

**Esperimento AMS:  
problemi teorici e sperimentali  
nella ricerca di antimateria  
in raggi cosmici**

Autore: Diego Casadei  
Relatore: Prof. Andrea Contin

Univ. di Bologna, Marzo 1998



*Alla mia famiglia*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>vii</b>
<b>1 Il rivelatore AMS</b>	<b>1</b>
1.1 Uno spettrometro per l'antimateria nello spazio . . . . .	2
1.1.1 La misura della rigidità . . . . .	3
1.1.2 La misura di posizione e di perdita dell'energia . . . . .	5
1.1.3 La misura della velocità . . . . .	8
1.2 Il rivelatore della fase 1 . . . . .	9
1.2.1 Il magnete . . . . .	9
1.2.2 Il tracker . . . . .	10
1.2.3 Il sistema TOF . . . . .	10
1.2.4 Il sistema per le anticoincidenze . . . . .	12
1.2.5 Il trigger . . . . .	13
1.2.6 Il Čerenkov . . . . .	13
1.3 Il rivelatore della fase 2 . . . . .	15
1.3.1 AMS sulla stazione spaziale . . . . .	18
<b>2 La fisica di AMS</b>	<b>21</b>
2.1 I raggi cosmici . . . . .	21
2.1.1 Sorgenti . . . . .	22
2.1.2 Propagazione dei raggi cosmici . . . . .	24
2.1.3 Modulazione solare e cut-off geomagnetico . . . . .	26
2.2 Il problema dell'antimateria . . . . .	31
2.2.1 Big Bang . . . . .	33
2.2.2 Antinuclei . . . . .	35
2.2.3 Il modello inflazionario . . . . .	36
2.2.4 La materia oscura . . . . .	39

## INDICE

---

2.2.5	Supersimmetria . . . . .	41
2.2.6	Antiprotoni . . . . .	42
<b>3</b>	<b>I contatori a scintillazione del TOF</b>	<b>47</b>
3.1	Introduzione . . . . .	47
3.2	Studio dei prototipi di contatore . . . . .	48
3.2.1	Descrizione dell'apparato strumentale . . . . .	48
3.2.2	Scelta del rivestimento per lo scintillatore . . . . .	50
3.2.3	Elettronica . . . . .	53
3.2.4	Le guide di luce . . . . .	54
3.3	I contatori del sistema TOF . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Comportamento in vuoto dei contatori del TOF</b>	<b>63</b>
4.1	L'isolamento dei singoli fototubi . . . . .	66
4.2	Test di pressione su fototubi e alimentatori . . . . .	67
4.2.1	Test dei fototubi . . . . .	67
4.2.2	Test dell'alimentatore . . . . .	69
4.2.3	Test del prototipo . . . . .	70
4.3	Tutti i contatori sotto vuoto . . . . .	71
4.3.1	Il test finale di pressione . . . . .	71
4.3.2	Risultati . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>75</b>
5.1	Online monitoring . . . . .	75
5.2	Analisi offline . . . . .	76
	<b>Bibliografia</b>	<b>83</b>

# Introduzione

AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) é un rivelatore spaziale basato su un magnete permanente, progettato per studiare il problema della possibile esistenza di antimateria di origine cosmica.

L'esperimento si svolgerà in due fasi: nella prima l'apparato verrà installato sulla navetta Discovery, che lo porterà in un'orbita simile a quella della stazione spaziale MIR. Durante questa missione, AMS potrà raccogliere dati per un totale di circa 100 ore. Nella seconda fase, AMS verrà installato sulla stazione spaziale internazionale ISS (un'ampliamento della MIR), dove rimarrà almeno tre anni.

Il rivelatore é costituito da un magnete permanente di forma cilindrica, all'interno del quale é stato installato un tracker al silicio e un rivelatore a scintillazione per le anticoincidenze, chiuso alle estremità dai 4 piani di scintillatori del sistema del tempo di volo. L'apparato é completato da un rivelatore Čerenkov a soglia, posto sotto il magnete.

Questa tesi riguarda il lavoro da me svolto presso l'INFN di Bologna, nello sviluppo e nella costruzione del sistema del tempo di volo di AMS. La tesi é divisa in 5 capitoli, così strutturati. Il primo capitolo contiene la descrizione dell'esperimento AMS e degli obiettivi di fisica che esso si pone. Il secondo capitolo tratta più estesamente la fisica dei raggi cosmici e il problema dell'antimateria, illustrando le possibilità di utilizzo del rivelatore.

Il terzo e il quarto capitolo riguardano il lavoro sperimentale da me svolto: le prove compiute con i vari prototipi di contatore a scintillazione al fine di confrontare le possibili scelte progettuali ed evidenziarne i lati deboli. Più in particolare, il terzo capitolo si concentra sulle prove svolte con prototipi differenti, che hanno portato alla progressiva definizione del contatore definitivo. Il quarto capitolo riguarda invece i test di comportamento a basse pressioni dei contatori a scintillazione e della loro elettronica, grazie i quali é stato possibile evidenziare alcuni punti deboli dei prototipi iniziali che avrebbero potuto com-

promettere il funzionamento dell'intero apparato. I risultati di queste prove sono serviti non solo al gruppo di Bologna, che ha realizzato il sistema del tempo di volo, ma anche ai gruppi che hanno sviluppato le altre parti del rivelatore.

Il quinto capitolo, infine, mostra alcuni dei primi risultati di AMS, e illustra il mio contributo all'esperimento durante la fase di assemblaggio dei vari rivelatori che costituiscono l'apparato, e quella di integrazione nella navetta Discovery.

### **Ringraziamenti**

Nel corso dell'anno e mezzo in cui ho lavorato all'INFN di Bologna e nella "comunità" di AMS, ho avuto occasione di collaborare con molte persone, dalle quali ho imparato davvero molto. Spero di non dimenticarne troppe.

In primo luogo vorrei ricordare il professor F. Palmonari e il mio relatore, il professor A. Contin, sempre preoccupati che io imparassi a fare il numero maggiore di cose possibili — contemporaneamente.

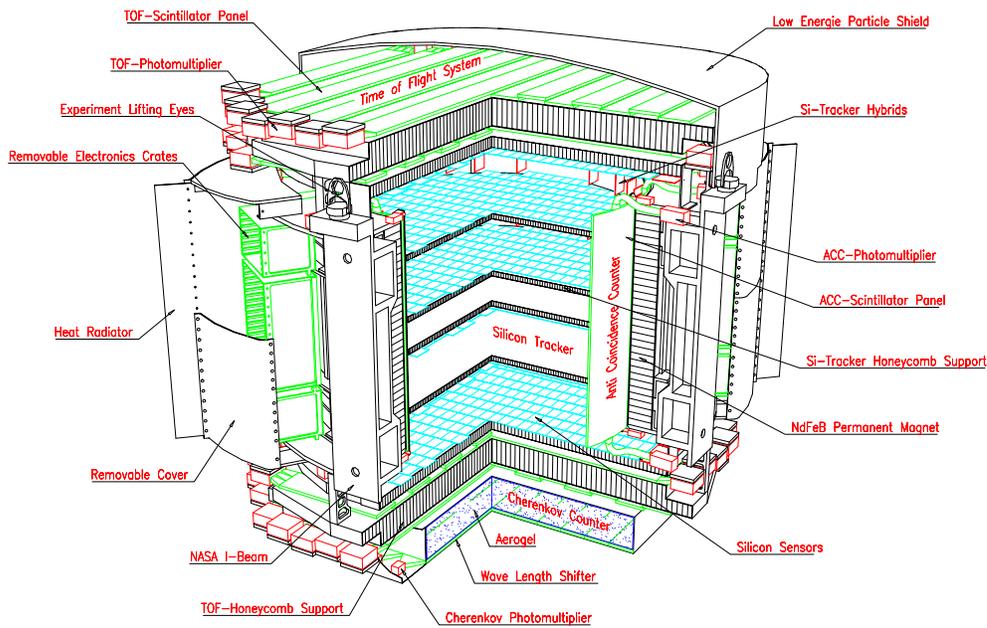
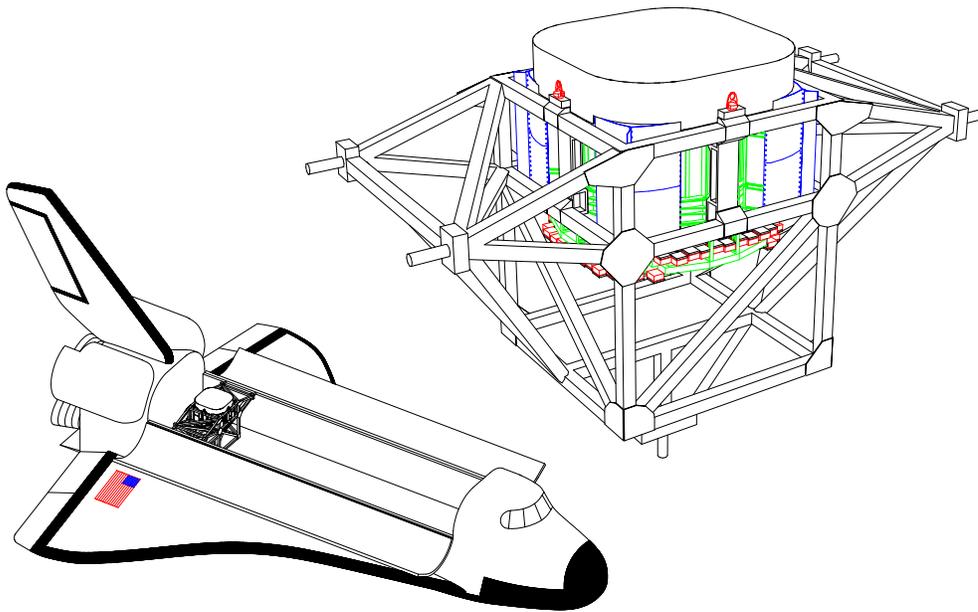
Devo ricordare poi il grande aiuto che ho ottenuto da V. Choutko, E. Choumilov e A. Klimentov (autori del software di simulazione e analisi per AMS), ai quali devo ancora qualche centinaio di litri di birra.

