di P_2 compensa quella di δ_s^2 . Questo fototubo è stato molto probabilmente influenzato dalla vibrazione.

ZH5542

Il fotomoltiplicatore ZH5542 è stato calibrato prima e dopo la vibrazione a valori di tensioni differenti, come si vede dai punti sperimentali in figura 5.15.



Figura 5.14: Per il PM ZH5541 sono mostrati gli andamenti precedenti alla vibrazione e successivi del coefficienete angolare della retta di guadagno (P2), della δ_s^2 media di singolo fotoelettrone $(DELTA^2)$ e del guadagno in 10⁶ $(G/10^6)$.

I valori dei coefficenti della retta di guadagno sono compatibili e seguono l'andamento descritto in figura 5.15 in alto.

Il valore medio di $\delta_{\rm s}^2$ (retta orizzontale) risulta diminuito dopo il test di



Figura 5.15: Per il PM ZH5542 sono mostrati gli andamenti precedenti alla vibrazione e successivi del coefficienete angolare della retta di guadagno (P2), della δ_s^2 media di singolo fotoelettrone $(DELTA^2)$ e del guadagno in 10⁶ $(G/10^6)$.

vibrazione di circa il 36%: ciò potrebbe essere dovuto (in analogia con il PM ZH5539) alla vibrazione che ha effettivamente cambiato l'assetto interno del fototubo, oppure ai fit sbagliati dello spettro di singolo fotoelettrone dei

due punti sperimentali di δ_s^2 a 1650 V e a 1700 V, che tendono a spostare rispettivamente la media verso un valore più basso dopo la vibrazione, e verso un valore più alto prima della vibrazione.

Pertanto si hanno anche qui due possibilità come nel caso del PM ZH5539: se si considerano inaffidabili i punti sperimentali di δ_s^2 a 1650 V e 1700 V, possiamo dire che il test di vibrazione non ha influenzato il PM; se invece assumiamo che i due valori di δ_s^2 sono affidabili e sono pertanto variati a causa del test di vibrazione, allora i valori del guadagno che otteniamo dopo la vibrazione mostrano un sistematico aumento (figura 5.15 in basso).

Conclusioni

I i coefficienti della retta di calibrazione precedenti e succesivi la vibrazione, dei tre PM fine-mesh vibrati sono:

Retta calibrazione						
	prima		dopo			
	C_1	C_2	C_1	C_2		
ZH5539	-13.01 ± 0.10	6.073 ± 0.030	-13.41 ± 0.30	6.176 ± 0.093		
ZH5541	-9.250 ± 0.676	4.890 ± 0.211	-19.06 ± 0.33	7.927 ± 0.103		
ZH5542	-13.23 ± 0.29	6.004 ± 0.089	-13.12 ± 0.04	6.031 ± 0.009		

da cui si ottengono le tensioni di lavoro che seguono:

Tensione di lavoro				
	prima	dopo		
	V (volt)	V (volt)		
ZH5539	1513 ± 12	1554 ± 7		
ZH5541	1514 ± 21	1582 ± 8		
ZH5542	1794 ± 9	1662 ± 6		

Possiamo concludere affermando che il test di vibrazione effettuato sui tre fotomoltiplicatori Hamamatsu di tipo fine-mesh ZH5539, ZH5541 e ZH5542, ha influito almeno in un caso sulle caratteristiche peculiari dei PM. Assumendo anche che le variazioni osservate su alcuni dei δ_s^2 misurati relativi ai PM ZH5539 e ZH5542, non siano imputabili alla vibrazione ma siano invece dovute alla criticità del fit o ad errori, comunque resta il fatto che il test di vibrazione ha influenzato molto probabilmente il PM ZH5541. Ciò implica che alcuni fotomoltiplicatori, anche se non tutti, potrebbero mutare le loro caratteristiche una volta avvenuto il lancio nello spazio dello strumento, durante il quale il rivelatore subisce intense accelerazioni.

Vista l'ambiguità del risultato propongo che in futuro vengano effettuati altri test di vibrazione, questa volta su un maggior numero di fototubi, in modo da scoprire come incide la vibrazione sulle caratteristiche interne dei fotomoltiplicatori del TOF di AMS-02, in modo da non avere sorprese al momento una volta avvenuto il lancio.

Conclusioni

Durante questo anno di studi presso il gruppo di AMS di Bologna ho affrontato due argomenti: l'analisi dei dati sugli elettroni raccolti da AMS-01 e da altri esperimenti (capitolo 3) e lo studio dei fotomoltiplicatori che saranno montati sul TOF di AMS-02, che è lo strumento di AMS che viene costruito presso l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare di Bologna (capitolo 5).

Gli elettroni dei raggi cosmici primari

Lo studio da me svolto sugli elettroni dei raggi cosmici primari misurati da AMS-01 e da altri esperimenti precedenti, ha lo scopo principale di trovare lo spettro interstellare locale (LIS) degli elettroni, corretto per la modulazione dovuta alla presenza del Sole, e confrontarlo con le indicazioni che provengono dalle osservazioni radio della nostra galassia. Il LIS degli elettroni è necessario per conoscere meglio il mezzo interstellare vicino a noi e per verificare se ci troviamo in una zona rappresentativa della situazione media della galassia.

Abbiamo considerato i dati raccolti in circa trenta anni di esperimenti sui raggi cosmici primari in intervalli di energia diversi, ma sovrapponibili, da una frazione di GeV fino ad oltre 1 TeV. Abbiamo preso i dati pubblicati del valore dei flussi estrapolati al di fuori dell'atmosfera terrestre, e li abbiamo corretti per l'effetto della modulazione solare utilizzando un modello piuttosto semplice ma corretto al primo ordine, noto come modello di Gleeson e Axford.

Questo modello approssima l'eliosfera con un volume sferico nel quale le particelle si propagano per convezione e diffusione, e scambiano energia con il vento solare in espansione, in funzione della distanza radiale r dal Sole.

Per demodulare i flussi è necessario conoscere il parametro di modulazione solare, rappresentativo dell'attività solare al momento della rivelazione degli elettroni: questo parametro si può ricavare dai neutron monitor o meglio ancora dalla demodulazione del flusso dei protoni misurati dallo stesso esperimento [54], come abbiamo fatto nel caso di AMS.

I risultati ottenuti demodulando i flussi, pur non essendo troppo diversi non sono tutti compatibili: i dati degli esperimenti pubblicati da Tang et al. (1984) [64] e da Gloden et al. (1994) [65] si discostano molto dagli altri esperimenti e differiscono anche tra loro nella banda di rigidità in comune (dai 7 ai 20 GV). Gli altri esperimenti invece hanno dei flussi degli elettroni LIS rappresentati da leggi di potenza con normalizzazione diversa ma indice spettrale compatibile, attorno al valore 3.4, misurato per AMS.

Barwick et al. (1998) [58] e Muller (2001) [38] affermano che ciò che ha importanza è l'indice spettrale degli spettri misurati più che il loro fattore di normalizzazione, che dipende dalla conoscenza dell'atmosfera residua e dal grado di perfezionamento delle tecniche di simulazione, meno affidabili per gli esperimenti passati. Gli esperimenti recenti invece, come AMS-01 e HEAT, sembrano avere una migliore determinazione dei flussi. Questo è sicuramente dovuto al fatto che le simulazioni e le capacità di calcolo sono notevolmente migliorate in questi ultimi anni insieme alla conoscenza degli apparati e dell'atmosfera, nel caso dei palloni aereostatici.

Supponendo pertanto che le differenze sistematiche tra i singoli dati non dipendano strettamente dalla rigidità, abbiamo normalizzato i flussi LIS di tutti gli altri esperimenti al flusso di AMS-01, in quanto è l'unico tra gli esperimenti scelti ad avere un'atmosfera residua trascurabile. Inoltre è il più recente, è stato calibrato su fascio, ha una accettanza elevata e un tempo di esposizione relativamente lungo, che gli hanno permesso di collezionare una statistica di eventi superiore a quella degli esperimenti precedenti.

Dalla sovrapposizione di tutti i flussi LIS dei vari esperimenti a quello di AMS-01 si ottiene che lo spettro del mezzo interstellare locale è compatibile con un'unica legge di potenza dai 2 ai 1500 GeV circa, con indice spettrale $\gamma = 3.4 \pm 0.03$.

Confrontando i valori γ ottenuti tramite l'analisi diretta dei dati di AMS e dei palloni, con quelli radio, ottenuti dalla radiazione diffusa, e con quelli previsti dal modello evolutivo, si osserva che non c'è un raccordo immediato tra i due tipi di misura. Dalle osservazioni radio risulterebbe un indice spettrale di 2.6 circa tra i 2 e i 10 GeV, con un cambio di pendenza atteso ad un indice attorno a 3.6 tra i 20 e i 30 GeV (ottenuto dal modello). Questo cambio di indice spettrale da 2.6 circa a 3.6 che ci aspetteremmo dalla teoria, in realtà non riusciamo ad osservarlo con i dati diretti a nostra disposizione.