Non posso inoltre dimenticare le puntualissime parole di conforto pronunciate dall'ingegner G. Laurenti ogni notte in cui mi sono lamentato degli orari di lavoro.

D'altra parte, riconosco che i lavori forzati compiuti assieme ad esperti ricercatori, come F. Cindolo e G. Castellini, non hanno avuto che effetti positivi, dopo il piccolo periodo di degenza.

Che dire poi dei tecnici dell'INFN di Bologna e dell'IROE di Firenze? Senza il loro aiuto, difficilmente avrei saputo portare a termine la metà dei compiti assegnatimi. Ecco qualche nome (in ordine alfabetico): Gabanini, Lolli, Massera, Molinari, Pilastrini, Tesi.

Infine vorrei ricordare tutte le persone che hanno trascorso assieme a me molte ore in laboratorio: dal dottor G. Levi agli altri laureandi, in particolare L. Baldini, l'unica persona che abbia avuto orari più pazzi dei miei.



# Alpha Magnetic Spectrometer

*B. Berg*  
30 September 1996



# Capitolo 1

## Il rivelatore AMS

AMS (*Alpha Magnetic Spectrometer*) é uno spettrometro di grande accettazione ( $0.6 \text{ m}^2 \text{ sr}$  [7]) che ha come obiettivo la ricerca di antimateria di origine extragalattica. Questo rivelatore spaziale per raggi cosmici é stato progettato e costruito da una collaborazione internazionale cui hanno preso parte Cina, Finlandia, Francia, Germania, Italia, Russia, Stati Uniti, Svizzera e Taiwan (figura 1.1), e opererà sulla stazione spaziale orbitante ISS (*International Space Station*) per almeno tre anni.

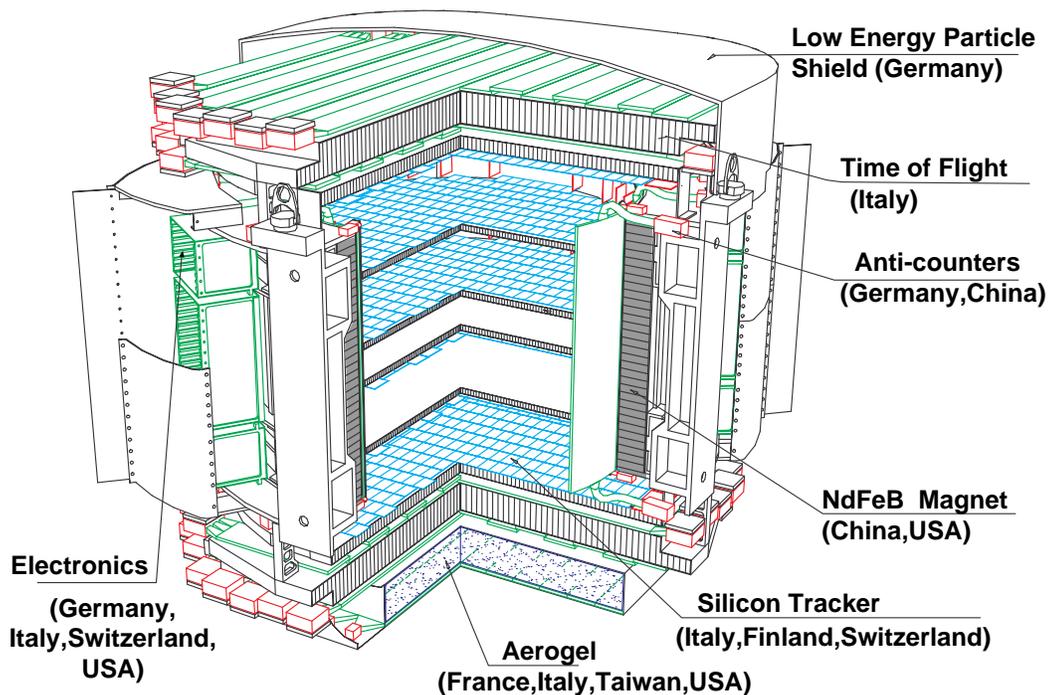
L'appuntamento con la stazione spaziale é fissato per l'inizio del 2002, ma la NASA ha richiesto un volo di prova nel maggio 1998, durante il quale, oltre all'indispensabile verifica del corretto funzionamento delle varie parti dell'apparato, sarà possibile studiare in modo dettagliato lo spettro degli antiprotoni di bassa energia (si veda il capitolo 2).

La missione scientifica di AMS é dunque divisa in due parti: un volo di dieci giorni ("fase 1": 100 ore di funzionamento) a bordo dello shuttle Discovery (fissato per il 29 maggio 1998, 00:32:39 UTC, volo STS-91) e una permanenza di almeno tre anni a bordo della stazione spaziale ISS, di prossima costruzione, a partire dall'inizio del 2002 ("fase 2": volo STS-121, conosciuto anche come ISS-21-UF4, fissato per ora al 17 gennaio<sup>1</sup>).

In questo capitolo si introduce innanzitutto l'esperimento AMS, così come é stato proposto nel 1994 [3], assieme al metodo utilizzato per identificare le particelle dei raggi cosmici e misurarne le energie. Verrà quindi data una descrizione dettagliata del rivelatore costruito per il primo volo, e successiva-

---

<sup>1</sup>Il sito da consultare é <http://www.osf.hq.nasa.gov/shuttle/futsts.html>.

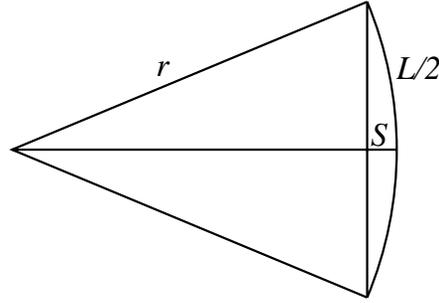


**Figura 1.1:** Il rivelatore AMS é il frutto di una collaborazione internazionale.

mente si passeranno in rassegna le modifiche proposte per la versione che sarà installata sulla stazione spaziale.

## 1.1 Uno spettrometro per l'antimateria nello spazio

*Uno spettrometro per l'antimateria nello spazio* é il titolo dell'articolo [3] con cui l'Antimatter Study Group ha proposto nel 1994 la realizzazione dell'apparato AMS, il primo rivelatore spaziale a grande accettazione basato su un magnete permanente. Questa proposta si inserisce in una serie di esperimenti compiuti negli ultimi decenni sulla ricerca di antiparticelle e sulla possibilità che esse formino antimateria [25].



**Figura 1.2:** La curvatura della traiettoria si può ricavare dalla sagitta  $S$ .

### 1.1.1 La misura della rigidità

La traiettoria di una particella carica che attraversa un campo magnetico é incurvata proporzionalmente al rapporto fra la carica e l'impulso. In un campo uniforme, la dinamica é determinata dalla *rigidità*  $R$ , definita come:

$$R = \frac{pc}{ze},$$

dove  $p$  e  $ze$  sono l'impulso relativistico e la carica della particella rispettivamente, e  $c$  é la velocità della luce.  $R$  ha le dimensioni di un'energia diviso una carica elettrica, e di solito viene misurata in giga-volt (GV). Se  $\theta$  é l'angolo formato dal vettore velocità della particella incidente con il campo magnetico  $\mathbf{B}$ , il raggio di curvatura della traiettoria percorsa dalla particella é:

$$r = R \frac{\sin \theta}{Bc} = \frac{\gamma m_0 v \sin \theta}{ze B}$$

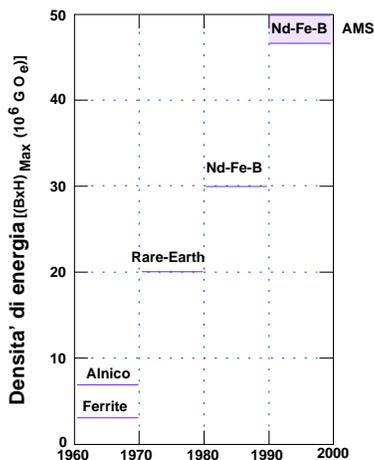
(si veda per esempio [24], cap. 11), dove  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ ,  $\beta = v/c$ ,  $m_0$  é la massa a riposo della particella,  $v$  é la sua velocità, e  $B$  é il modulo di  $\mathbf{B}$ .

Ciò che si misura é in genere la *sagitta*  $S$  (figura 1.2) che, nell'approssimazione  $S \ll r$ , si può scrivere:

$$S = r \left( 1 - \sqrt{1 - (L/2r)^2} \right) \approx \frac{L^2}{8r}.$$

Poiché vale la relazione  $pc = kB r$ , con  $k \simeq 0.3$ , dove  $p$  é l'impulso relativistico espresso in GeV/c,  $B$  l'intensità del campo magnetico espressa in tesla, e  $r$  é il raggio di curvatura in metri, troviamo  $S \propto (BL^2)/(pc)$ . Dunque:

$$R = r \frac{Bc}{\sin \theta} \simeq \frac{L^2}{8S} \frac{Bc}{\sin \theta} \quad \Rightarrow \quad \frac{p}{ze} \simeq \frac{1}{8} \frac{BL^2}{S \sin \theta},$$



**Figura 1.3:** Prestazioni delle leghe per magneti permanenti basate su terre rare.

per cui vediamo che, a parità di risoluzione spaziale nella misura della sagitta, più è alto il potere di analisi  $BL^2$ , maggiore è l'impulso massimo che si può misurare.