Una spiegazione possibile potrebbe incentrarsi sul fatto che gli elettroni, alle energie per le quali il loro spettro misurato si può considerare un'unica legge di potenza, percorrono distanze che diminuiscono con il crescere dell'energia cinetica, per cui "sondano" necessariamente volumi via via minori [38] [42]. Questo significa che il loro spettro misurato risente della situazione locale molto di più di quello dei protoni, e che potrebbe quindi rivelarsi diverso da quello ricavato dalle misure degli spettri radio, che sondano molto più in "profondità" e quindi rappresentano meglio la situazione media degli elettroni presenti nella nostra e nelle altre galassie.

Abbiamo tentato di spiegare lo spettro misurato tra i 2 GeV e qualche TeV, in termini di una grandezza significativa solo a livello locale. Assumiamo che il sistema solare non si trovi in una zona rappresentativa di tutta la galassia ma in una zona particolare chiamata *Local Bubble* [6], delle dimensioni dell'ordine dei 100 pc, con una densità bassa di idrogeno (attorno ai 5×10^{-3} cm³), che potrebbe essersi formata dal gas che fuoriesce da un gruppo di stelle giovani, oppure potrebbe essere il risultato dell'esplosione di una singola SN, esplosa circa 10^5 anni fa entro 100 pc dal Sole.

Supponiamo che gli elettroni misurati direttamente rispecchino solamente quelli che si trovano all'interno della local bubble, che sono rimasti intrappolati entro un guscio di resto di supernova in espansione intorno a noi. Sviluppando un modello evolutivo che tenga conto della diminuzione del campo magnetico, dal momento dell'esplosione di SN fino ad adesso, e delle perdite adiabatiche degli elettroni, si ottiene che gli elettroni misurati direttamente potrebbero essere il frutto dell'esplosione di una SN, avvenuta circa 150 000 anni fa, con un campo magnetico iniziale di circa 300 μ G. Questa potrebbe essere una possibile interpretazione dei risultati ottenuti, che richiede conferma da parte di altre osservazioni di quantità correlabili ad esempio all'età dell'ultima supernova della local bubble.

Il test di vibrazione sui fotomoltiplicatori finemesh

Ho svolto presso i laboratori dell'INFN di Bologna il lavoro sperimentale sul TOF di AMS-02. Il mio compito è stato quello di calibrare alcuni fotomoltiplicatori di tipo fine mesh e di verificare il corretto funzionamento di tre di essi dopo un test di vibrazione maccanica.

I fine mesh sono dei particolari fotomoltiplicatori adatti all'applicazione nello spazio e in condizioni di forte campo magnetico: il campo magnetico in cui dovranno operare in AMS-02 sarà infatti di quasi $(0.2 \div 0.3)$ T. I fotomoltiplicatori del tipo Hamamatsu R5946, sono caratterizzati da 16 dinodi a forma di griglie molto sottili, strettamente impacchetati, in modo da risentire il meno possibile degli effetti del campo magnetico.

Come prima cosa abbiamo ottimizzato il sistema di acquisizione dati dei fotomoltiplicatori, dopodiché siamo passati alla calibrazione vera e propria.

La procedura di calibrazione di un fotomoltiplicatore, è necessaria per conoscere la tensione di lavoro che lo caratterizza, cioè la tensione necessaria per ottenere un guadagno di 2×10^6 . Una caratteristica fondamentale per la calibrazione è rappresentata dall'efficienza di risposta del PM ad un singolo fotoelettrone. Purtroppo la parametrizzazione della risposta di un PM sottoposto agli impulsi di un solo fotone alla volta non è banale: essa è data dalla somma di più gaussiane e la criticità è legata al fatto che non si riesce a distinguere bene lo spettro di singolo fotoelettrone a causa del rumore del fotomoltiplicatore (*dark current*) e all'elettronica di acquisizione.

Il test di vibrazione meccanica è una prova che serve a verificare che i fototubi non cambino le loro proprietà intrinseche una volta avvenuto il decollo dello shuttle. I PM vengono vibrati su un banco di prova che permette di riprodurre un ampio spettro di frequenze e di intensità di accelerazione.

Questo test è stato effettuato su tre PM, precedentemente calibrati a Bologna, presso la Galileo Avionica (Alenia Spazio Spa.) di Firenze. Prima della vibrazione vera e propria sono state individuate le eventuali risonanze del supporto, dopodiché i tre fototubi sono stati vibrati alle frequenze dai 20 ai 2000 Hz, fino a circa 3 g.