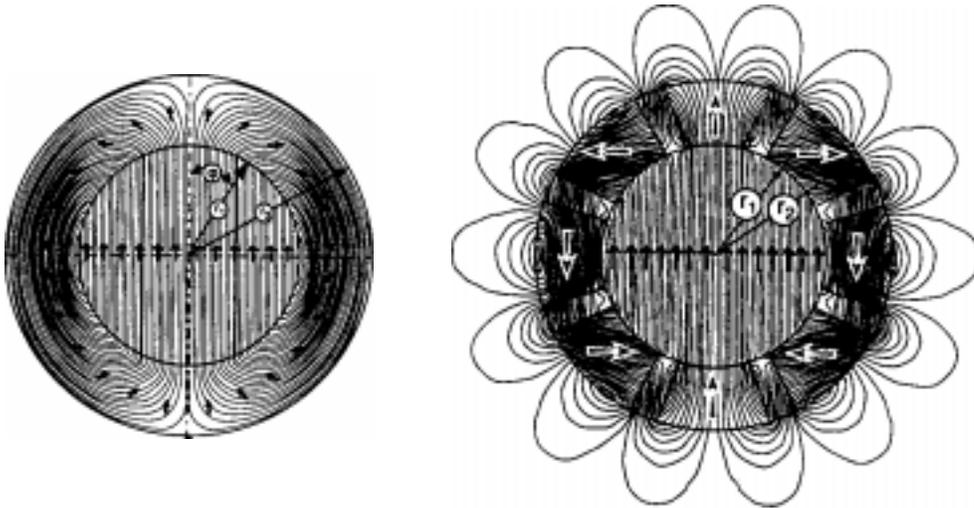
Dunque conoscendo la traiettoria, possiamo ricavare il rapporto fra l'impulso e la carica elettrica della particella.

La scelta del magnete per AMS tiene conto degli sviluppi più recenti nella realizzazione di leghe ad alta magnetizzazione basate su terre rare (figura 1.3), del potere risolutivo in rigidità voluto, e dell'accettanza geometrica necessaria a ottenere limiti nella rivelazione di antinuclei significativamente migliori di quelli disponibili attualmente. Il magnete ha quindi una grande accettanza ( $\sim 1 \text{ m}^2 \text{ sr}$ ) e un potere di analisi di  $BL^2 \approx 0.15 \text{ T m}^2$ .

Tuttavia, dovendo operare in orbita, la limitazione più stringente è imposta dal momento di dipolo magnetico, a causa delle interazioni con il campo terrestre. Si è dovuto quindi progettare il magnete in modo che il momento totale fosse trascurabile: il campo non può essere quello prodotto da un solenoide, ma le linee di campo devono essere confinate in un volume minimo, in una configurazione simile a quelle mostrate nelle figure 1.4 e 1.5.

Dal punto di vista costruttivo, è stato preferito un magnete permanente in quanto, rispetto ad un magnete superconduttore (usato per esempio nell'esperimento BESS [28]) non necessita di un generatore nè di un sistema di raffreddamento. Inoltre la sua struttura è compatta e rigida, e se le sollecitazioni del lancio e le variazioni di temperatura in orbita sono mantenute entro i livelli di tolleranza esso può lavorare per periodi arbitrariamente lunghi.

La minor complessità di funzionamento di un magnete permanente ha de-



**Figura 1.4:** Magnete cilindrico visto in sezione [3].

terminato questa scelta, anche se il campo magnetico é inferiore a quello di magnete superconduttore dello stesso peso, é più difficile ottenere un campo uniforme, e le interazioni con l'ambiente circostante non posso essere eliminate neppure temporaneamente.

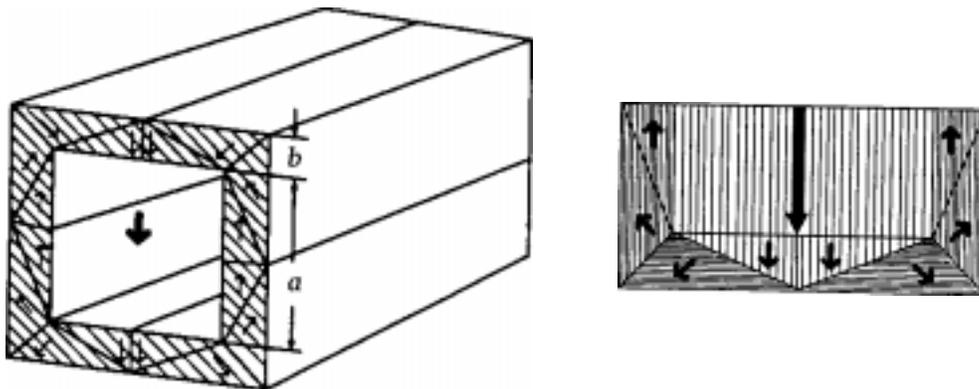
Particolare attenzione é stata posta alle eventuali interazioni con il campo terrestre, che possono interferire con le operazioni della navetta spaziale. Il magnete, in una lega di neodimio, ferro e boro, é stato quindi realizzato in modo da rispettare i criteri di sicurezza imposti dalla NASA: il momento magnetico totale é praticamente nullo, grazie alla particolare configurazione del campo magnetico.

In [3] sono state prese in esame due tipologie di disegno per il magnete, entrambe caratterizzate dalla presenza di un campo dipolare nella loro cavità: il 'magic ring', di forma cilindrica, illustrato in figura 1.4, e lo 'yokeless' (letteralmente "senza giogo"), mostrato in figura 1.5.

### 1.1.2 La misura di posizione e di perdita dell'energia

In [3] vengono esaminate due possibilità, per quanto riguarda il rivelatore da porre all'interno del magnete: una 'Time Projection Chamber' (TPC) e un rivelatore a 'microstrip' di silicio.

Una TPC é un rivelatore a gas (miscele proposte: Ne : CH<sub>4</sub> = 80 : 20 con



**Figura 1.5:** Magnete quadrato. Se  $b = [(\sqrt{2} - 1)/2]a$  non ci sono linee di campo all'esterno del magnete. Però a parità di accettazione e potere risolutivo pesa il doppio del 'magic ring' [3].

lunghezza di radiazione di 381 m, oppure He : CH<sub>4</sub> = 80 : 20 con lunghezza di radiazione di 2178 m) in grado di compiere un centinaio di misure di posizione e di perdita d'energia lungo la traiettoria, fornendo così misure indipendenti della rigidità e del valore assoluto della carica elettrica della particella incidente.

Quando una particella di massa  $m_0 > m_e$  e carica  $ze$  attraversa un mezzo caratterizzato dai numeri  $Z$  (atomico) e  $A$  (di massa), perde energia principalmente per ionizzazione. Se  $\beta c$  è la velocità della particella, la perdita di energia per unità di percorso è data dalla formula di Bethe-Bloch:

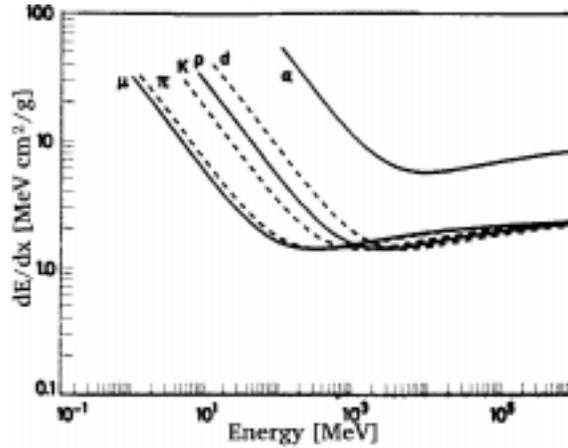
$$-\frac{dE}{dx} = K \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (1.1)$$

(da [6], §22.2) dove  $K \cong 0.3 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$  è una costante,  $I$  è l'energia media di ionizzazione del mezzo considerato,  $\delta$  è una correzione che tiene conto dell' "effetto densità" (costante in prima approssimazione), e

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/m_0 + (m_e/m_0)^2} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2,$$

poiché  $m_e \ll m_0$  per tutti i nuclei<sup>2</sup>. Fra i raggi cosmici troviamo anche pioni e muoni, prodotti nelle reazioni dei nuclei della componente primaria con il mezzo interstellare. Per tali particelle l'approssimazione precedente può risultare

<sup>2</sup>Nella (1.1) manca la 'shell correction', che riguarda le basse energie (a sinistra del minimo), perché è molto piccola.



**Figura 1.6:** Perdita d'energia per varie particelle nello stesso mezzo. Si noti la differenza fra la curva relativa alle particelle  $\alpha$ , che ha carica  $|z| = 2$ , e quelle delle altre particelle, tutte con  $|z| = 1$  (da [22]).

grossolana. Per gli elettroni di alta energia non si usa la (1.1), perché diventa importante la bremsstrahlung:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{el.}} = N E_0 \Phi_{\text{rad}},$$

in cui  $N$  è la densità di atomi (in  $\text{cm}^{-3}$ ) del materiale attraversato,  $E_0$  è l'energia iniziale dell'elettrone o del positrone considerato, e  $\Phi$  è funzione solo del materiale attraversato [22].

La relazione (1.1) mostra chiaramente che l'energia depositata è funzione di  $z$  e  $\beta$  (dipende anche da  $m_0$ , debolmente):  $\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx}(z, \beta)$ . Notiamo inoltre che  $\frac{dE}{dx} \propto z^2$ , dunque per particelle al minimo di ionizzazione (o ancora più energetiche) la misura della perdita d'energia è essenzialmente una misura del valore assoluto della carica elettrica (figura 1.6).

La TPC ha il vantaggio di avere pochi canali di lettura e un effetto minimo di scattering multiplo, ma la sua risoluzione in impulso prevista per un nucleone di  $10 \text{ GeV}/c$  è del 7.4% (per  $p_T$ , la componente dell'impulso ortogonale a  $\mathbf{B}$ ). Risultati molto migliori si possono ottenere con un rivelatore a stato solido, in particolare con un 'tracker' a 'microstrip' di silicio su due strati (in modo da avere le due coordinate contemporaneamente). Avendo a disposizione diversi piani di questo tipo all'interno del magnete, si ottiene una risoluzione in

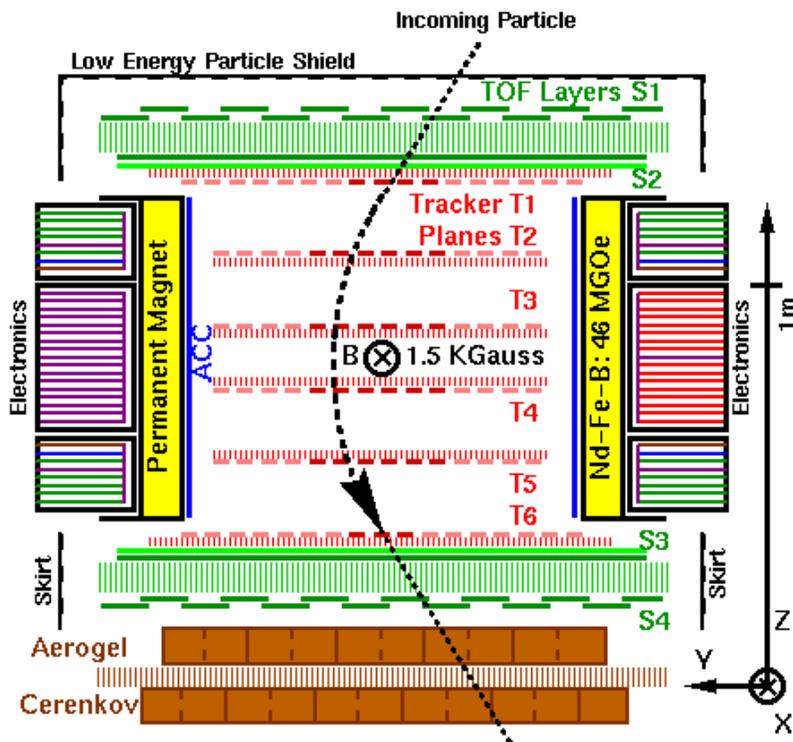


Figura 1.7: Traiettoria di una particella che attraversa AMS.

impulso migliore di un ordine di grandezza (circa 1% per particelle con  $|z| = 1$  al minimo di ionizzazione, che migliora al crescere di  $z$ ). Inoltre un rivelatore a gas é meno pratico nelle applicazioni spaziali, presentando il problema delle fughe e necessitando di un continuo rifornimento.

### 1.1.3 La misura della velocità

Conoscendo  $\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dx}(z, \beta)$  e  $R = R(m_0, z, \beta)$  (ricordiamo che  $p = \gamma m_0 v$ ) rimane un grado di libertà, che può venir “saturato” con una misura di  $\beta$ , eseguita dal sistema del tempo di volo (TOF, *Time Of Flight*). Il riconoscimento della particella é così completo.

Nel progetto di un rivelatore spaziale fattori determinanti sono il peso e la potenza, che devono essere minimi, le dimensioni, che devono garantire la massima accettazione possibile, e l’affidabilità, necessaria in quanto é esclusa

la possibilità di un qualsiasi intervento per tutta la durata dell'esperimento. Prendendo in considerazione questi fattori e gli obiettivi di fisica dell'esperimento (la rivelazione di almeno un nucleo di antielio), nella proposta [3] è stato definito come obiettivo per il sistema del tempo di volo una risoluzione temporale di 100 ps.

Inoltre, per estendere la misura a impulsi di qualche decina di GeV/c, l'apparato AMS nella fase 2 sarà equipaggiato con un Čerenkov di tipo RICH [17].

## 1.2 Il rivelatore della fase 1

L'apparato AMS, nella configurazione di "fase 1", è stato completato alla fine del 1997 a Zurigo, dove i vari gruppi hanno assemblato i singoli rivelatori nella configurazione mostrata in figura 1.1, in cui si possono osservare tutti i componenti previsti nel 1994, avendo scelto un magnete cilindrico e un tracker al silicio, più un Čerenkov ad 'aerogel'.

### 1.2.1 Il magnete

Il magnete di AMS è un cilindro cavo alto 80 cm, con un raggio interno di 51.4 cm e un raggio esterno di 60 cm, costituito da 32 settori formati da 4 blocchi di Nd-Fe-B con una densità di energia di 46 MG Oe (figura 1.8). Ogni blocco è stato assemblato incollando una sull'altra diverse "fette" con la stessa sezione, ricavate da uno strato spesso circa 2 cm, caratterizzato da una magnetizzazione uniforme. Per ottenere le diverse orientazioni del momento magnetico dei settori, le fette sono state ritagliate con diverse inclinazioni rispetto alla direzione del campo dello strato.

La massa totale è di 1900 kg, e la direzione dei vettori di magnetizzazione di ciascun settore (figura 1.4) è tale da produrre un campo dipolare, con intensità massima di  $1.3 \text{ kG} = 0.13 \text{ T}$ , perpendicolare all'asse del cilindro. All'esterno della cavità il campo cala bruscamente, raggiungendo un livello di pochi gauss a due metri dal centro, come richiesto dalla NASA.

Il cilindro magnetico è racchiuso da una struttura in alluminio, che costituisce il supporto sul quale sono montati gli altri rivelatori. All'interno del Discovery questo telaio sarà "ingabbiato" dalla struttura di fissaggio allo shuttle USS (*Unique Support Structure*), come mostrato in figura 1.9.



**Figura 1.8:** Il magnete, racchiuso dalla struttura cilindrica in alluminio su cui sono fissati gli altri componenti di AMS.

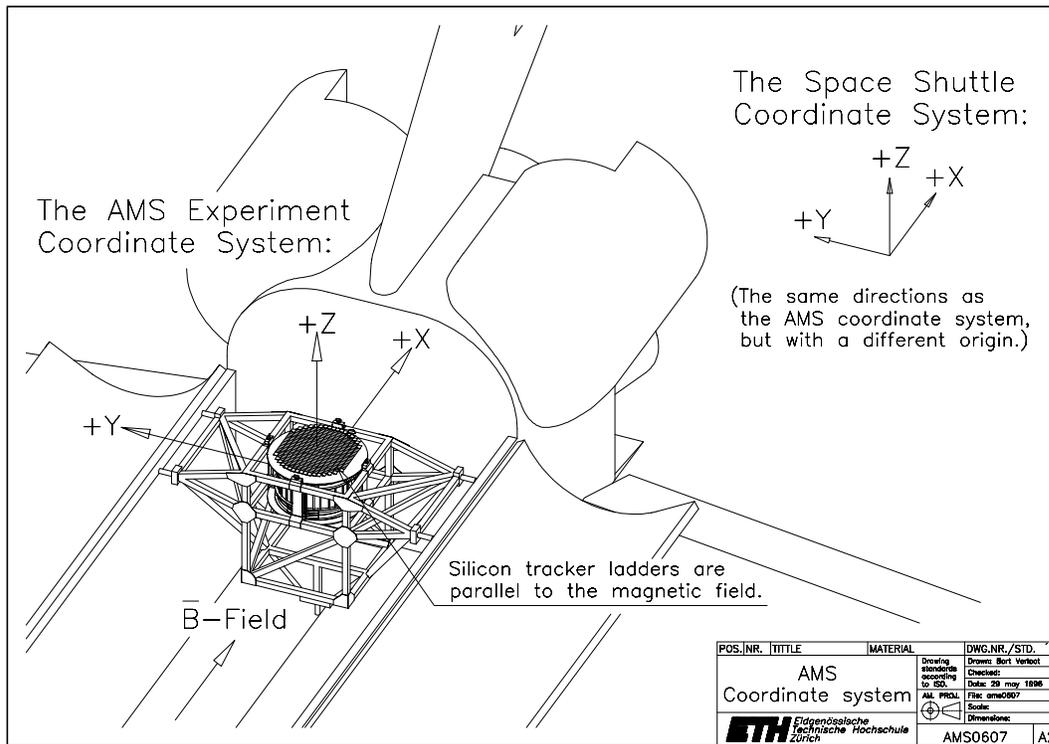
### 1.2.2 Il tracker

Il tracker é costituito da 6 piani paralleli, quattro dei quali giacciono all'interno del magnete, mentre gli altri due lo chiudono, come mostrato in figura 1.10. Ogni piano é costituito da 'wafer' di silicio di  $4 \times 7 \text{ cm}^2$ , dello spessore di  $300 \mu\text{m}$ . Su ogni wafer sono depositate 'microstrip' metalliche su entrambe le facce, in direzioni fra loro ortogonali. Le strisce di wafer sono "scalate" in modo da coprire una superficie circolare, e le microstrip vengono lette serialmente.

Purtroppo non si é potuto completare in tempo il tracker per il volo sul Discovery, quindi i piani interni non copriranno tutta la superficie circolare, ma solo una porzione ortogonale alle linee di campo (come si vede in figura 1.10). L'accettanza di AMS risulta così ridotta a  $0.36 \text{ m}^2 \text{ sr}$ .

### 1.2.3 Il sistema TOF

AMS é dotato di un rivelatore di tempo di volo con una sensibilità di circa  $120 \text{ ps}$  (una deviazione standard, figura 1.11), il TOF (*Time Of Flight*), realizzato a Bologna. Esso é costituito da 4 piani di scintillatori plastici (Bicron BC408) di lunghezza variabile da  $72 \text{ cm}$  a  $136 \text{ cm}$ , che si sovrappongono per

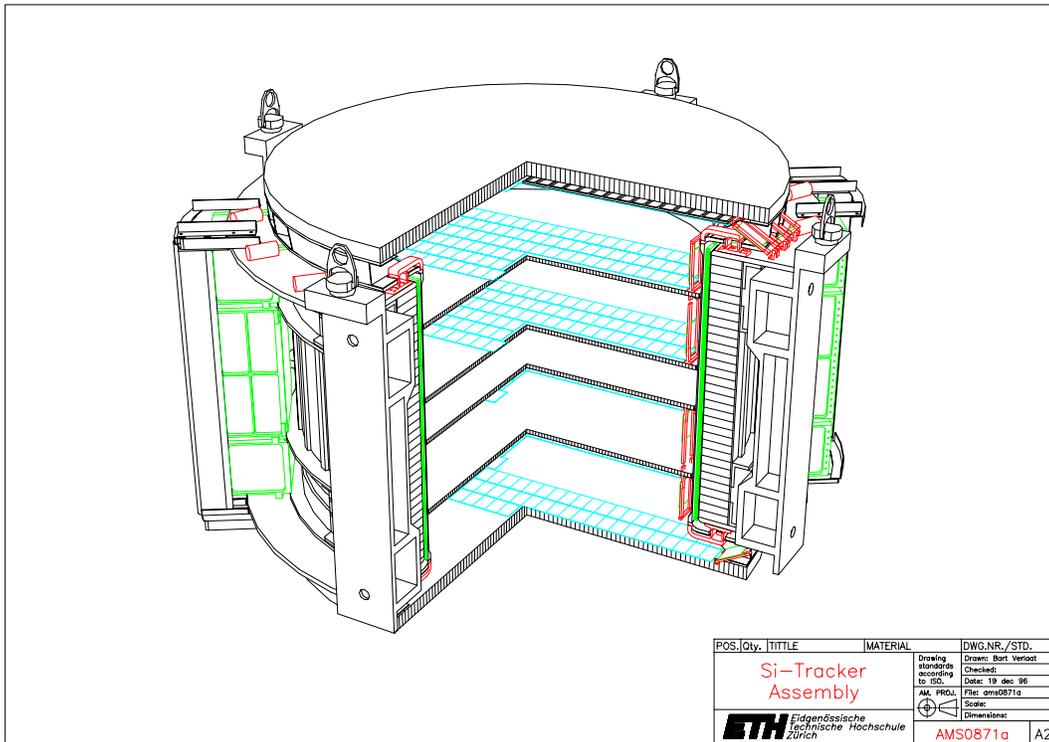


**Figura 1.9:** AMS fissato al Discovery.

mezzo centimetro lungo l'asse maggiore, in modo da coprire senza "buchi" una superficie di circa  $1.3 \text{ m}^2$  (figura 1.12).