I tre PM di tipo Hamamatzu R5946: ZH5539, ZH5541 e ZH5542, ricalibrati dopo la vibrazione, hanno mostrato evidenti cambiamenti. Per il PM ZH5541 la retta di guadagno, che è un fit molto stabile, mostra un andamento diverso prima e dopo la vibrazione; possiamo pertanto concludere che questo fototubo è stato molto probabilmente influenzato dalla vibrazione. Per quanto riguarda i PM ZH5539 e ZH5542, il risultato è più ambiguo, essi non mostrano cambiamenti alle rette di calibrazione, mentre gli spettri di singolo fotoelettrone sono diversi prima e dopo la vibrazione.

Vista l'ambiguità del risultato propongo che in futuro vengano effettuati

altri test di vibrazione, questa volta su un maggior numero di fototubi, in modo da scoprire come incide la vibrazione sulle caratteristiche interne dei fotomoltiplicatori del TOF di AMS-02, in modo da non avere sorprese una volta avvenuto il lancio.

Bibliografia

- [1] V.L. Ginzburg. The Origin of Cosmic Rays. Pergamon Press, 1964.
- [2] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 1, 2. Cambridge University Press, 2 edition, 1992, 1994.
- [3] A. Braccesi. Dalle stelle all'Universo. Zanichelli, 1999.
- [4] A. Webster. The shape and size of the radio halo of the Galaxy. Mon. Not. R. astr. Soc., 185:507–520, November 1978.
- [5] E. N. Parker. Dynamical Theory of the Solar Wind. Space Science Reviews, 4:666+, 1965.
- [6] B.F. Burke. An Introduction to Radio Astronomy. Cambridge University Press, 1977.
- [7] R. Schlickeiser. Cosmic Ray Astrophysics. Springer, A&A Library, 2001.
- [8] T. K. Gaisser and R. K. Schaefer. Cosmic-ray secondary antiprotons -A closer look. *The Astrophysical Journal*, 394:174–183, July 1992.
- [9] B. Wiebel-Sooth, P. L. Biermann, and H. Meyer. Cosmic rays. VII. Individual element spectra: prediction and data. Astronomy and Astrophysics, 330:389–398, February 1998.
- [10] A. Ahlen *et al.* An antimatter spectrometer in space. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A350:351–367, 1994.
- [11] A. A. Penzias and R. W. Wilson. Measurement of the flux density of cas a at 4080 mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142:1149+, October 1965.
- [12] S. Weinberg. I primi tre minuti. Mondadori, 1977.

- [13] G. Steigman. Observational tests of antimatter cosmologies. Ann. Rev. A&A, 14:339–372, 1976.
- [14] F. W. Stecker, J. I. Vette, and J. I. Trombka. Cosmic &gamma-rays Extragalactic origin for 1 to 6 MeV flux proposed. *Nature Physical Science*, 231:122+, June 1971.
- [15] F. W. Stecker and A. W. Wolfendale. Antiparticles in the extragalactic cosmic radiation. its 19th Intern. Cosmic Ray Conf., Vol. 2 p 354-357 (SEE N85-34006 22-93), 2:354–357, August 1985.
- [16] J. Alcaraz et. AMS collaboration. Search for Antihelium in Cosmic Rays. *Phys. Lett.*, B484:10–22, 2000.
- [17] J. Alcaraz et. AMS collaboration. Helium in near Earth orbit. Phys. Lett., 494:193–202, November 2000.
- [18] S. M. Faber and J. S. Gallagher. Masses and mass-to-light ratios of galaxies. Ann. Rev. A&A, 17:135–187, 1979.
- [19] V. Trimble. Existence and nature of dark matter in the universe. Ann. Rev. A&A, 25:425–472, 1987.
- [20] P.J.E. Peebles. Principles of Physical Cosmology. Princeton University Press, 1993.
- [21] N. Bachall. Dark Matter. Princeton University Observatory: astro-ph/9611080, preprint PRINCETON-OBSERV-P-693, November 1996.
- [22] K. Griest. Galactic microlensing as a method of detecting massive compact halo objects. *The Astrophysical Journal*, 366:412–421, January 1991.
- [23] R. J. Nemiroff. Probing galactic halo dark matter with microlensing. Astronomy and Astrophysics, 247:73–76, July 1991.
- [24] B. Carr. Baryonic Dark Matter. Ann. Rev. A&A, 32:531–590, 1994.
- [25] Particle Data Group. Review of particle physics. European Physical Journal C, 3:1–794, 1998.