Due piani si trovano sopra la cavità del magnete, e i loro scintillatori sono disposti lungo direzioni fra loro ortogonali, per consentire una buona granularità nella selezione degli eventi (con una velocità effettiva della luce, all'interno dello scintillatore, di circa  $17 \text{ cm/ns}$ , la risoluzione spaziale é di circa due centimetri, cioè un cinquantesimo della lunghezza media dei contatori). Gli altri due sono disposti in modo simile, sotto il magnete (e prima del Čerenkov — figure 1.1, 1.7 e 1.14).

Ogni coppia di piani é fissata su un supporto di alluminio a nido d'ape ("honeycomb"), molto leggero (il peso complessivo del TOF é  $2 \times 125 \text{ kg}$ ) e rigido, il quale é fissato sulla struttura che racchiude il magnete in quattro punti (figura 1.12), ed é stata sottoposta a test di vibrazione presso l'Alenia Spazio, prima di essere montata sul magnete, dando prova di resistenza (ac-



**Figura 1.10:** I 6 piani del tracker. Come si vede, le strip di silicio coprono solo una porzione dei piani.

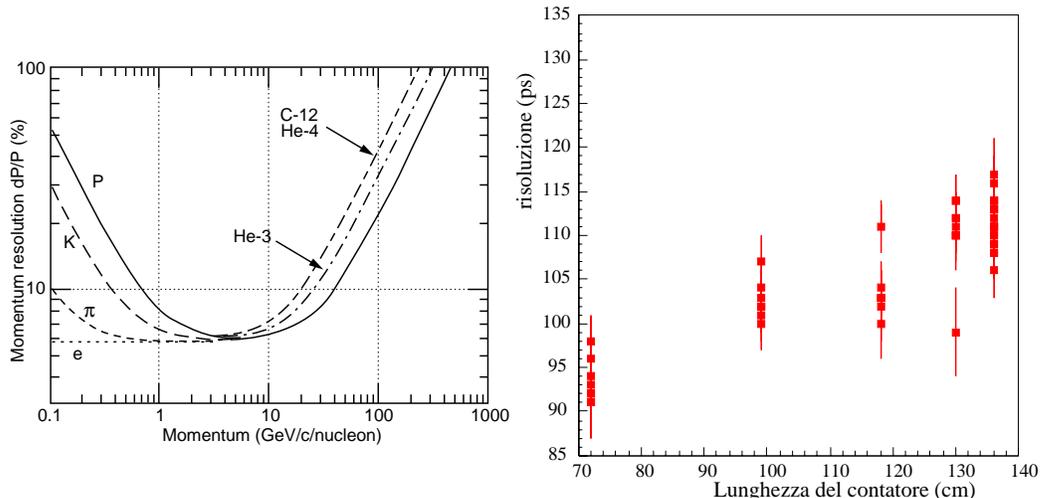
lerazione max = 22g) e di affidabilità (ogni contatore é stato ri-testato dopo la vibrazione). Del singolo contatore si parlerà diffusamente nei capitoli 3 e 4.

Il TOF é un componente essenziale per AMS perché, oltre a determinare  $\beta$  attraverso il tempo di volo, fornisce il ‘trigger’ a tutta l’elettronica, selezionando tutte le particelle che passano longitudinalmente attraverso il magnete (e quindi attraverso i sei piani del tracker).

#### 1.2.4 Il sistema per le anticoincidenze

Per scartare gli eventi spurî prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici con il magnete o con le strutture di sostegno, si fa uso di un rivelatore di anticoincidenze, un sistema di contatori a scintillazione posti sulla parete interna del magnete, il cui segnale viene utilizzato come veto per il trigger.

I 16 contatori costituiscono uno strato cilindrico di spessore 1 cm (figura



**Figura 1.11:** Risoluzione in impulso (simulata) del tracker [7], e risoluzioni temporali di tutti i contatori del sistema TOF (misurate).

1.12), e la luce da essi generata é raccolta da guide ricurve formate da fibre ottiche, che la convogliano ad un solo fotomoltiplicatore per guida.

### 1.2.5 Il trigger

Il trigger dell'esperimento é dato dai piani del sistema del tempo di volo, e la condizione da soddisfare é la presenza di un segnale proveniente da ognuno dei piani (OR dei lati dei contatori).

Le particelle riflesse dal campo magnetico terrestre (*l'albedo*), che dal tracker possono essere interpretate come antiparticelle in moto verso la Terra, verranno rigettate *off-line* con l'aiuto del TOF. Inoltre durante il volo di prova, AMS compirà una precisa misura del flusso di particelle dell'albedo.

La frequenza prevista per il trigger varia da 200 Hz a 1300 Hz [10], e dipende dalla posizione dello Shuttle nel campo geomagnetico (si veda il capitolo 2).

### 1.2.6 Il Čerenkov

Nella parte inferiore di AMS é stato posizionato un Čerenkov a soglia, formato da due piani costituiti da celle di aerogel ( $7 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ , indice di rifrazione 1.007), ognuna delle quali é rivestita di materiale riflettente per massimizzare



piani hanno un ‘offset’ di circa mezza cella in entrambe le direzioni, in modo da aumentare la rigidità meccanica ed evitare punti morti. Il Čerenkov é fissato alla struttura di sostegno, come si vede in figura 1.13, e non al magnete come il resto di AMS.

Scopo di questo strumento é estendere l’intervallo di impulso in cui é possibile identificare gli antiprotoni.

Il TOF compie una misura indiretta di  $\beta$ , attraverso il tempo di volo. Con una risoluzione di 100 ps e un percorso di un metro e mezzo, é possibile separare  $\bar{p}$  da  $e^-$  fino a circa 2.8 GeV. Infatti, possiamo scrivere:

$$\beta = \frac{v}{c} \simeq \frac{150 \text{ cm}}{t} \frac{1}{30 \text{ cm/ns}} = \frac{5 \text{ ns}}{t}, \quad (1.2)$$

cioé  $\beta$  é dato dal rapporto fra il tempo che la luce impiega a percorrere la distanza che separa le due coppie di piani del TOF ( $\approx 5 \text{ ns}$ ) e il tempo misurato, espresso in nanosecondi. Allora

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{\Delta t}{t} \approx \frac{0.12 \text{ ns}}{5 \text{ ns}} \approx 0.02,$$

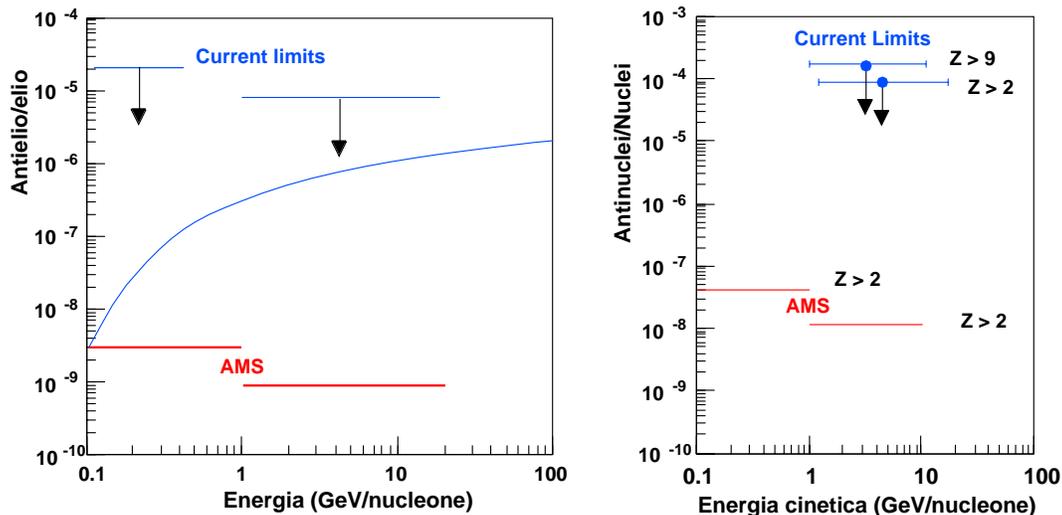
per cui il massimo valore di  $\beta$  a cui possiamo separare (entro tre deviazioni standard) gli antiprotoni dal fondo di elettroni é  $\beta_{\text{max}} \approx 0.94$ , a cui corrisponde un’energia di  $E_{\text{max}}^{\text{teor}}(\bar{p}) \approx 2.9 \text{ GeV}$ . Questo valore é confrontabile con quello proveniente dalla simulazione dell’apparato, pari a  $E_{\text{max}}^{\text{sim}}(\bar{p}) = 2.8 \text{ GeV}$ . L’utilizzo del Čerenkov a soglia permetterà di raggiungere i 4 GeV.

## 1.3 Il rivelatore della fase 2

Lo scopo principale dell’esperimento AMS é la ricerca di antimateria di origine cosmica. Anche se la fase 1 dell’esperimento é in realtà una prova di funzionamento richiesta dalla NASA, la sensibilità di AMS sarà comunque tale da permettere una misura del flusso di positroni e antiprotoni a basse energie molto più precisa degli esperimenti precedenti. Come vedremo nel secondo capitolo, il volo di prova verrà compiuto in un momento molto favorevole per questo tipo di misura, poiché l’attività solare sarà prossima al minimo. Si prevede infatti un flusso di raggi cosmici a bassa energia maggiore di almeno un ordine di grandezza, rispetto alla seconda fase. Il numero di antiprotoni aspettato é di qualche centinaio, maggiore del numero totale di antiprotoni rivelati finora.







**Figura 1.15:** La sensibilità di AMS, dopo tre anni sulla stazione spaziale, dovrebbe essere migliore di almeno tre ordini di grandezza di quella degli esperimenti effettuati finora [7].

numero di massa  $A > 2$  costituirebbe una prova determinante dell'esistenza di antistelle, dunque l'apparato deve raggiungere la massima risoluzione possibile nella rivelazione dei nuclei leggeri. Si prevede che, dopo tre anni di funzionamento sulla stazione spaziale, la sensibilità di AMS risulti di almeno tre ordini di grandezza migliore di quella degli esperimenti che l'hanno preceduto (figura 1.15 e tabella 1.1).

La rivelazione di un antinucleo comporterebbe l'esistenza di antigalassie entro un centinaio di mega-parsec (si veda il secondo capitolo), possibilità che non può essere esclusa dalle osservazioni nel campo dei raggi  $\gamma$ . Tuttavia bisogna ricordare che questo non è il solo caso possibile: i domini di antimateria potrebbero essere anche molto più distanti di 100 Mpc, come alcuni astrofisici sostengono (si vedano ad esempio [31], [12], [2]), nel qual caso AMS non riuscirebbe a rivelare alcun antinucleo (figura 1.16).

### 1.3.1 AMS sulla stazione spaziale

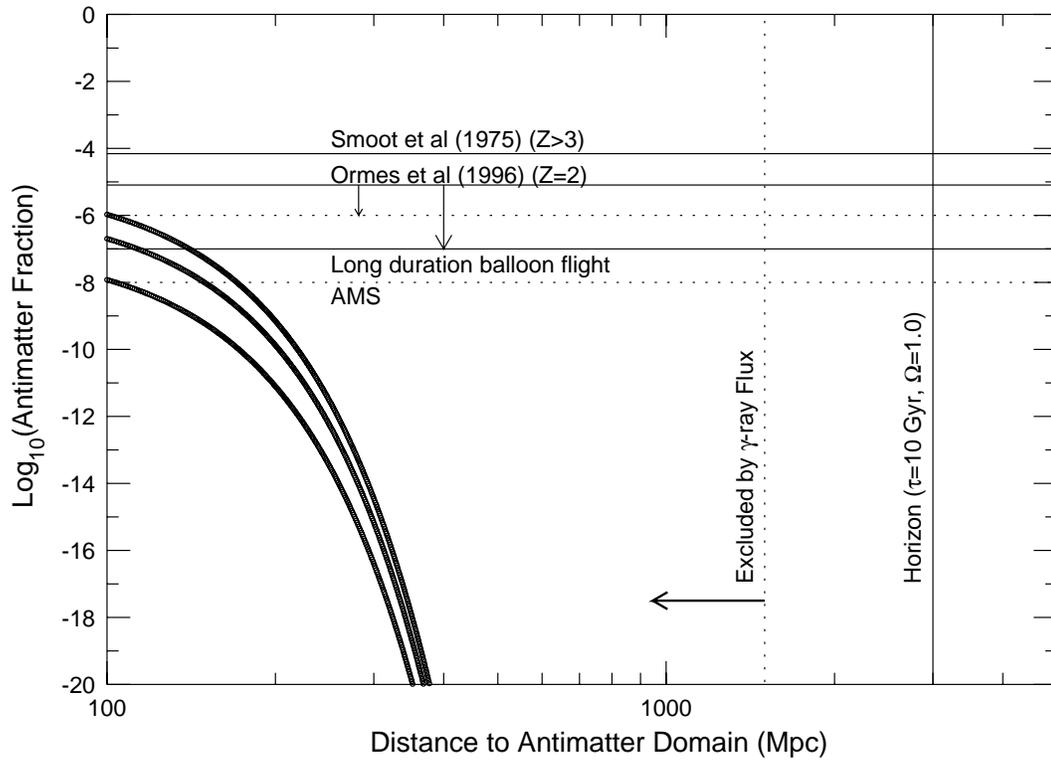
Anche se è stato progettato per la rivelazione di antinuclei, il rivelatore AMS sarà in grado di compiere misure dello spettro dei raggi cosmici con una precisione significativamente migliore degli esperimenti effettuati finora.

---

Isotopo	Range in energia (GeV/nucleone)	AMS su ISS (in 3 anni)
Antiprotoni	0.4 ÷ 5	$5 \times 10^5$
Deuterio	0.6 ÷ 5	$5 \times 10^8$
$^3\text{He}$	0.6 ÷ 3	$5 \times 10^8$
$^4\text{He}$	0.6 ÷ 3	$4 \times 10^9$
$^9\text{Be}$	0.6 ÷ 1.5	$3 \times 10^6$
$^{10}\text{Be}$	0.6 ÷ 1.5	$3 \times 10^6$
Li (tutti)	0.1 ÷ 20	$10^7$
Be (tutti)	0.1 ÷ 20	$5 \times 10^8$
B (tutti)	0.1 ÷ 20	$2 \times 10^7$

**Tabella 1.1:** Stima del numero di isotopi rivelati da AMS nel corso della seconda fase dell'esperimento (da [17]).

In particolare, per estendere gli obiettivi di fisica, l'apparato installato sulla stazione orbitante sarà un po' diverso da quello che prenderà parte al volo di prova. Attualmente é in esame l'installazione di un rivelatore a radiazione di transizione (TRD) o di un calorimetro, il Čerenkov a soglia sarà sostituito da un RICH, e una lamina di tungsteno spessa 1 mm aumenterà l'efficienza di rivelazione dei raggi  $\gamma$ , entro uno spettro di energia che va da 0.1 GeV a 300 GeV [17].



**Figura 1.16:** Se i domini di antimateria sono più distanti di 100 Mpc, la frazione di antinuclei in arrivo nel Sistema Solare è così bassa che AMS non dovrebbe rivelare alcun antinucleo [2].

# Capitolo 2

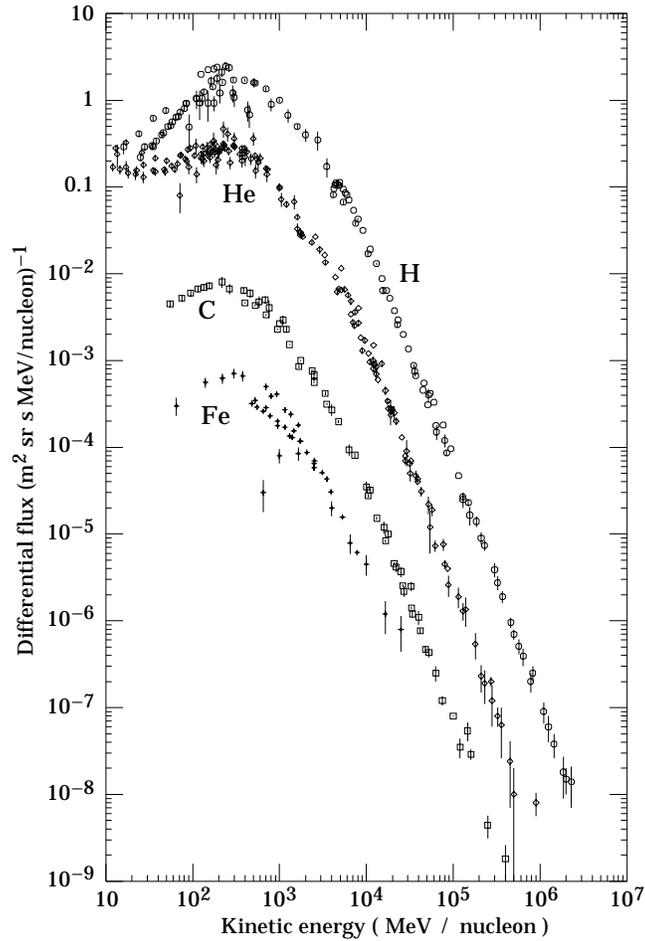
## La fisica di AMS

AMS é uno spettrometro costruito principalmente per la ricerca di antimateria di origine cosmica, cioè non prodotta dall'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare o con l'atmosfera terrestre. In questo capitolo vedremo brevemente le motivazioni di tale ricerca, iniziando con una descrizione dei raggi cosmici.

### 2.1 I raggi cosmici

I *raggi cosmici* sono particelle prodotte nelle reazioni termonucleari che avvengono all'interno delle stelle o durante i collassi stellari, nel corso dei quali vengono irradiate in modo isotropo. I raggi cosmici sono quindi costituiti da tutti i nuclei, fino al ferro e oltre (figura 2.1), in percentuali via via minori. Lo spettro energetico si estende per molti ordini di grandezza, ed ha un andamento di potenza:  $N(E) dE = kE^{-\gamma} dE$ , in cui  $N(E)$  é il flusso di particelle che arrivano dall'unità di angolo solido, per unità di energia.

Se consideriamo tutto il range di energie osservate, indipendentemente dal tipo di particella, si possono isolare quattro zone (figura 2.2). La prima arriva ai  $10^{13}$  eV ed é caratterizzata da un 'indice spettrale'  $\gamma$  compreso fra 2.6 e 2.7; la seconda va dai  $10^{14}$  eV ai  $10^{15}$  eV circa (il "ginocchio" dello spettro), e mostra una diminuzione della pendenza ( $\gamma \approx 2.5$ ); c'è poi un brusco aumento della pendenza: la terza zona arriva ai  $10^{18}$  eV con  $\gamma = 3$ ; la quarta infine (l'"anca") arriva alle massime energie misurate,  $10^{20}$  eV, con un indice spettrale  $\gamma \approx 2.5$  [34]. Ogni cambiamento di pendenza é attribuito ad un differente meccanismo di accelerazione delle particelle.