BIBLIOGRAFIA

- [26] A. Burrows, M. T. Ressell, and M. S. Turner. Axions and SN 1987A : axion trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 42:3297+, November 1990.
- [27] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rev. Lett.*, 267:195–373, March 1996.
- [28] A. Goobar, S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. Mc-Mahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, and W. J. Couch. The Acceleration of the Universe: Measurements of Cosmological Parameters from Type la Supernovae. *Physica Scripta Volume T*, 85:47+, 2000.
- [29] A. Balbi, P. Ade, J. Bock, J. Borrill, A. Boscaleri, P. De Bernardis, P. G. Ferreira, S. Hanany, V. Hristov, A. H. Jaffe, A. T. Lee, S. Oh, E. Pascale, B. Rabii, P. L. Richards, G. F. Smoot, R. Stompor, C. D. Winant, and J. H. P. Wu. Constraints on Cosmological Parameters from MAXIMA-1. *The Astrophysical Journal*, 545:L1–L4, December 2000.
- [30] G.K. Parks. Physics of Space Plasmas. An Introduction. Addison-Wesley, 1991.
- [31] F. Barao. An analysis program framework for reconstructing events. AMS Internal Note: 1999-10-01, 1999.
- [32] T.S. Dai. The AMS01 Magnet. AMS Internal Note, 2000.
- [33] D. Casadei. AMS Time of Flight System Performances During the STS-91 Mission. AMS Internal Note: 2000-03-01, 2000.
- [34] A. Contin. Results of a simulation of the AMS TOF counters. AMS Internal Note: 1996-09-01, 1996.
- [35] J. Alcaraz et. AMS collaboration. Protons near Earth. Phys. Lett., 472: 215–226, January 2000.
- [36] J. Alcaraz et AMS collaboration. Cosmic Protons. Phys. Lett., 490: 27–35, September 2000.

- [37] J. Alcaraz et. AMS collaboration. Leptons in near Earth orbit. Phys. Lett., 484:10–22, June 2000.
- [38] D. Müller. Cosmic-ray electrons and positrons. Advances in Space Research, 27:659–668, 2001.
- [39] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsura, M. Ozaki, and S. S. Holt. Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN:1006. *Nature*, 378:255+, November 1995.
- [40] T. Tanimori, Y. Hayami, S. Kamei, S. A. Dazeley, P. G. Edwards, S. Gunji, S. Hara, T. Hara, J. Holder, A. Kawachi, T. Kifune, R. Kita, T. Konishi, A. Masaike, Y. Matsubara, T. Matsuoka, Y. Mizumoto, M. Mori, M. Moriya, H. Muraishi, Y. Muraki, T. Naito, K. Nishijima, S. Oda, S. Ogio, J. R. Patterson, M. D. Roberts, G. P. Rowell, K. Sakurazawa, T. Sako, Y. Sato, R. Susukita, A. Suzuki, R. Suzuki, T. Tamura, G. J. Thornton, S. Yanagita, T. Yoshida, and T. Yoshikoshi. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, 497: L25-+, April 1998.
- [41] D. Mueller, S. P. Swordy, P. Meyer, J. L'Heureux, and J. M. Grunsfeld. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 374:356–365, June 1991.
- [42] J. Nishimura, T. Kobayashi, Y. Komori, and K. Yoshida. Observations of high energy primary electrons and their astrophysical significance. *Adv.Space Res.*, 19:767–770, May 1997.
- [43] E. N. Parker. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *The Astrophysical Journal*, 128:664+, November 1958.
- [44] E. Parker. Extension of the Solar Corona into Interplanetary Space. Journal of Geophysical Research, 64:1675+, November 1959.
- [45] Yu. Galaktionov. Proton and antiproton spectra and rates during Shuttle flight. AMS Internal Note: 1997-10-04, 2001.
- [46] W.N. Hess. The radiation Belt and Magnetosphere. Blaisdell, 1968.