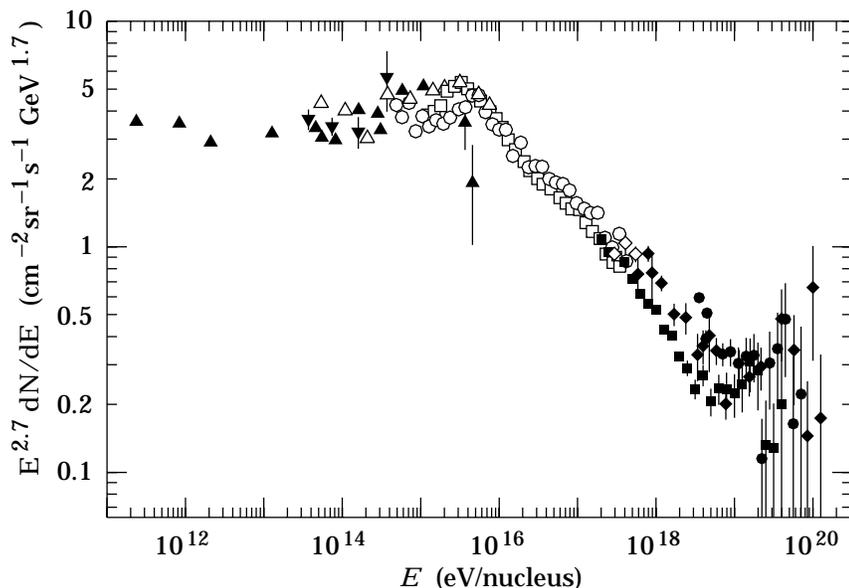


**Figura 2.1:** Flusso differenziale dei raggi cosmici, in funzione dell'energia per nucleone. Dopo i 10<sup>7</sup> MeV non é più possibile separare i vari nuclei [6].

### 2.1.1 Sorgenti

Lo spettro energetico e la composizione isotopica portano varie informazioni sulla tipologia delle sorgenti dei raggi cosmici, e ogni aumento della precisione con cui si riesce a determinarne i parametri si traduce in più stringenti condizioni al contorno da imporre ai modelli di creazione e propagazione dei raggi cosmici.

La prima zona dello spettro energetico rappresenta praticamente tutto il



**Figura 2.2:** Spettro energetico dei raggi cosmici, da [6]. Si noti che le ordinate sono moltiplicate per  $E^{2.7}$ , in modo da appiattire il grafico. Questo spiega l'apparentemente bizzarra potenza  $\text{GeV}^{1.7}$  che compare nelle unità di misura — in realtà il flusso si misura in  $\text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$ . Dunque una retta orizzontale corrisponde ad una legge  $kE^{-2.7}$ .

flusso osservato. Infatti lo spettro segue una legge di potenza con esponente negativo  $-\gamma$  mediamente uguale a  $-2.7$ , per cui il numero di particelle con energia minore o uguale a  $E_0$  che arrivano nell'unità di superficie, nell'unità di tempo, per unità di angolo solido ('flusso integrale'), dato da

$$\phi(E < E_0) = \int_0^{E_0} N(E) dE = \int_0^{E_0} kE^{-\gamma} dE ,$$

é circa due ordini di grandezza maggiore del flusso  $\phi(E_0 < E < 10E_0)$  di particelle con energia compresa fra  $E_0$  e  $10E_0$ .

Si pensa che la quasi totalità dei raggi cosmici sia accelerata dalle onde d'urto prodotte dalle supernovae della nostra galassia, come é stato mostrato per la prima volta da Fermi nel 1949 (si veda [24], cap. 21), dato che per giustificare il flusso osservato é sufficiente una trentina di supernovae al secolo, numero piuttosto simile a quello osservato nelle galassie nostre vicine.

Per energie superiori al ‘ginocchio’ fra le sorgenti proposte troviamo, oltre alle supernovae, le radiogalassie più potenti [34]. Infatti il raggio di curvatura di una particella con  $10^{15}$  eV/nucleone é confrontabile con lo spessore del disco della nostra galassia, al di fuori del quale i campi magnetici sono molto meno intensi e le traiettorie meno incurvate, per cui la probabilità di sfuggire dalla galassia aumenta al crescere dell’energia. Dunque ci si aspetta che per energie abbastanza alte i raggi cosmici provengano da sorgenti poste fuori dalla Via Lattea, e quindi che l’indice spettrale cambi.

I dati riguardanti i raggi cosmici con energie superiori a  $10^{18}$  eV sono molto pochi, ma sembra che l’indice spettrale sia diverso dalla zona precedente, il che segnalerebbe una differente tipologia per le sorgenti, fra le quali troviamo, oltre ai nuclei galattici attivi e le radiogalassie di tipo FR II, anche gli eventuali difetti topologici nella struttura a grande scala dell’universo (si vedano [26] e i lavori in esso citati).

Esiste un limite superiore all’energia di un protone in moto attraverso la radiazione di fondo, noto come ‘cut-off di Greisen-Zatsepin-Kuzmin’ (o GZK), a circa  $5 \times 10^{19}$  eV, molto vicino all’estremo superiore dello spettro osservato. A queste energie diventa importante la fotoproduzione di mesoni nelle interazioni fra i protoni dei raggi cosmici e i fotoni del fondo cosmico, e in base all’energia persa dal protone in queste interazioni si stima che la distanza massima raggiungibile sia dell’ordine di  $50 \div 100$  Mpc. Probabilmente la maggior parte delle sorgenti é distribuita sul piano definito dal superammasso locale delle galassie “vicine” (entro i 30 Mpc) [8].

In conclusione la fisica dei raggi cosmici studia processi che possono aver origine nella nostra Galassia o fuori da essa, fino agli ammassi di galassie a noi più vicini (entro un raggio di 100 Mpc).

### 2.1.2 Propagazione dei raggi cosmici

Illustreremo ora un modello specifico di propagazione dei raggi cosmici nel mezzo interstellare, proposto da Heinbach e Simon nel 1995 [20], e noto con il nome di *Diffusive Reacceleration Model*, o modello DRM.

L’idea di base é che la propagazione dei raggi cosmici sia essenzialmente un processo diffusivo, durante il quale le particelle possono guadagnare energia dalle interazioni con le irregolarità del campo magnetico galattico, in moto anch’esse attraverso lo spazio. Questo significa aggiungere due termini (indicati da “*reac*” nella (2.1)) all’equazione di propagazione del classico modello *Leaky*

Box, ottenendo (si veda [20]):

$$\begin{aligned}
 Q_i(E) & - \frac{N_i(E)}{\lambda_{\text{esc}}(E)} - \frac{N_i(E)}{\lambda_{\text{int}}^i(E)} - \frac{N_i(E)}{\lambda_{\text{dec}}^i(E)} + \sum_{k>i} \frac{N_k(E)}{\lambda_{\text{int}}^{ki}(E)} + \sum_{k>i} \frac{N_k(E)}{\lambda_{\text{dec}}^{ki}(E)} \\
 & - \frac{\partial}{\partial E} \left[ \left( \left\langle \frac{\partial E}{\partial x} \right\rangle_i^{\text{ion}} + \left\langle \frac{\partial E}{\partial x} \right\rangle^{\text{reac}} \right) N_i(E) \right] \\
 & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} \left[ \left\langle \frac{(\Delta E)^2}{\Delta x} \right\rangle^{\text{reac}} N_i(E) \right] = 0 .
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Nella (2.1),  $Q_i(E)$  rappresenta la sorgente di particelle della specie  $i$  con un'energia per nucleone  $E$ , mentre  $N_i(E)$  é il numero di tali particelle all'equilibrio. Il secondo, il terzo e il quarto termine descrivono la scomparsa delle particelle  $i$  dovuta all'uscita dalla Galassia, alla frammentazione causata dalle interazioni con il gas interstellare e al decadimento radioattivo degli isotopi instabili, rispettivamente. Le due sommatorie seguenti tengono conto della creazione delle particelle  $i$  in seguito alla frammentazione o al decadimento delle specie piú pesanti  $k$ .  $\lambda_{\text{esc}}(E)$ ,  $\lambda_{\text{int}}^i(E)$  e  $\lambda_{\text{dec}}^i(E)$  sono le lunghezze di cammino medie per l'uscita, la frammentazione e il decadimento delle particelle della specie  $i$ ;  $\lambda_{\text{int}}^{ki}(E)$  e  $\lambda_{\text{dec}}^{ki}(E)$  i percorsi medi per la spallazione e il decadimento delle specie  $k$ , quando una particella della specie  $i$  é creata.  $\langle \partial E / \partial x \rangle_i^{\text{ion}}$  é la perdita media di energia per unità di percorso, dovuta alla ionizzazione degli atomi del mezzo interstellare, mentre  $\langle \partial E / \partial x \rangle^{\text{reac}}$  rappresenta il guadagno medio di energia per unità di percorso dovuto alla riaccelerazione. L'ultimo termine tiene conto delle fluttuazioni nel guadagno di energia.

Il meccanismo proposto da Heinbach e Simon per la riaccelerazione é quello classico esposto da Fermi nel 1949: ad ogni interazione con un'irregolarità magnetica<sup>1</sup> la variazione totale di energia della particella é data da:

$$(\Delta E_{\text{tot}})^{\text{reac}} \approx \pm 2E_{\text{tot}} \frac{u}{c} \beta ,$$

dove  $u$  é la velocità della particella,  $\beta$  é il rapporto fra la velocità della disomogeneità e quella della luce, e il segno positivo si ha per collisioni frontali, mentre il negativo vale per quelle in cui la particella e l'irregolarità viaggiano nella stessa direzione. In un processo di collisioni stocastiche, il maggior numero di interazioni é di tipo frontale, per cui si ha in media un guadagno di

<sup>1</sup>Piú precisamente, in [20] si parla di "moving magnetic clouds", zone estese in cui la configurazione del campo magnetico e del plasma é turbolenta.

energia, pari a:

$$\langle \Delta E_{\text{tot}} \rangle^{\text{reac}} = 4E_{\text{tot}} \left( \frac{u}{c} \right)^2 ,$$

in cui  $\langle \Delta E_{\text{tot}} \rangle^{\text{reac}}$  é l'incremento medio di energia per interazione. Questo meccanismo é noto come “accelerazione di Fermi del secondo ordine”.