- [47] M.S. Vallarta. Theory of the geomagnetic effects of cosmic radiation. Handdb. Physik, 46:88, 1958.
- [48] G. Lamanna. Measurements of cosmic ray Protons and Deuterons spectra in Low Earth Orbit with the Alpha Magnetic Spectrometer (AMS). Tesi di dottorato, 1999.
- [49] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Cosmic Rays in the Interplanetary Medium. The Astrophysical Journal, 149:L115-+, September 1967.
- [50] E. N. Parker. Dynamical Properties of Stellar Coronas and Stellar Winds. V. Stability and Wave Propagation. *The Astrophysical Journal*, 143:32+, January 1966.
- [51] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *The Astrophysical Journal*, 154:1011+, December 1968.
- [52] L. A. Fisk and M. van Hollebeke. Electrons in Quiet-Time Increases, Samplers of Conditions in the Outer Solar System. Proceedings of the 12th International Conference on Cosmic Rays, held in Tasmania, Australia, 16-25 August, 1971. Volume 2., p.542, 2:542+, 1971.
- [53] L. A. Fisk, M. A. Forman, and M. L. Goldstein. Modulation of Low Energy Galactic Electrons. (Abstract). Proceedings of the 13th International Conference on Cosmic Rays, held in Denver, Colorado, Volume 2 (MG and SP Sessions)., p.771, 2:771+, 1973.
- [54] M. Boezio, P. Carlson, T. Francke, N. Weber, M. Suffert, M. Hof, W. Menn, M. Simon, S. A. Stephens, R. Bellotti, F. Cafagna, M. Castellano, M. Circella, C. de Marzo, N. Finetti, P. Papini, S. Piccardi, P. Spillantini, M. Ricci, M. Casolino, M. P. de Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R. Sparvoli, G. Barbiellini, U. Bravar, P. Schiavon, A. Vacchi, N. Zampa, J. W. Mitchell, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, R. L. Golden, and S. J. Stochaj. The Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra between 0.4 and 200 GV. *The Astrophysical Journal*, 518:457–472, June 1999.
- [55] J. Z. Wang, E. S. Seo, K. Anraku, M. Fujikawa, M. Imori, T. Maeno, N. Matsui, H. Matsunaga, M. Motoki, S. Orito, T. Saeki, T. Sanuki, I. Ueda, K. Yoshimura, Y. Makida, J. Suzuki, K. Tanaka, A. Yamamoto,

T. Yoshida, T. Mitsui, H. Matsumoto, M. Nozaki, M. Sasaki, J. Mitchell, A. Moiseev, J. Ormes, R. Streitmatter, J. Nishimura, Y. Yajima, and T. Yamagami. Measurement of Cosmic-Ray Hydrogen and Helium and Their Isotopic Composition with the BESS Experiment. *The Astrophysical Journal*, 564:244–259, January 2002.

- [56] E. G. Berezhko and L. T. Ksenofontov. Cosmic Rays, Radio and Gamma-Ray Emission from the Remnant of Supernova 1987A. *Astronomy Letters*, 26:639–656, October 2000.
- [57] M. Boezio, G. Barbiellini, V. Bonvicini, P. Schiavon, A. Vacchi, N. Zampa, D. Bergström, P. Carlson, T. Francke, S. Grinstein, N. Weber, M. Suffert, M. Hof, J. Kremer, W. Menn, M. Simon, S. A. Stephens, M. Ambriola, R. Bellotti, F. S. Cafagna, F. Ciacio, M. Circella, C. de Marzo, N. Finetti, P. Papini, S. Piccardi, P. Spillantini, S. Bartalucci, M. Ricci, C. Grimani, M. Casolino, M. P. de Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R. Sparvoli, J. W. Mitchell, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, U. Bravar, and S. J. Stochaj. Measurements of cosmic-ray electrons and positrons by the Wizard/CAPRICE collaboration. *Adv.Space Res.*, 27: 669–674, 2001.
- [58] S. W. Barwick, J. J. Beatty, C. R. Bower, C. J. Chaput, S. Coutu, G. A. de Nolfo, M. A. Duvernois, D. Ellithorpe, D. Ficenec, J. Knapp, D. M. Lowder, S. McKee, D. Mueller, J. A. Musser, S. L. Nutter, E. Schneider, S. P. Swordy, G. Tarle, A. D. Tomasch, and E. Torbet. The Energy Spectra and Relative Abundances of Electrons and Positrons in the Galactic Cosmic Radiation. *The Astrophysical Journal*, 498:779+, May 1998.
- [59] M. Boezio, P. Carlson, T. Francke, N. Weber, M. Suffert, M. Hof, W. Menn, M. Simon, S. A. Stephens, R. Bellotti, F. Cafagna, M. Castellano, M. Circella, C. De Marzo, N. Finetti, P. Papini, S. Piccardi, P. Spillantini, M. Ricci, M. Casolino, M. P. De Pascale, A. Morselli, P. Picozza, R. Sparvoli, G. Barbiellini, U. Bravar, P. Schiavon, A. Vacchi, N. Zampa, C. Grimani, J. W. Mitchell, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, R. L. Golden, and S. J. Stochaj. The Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra Measured at 1 AU during Solar Minimum Activity. *The Astrophysical Journal*, 532:653–669, March 2000.

BIBLIOGRAFIA

- [60] A. Buffington, C. D. Orth, and G. F. Smoot. Measurement of primary cosmic-ray electrons and positrons from 4 to 50 GeV. *The Astrophysical Journal*, 199:669–679, August 1975.
- [61] C. A. Meegan and J. A. Earl. The spectrum of cosmic electrons with energies between 6 and 100 GeV. *The Astrophysical Journal*, 197:219– 233, April 1975.
- [62] T. A. Prince. The energy spectrum of cosmic ray electrons between 9 and 300 GeV. The Astrophysical Journal, 227:676–693, January 1979.
- [63] R. L. Golden, B. G. Mauger, G. D. Badhwar, R. R. Daniel, J. L. Lacy, S. A. Stephens, and J. E. Zipse. A measurement of the absolute flux of cosmic-ray electrons. *The Astrophysical Journal*, 287:622–632, December 1984.
- [64] K.-K. Tang. The energy spectrum of electrons and cosmic-ray confinement A new measurement and its interpretation. *The Astrophysical Journal*, 278:881–892, March 1984.
- [65] R. L. Golden, C. Grimani, B. L. Kimbell, S. A. Stephens, S. J. Stochaj, W. R. Webber, G. Basini, F. Bongiorno, F. Massimo Brancaccio, M. Ricci, J. F. Ormes, R. E. Streitmatter, P. Papini, P. Spillantini, M. T. Brunetti, A. Codino, M. Menichelli, I. Salvatori, M. P. de Pascale, A. Morselli, and P. Picozza. Observations of cosmic-ray electrons and positrons using an imaging calorimeter. *The Astrophysical Journal*, 436:769–775, December 1994.
- [66] J. Nishimura, M. Fujii, T. Taira, E. Aizu, H. Hiraiwa, T. Kobayashi, K. Niu, I. Ohta, R. L. Golden, and T. A. Koss. Emulsion chamber observations of primary cosmic-ray electrons in the energy range 30-1000 GeV. *The Astrophysical Journal*, 238:394–409, May 1980.
- [67] W. R. Webber, G. A. Simpson, and H. V. Cane. Radio emission, cosmic ray electrons, and the production of gamma-rays in the Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 236:448–459, March 1980.
- [68] P. Platania, M. Bensadoun, M. Bersanelli, G. de Amici, A. Kogut, S. Levin, D. Maino, and G. F. Smoot. A Determination of the Spectral Index of Galactic Synchrotron Emission in the 1-10 GHz Range. *The Astrophysical Journal*, 505:473–483, October 1998.

- [69] M. Pohl and J. A. Esposito. Electron Acceleration in Supernova Remnants and Diffuse Gamma Rays above 1 GeV. *The Astrophysical Journal*, 507:327–338, November 1998.
- [70] M. Pohl, C. Perrot, and I. Grenier. Gould's Belt and the Local Cosmic Ray Electron Spectrum. In Gamma 2001: Gamma-Ray Astrophysics, held 4-6 April, 2001 in Baltimore, MD. Edited by Steven Ritz, Neil Gehrels, and Chris R. Shrader. Also AIP Conference Proceedings, Vol. 587. Melville, NY: American Institute of Physics, 2001., p.459, pages 459+, 2001.
- [71] I. Büsching, M. Pohl, and R. Schlickeiser. Excess GeV radiation and cosmic ray origin. Astronomy and Astrophysics, 377:1056–1062, October 2001.
- [72] J. M. Rockstroh and W. R. Webber. A new determination of the local interstellar electron spectrum from the radio background. *The Astrophysical Journal*, 224:677–690, September 1978.
- [73] A. S. Webster. The spectrum of the galactic non-thermal background radiational Observations at 408, 610 and 1407 MHz. Mon. Not. R. astr. Soc., 166:355–372, February 1974.
- [74] V. Schönfelder. The Universe in Gamma Rays. Springer, A&A Library, 2001.
- [75] D. A. Kniffen and C. E. Fichtel. The diffuse galactic gamma radiation -The Compton contribution and component separation by energy interval and galactic coordinates. *The Astrophysical Journal*, 250:389–397, November 1981.
- [76] G. L. Kane, L. Wang, and T. T. Wang. Supersymmetry and the cosmic ray positron excess. *Physics Letters B*, 536:263–269, June 2002.
- [77] Y. Matsui, K. S. Long, J. R. Dickel, and E. W. Greisen. A detailed X-ray and radio comparison of Kepler's supernova remnant. *The Astrophysical Journal*, 287:295–306, December 1984.
- [78] R. Cowsik and S. Sarkar. A lower limit to the magnetic field in Cassiopeia-A. Mon. Not. R.astr.Soc., 191:855–861, June 1980.

120

BIBLIOGRAFIA

- [79] M. S. Potgieter, U. W. Langner, and S. E. S. Ferreira. Cosmic ray electron to positron ratios in the heliosphere. *Adv.Space Res.*, 27:523– 528, 2001.
- [80] A. W. Strong, I. V. Moskalenko, and O. Reimer. Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 537:763–784, July 2000.
- [81] A. Barrau. Proposal for the RICH counter of AMS on the International Space Station. AMS Internal Note, 1998.
- [82] D. Casadei. The AMS RICH PMTs calibration procedure. AMS Internal Note: 2001-23-07, 2001.
- [83] V. Choutko. Level-1 trigger proposal. AMS Internal Note: 2002-09-04, 2002.
- [84] William R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach. Springer-Verlag, 1987.
- [85] W. Hao. A simple light detector gain measurement technique. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A315:349–353, 1992.

BIBLIOGRAFIA

Ringraziamenti

I ringraziamenti per la realizzazione di questa tesi vanno a:

- Palmonari Per la sua disponibilità, per l'esempio di grande professionalità e per la bontà (... detto questo però deve trovarmi il lavoro! ... scherzo! ...).
 - Fanti Perchè mi ha aiutato e per la MITICA trovata della "Local Bubble"!!!
 - Diego Un grazie alla persona che ha scelto l'argomento di questa tesi e su cui ha perso più tempo di tutti (anche più di me!!) ... che mi ha sempre incitato e spronato in questi mesi a fare "fatti"!!! Adesso posso finalmente fare una cosa: scenza, accellerazione, squola e F = mv!!Ohhh!
 - Beppe Per le sue trovate geniali che risolvono in un attimo problemi che ti assillano da giorni e grazie alla sua simpatia (fatevi leggere Red CaPPucceT!) la vita di laboratorio è tutta un'altra cosa !!
 - Cristina Dhé con la Cri mi so' trovatha bene dha subito eh si parla la stessa lingua!!! Grazie per la tua disponibilità, soprattutto all'inizio mi sarei persa se non c'eri te ad aiutarmi!! Ringrazia anche i tuoi colleghi per i pranzi offerti!
- AMS group Grazie a tutti voi: a Lucio per tutti i pasticcini, le frappe e i panettoni ... a Nada per la figura del set up ... a Mister Kumac/Tarricone per avermi salvata da PAW !!! E infine a Michele per avermi fatto conoscere l'insalata d'agraria ... diventata per tutto quest'anno il mio pranzo abituale!! Grazie anche a tutti gli altri!!!
 - Cecchini Per la sua disponibilità e gentilezza, e per essere venuto all'incontro che ho organizzato. Grazie.

- Astroamici Un grazie particolare ai miei cari "friends" che sicuramente saranno tutti ad ascolatarmi il 19 Luglio tifando per me!!! Oppure saranno nelle mie stesse condizioni!!!! Con voi ho condiviso speranze e delusioni, gioie e sofferenze ma anche danze, nuoto, shopping e conferenze!!! Grazie, grazie e grazie.
 - Amici In questa categoria metto tutti gli amici sia conosciuti qui a Bologna sia tutti quelli che frequento da sempre. Vi ringrazio per avermi ogni tanto riportato con i piedi per terra, o meglio, sulla Terra!!! Grazie!
- Christophe Un grazie speciale per chi ne ha avuta davvero tanta di pazienza!!! Ma come hai fatto a sopportarmi?!? Grazie!!!
 - Familiari Nonni, bisnonni, zii, zie, cugini e cugine (di primo, secondo, terzo grado ... come le equazioni!!) grazie d'avermi aiutato e di essermi stati vicini, o d'avermi fatto da angeli custodi, senza il vostro aiuto non so come avrei fatto!!!
- I magnifici tre E alla fine i ringraziamenti più speciali!!! Grazie soprattutto a mamma e babbo per avermi confortato e appoggiato in questa avventura, per aver creduto in me e anche per avermi pagato gli studi, che a conti fatti non è stato un aiuto da poco!! E grazie anche a Marci che poverino, dividendo la doppia con me, in questo periodo particolare di orari impossibili ha dovuto mandare avanti la casa da solo e sopportare come tutti gli altri i miei sbalzi d'umore (nonostante gli esami di metodi e mecc. quantistica gli pesassero sulle spalle)!!

Avrei voluto ringraziarvi tutti uno ad uno ma non sarebbero di certo bastate mille pagine!!! Mi riprometto però di farlo di persona!