Secondo Heinbach e Simon, i modelli di turbolenza del campo magnetico elaborati da Kolmogorov e Kraichnan (citati in [20]) inducono una legge di potenza fra guadagno di energia e rigidità. In questo caso

$$\left\langle \frac{\partial E}{\partial x} \right\rangle^{\text{reac}} = \eta E_{\text{tot}} R^{-\alpha} = \eta E_{\text{tot}} (\text{MeV}) R^{-\alpha} (\text{MV}) \left( \frac{\text{MeV}}{\text{g cm}^2} \right) ,$$

dove  $\alpha = 1/3$  nel modello di Kolmogorov e  $\alpha = 1/2$  in quello di Kraichnan. Il parametro  $\eta$ , ovvero l'importanza del processo di riaccelerazione, é considerato in [20] un parametro da determinare.

Heinbach e Simon hanno quindi introdotto un metodo iterativo per determinare la composizione isotopica alla sorgente e lo spettro dei raggi cosmici, a partire da una stima della loro forma. Partendo dal ferro, che é solitamente di origine primaria, si modifica lo spettro della sorgente fino a quando il calcolo approssima al meglio le osservazioni, poi si considerano uno alla volta tutti gli elementi piú leggeri, fino al carbonio. Dopo il carbonio si incontra il boro, che é solo di origine secondaria, per cui il rapporto B/C ha un'importanza fondamentale per effettuare una “regolazione fine” dello spettro.

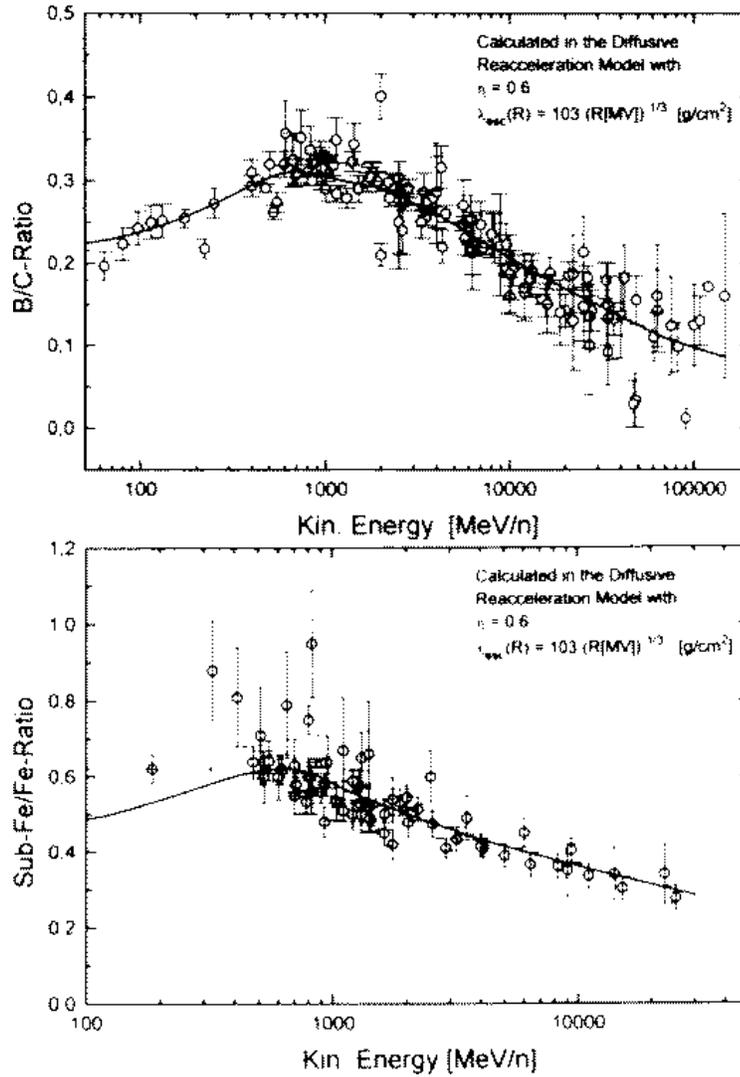
Il processo permette di ottenere la relazione di dipendenza dall'energia di  $\lambda_{\text{esc}}$ , in corrispondenza della quale il rapporto fra primari e secondari é in accordo con gli esperimenti. Il punto di forza del procedimento é che le abbondanze relative e lo spettro alla sorgente appaiono come risultati, e non come assunzioni *ad hoc*, e dipendono dal modello scelto per la propagazione.

La figura 2.3 mostra i dati sperimentali (corretti per la modulazione solare) riguardanti il rapporto fra boro e carbonio e quello fra elementi piú leggeri del ferro e il ferro, in entrambi i casi interpolati con la previsione del modello DRM, in cui si é scelto:

$$\lambda_{\text{esc}}(R) = 103[R(\text{MV})]^{-1/3} (\text{g cm}^{-2}) .$$

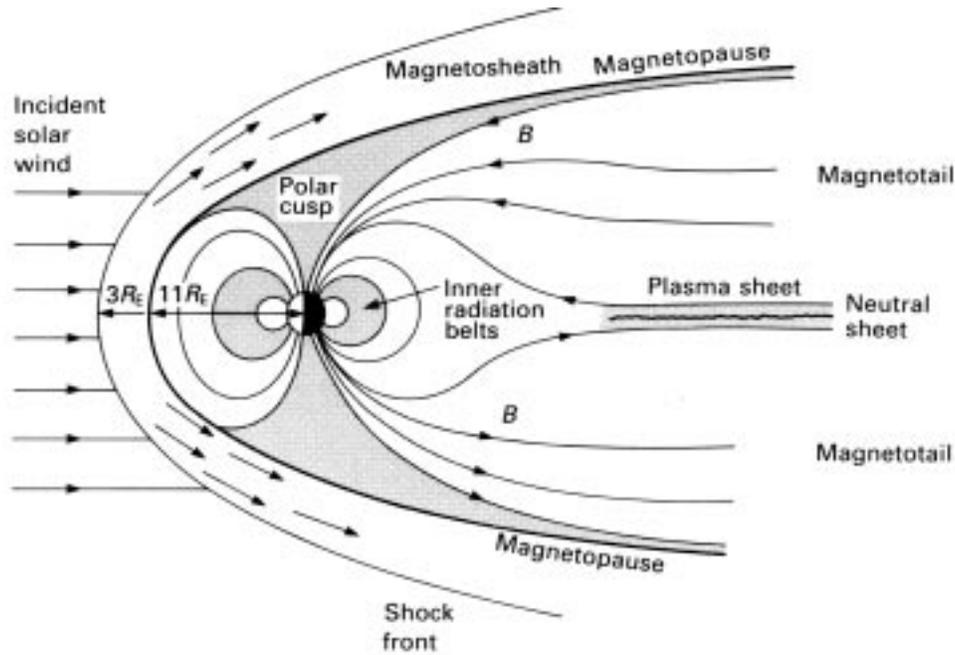
### 2.1.3 Modulazione solare e cut-off geomagnetico

Ovviamente i rivelatori per raggi cosmici costruiti finora si trovano tutti dentro l'eliosfera, alla distanza di 1 UA dal Sole, e quasi tutti sono circondati dalla



**Figura 2.3:** Rapporto B/C e sub-Fe/Fe secondo il modello DRM [20].

atmosfera terrestre, quando non sono addirittura sotterranei. Questo significa che lo spettro misurato non è quello del flusso interstellare che pervade l'intera Galassia. Infatti per raggiungere il rivelatore, le particelle devono dapprima penetrare nell'eliosfera, caratterizzata da un "vento" di protoni e altre particelle cariche emessi dal Sole e in moto pressoché radiale verso l'esterno del Sistema Solare, per poi attraversare l'atmosfera terrestre, equivalente a circa



**Figura 2.4:** L'interazione fra il vento solare e l'atmosfera terrestre forma un'onda d'urto [24].

10 m di acqua. Dunque la maggior parte dei raggi cosmici interagisce con i nuclei dell'atmosfera, dando luogo a cascate di particelle secondarie stabili e instabili. Dal decadimento di queste ultime deriva il flusso rivelabile al livello del mare, costituito essenzialmente da muoni e neutrini.

Il vento solare ([24], cap. 10) trasporta anche le linee del campo magnetico solare, trascinate del plasma a causa della sua altissima conducibilità elettrica, per cui i raggi cosmici devono viaggiare attraverso un mezzo con una densità di particelle e un campo magnetico maggiori di quello interstellare. Inoltre l'eliosfera non é in uno stato stazionario, dato che il Sole ha un'attività variabile ciclicamente, con periodo di circa 11 anni, molto più breve del tempo tipico di propagazione dei raggi cosmici nella Galassia, dell'ordine di qualche milione di anni (stimato osservando l'abbondanza relativa di isotopi instabili quali il  $^{10}\text{Be}$ , che ha un tempo di dimezzamento  $\tau_{1/2} \sim 1.5 \times 10^6$  anni).

Anche la Terra infine possiede un campo magnetico che, assieme all'atmosfera, offre una barriera al vento solare: tra la Terra e il Sole, a circa 15 raggi

terrestri dal nostro pianeta, il vento solare, che ha velocità supersonica rispetto all'atmosfera terrestre, forma un'onda d'urto che “protegge” il pianeta dal vento solare (figura 2.4). Inoltre il campo magnetico terrestre si unisce a quello solare, formando una complicata struttura in cui esistono zone accessibili e zone inaccessibili al plasma.

I raggi cosmici di bassa energia (sotto i 3 GeV) sono influenzati da questa struttura, che ne ostacola la propagazione, tanto che il flusso sulla Terra varia con l'attività solare e con la latitudine geomagnetica. Quest'ultima variazione, pur non costituendo un problema per i rivelatori costruiti sulla superficie terrestre, non può essere trascurata se l'apparato compie un'orbita come quella prevista per AMS, che interessa diverse latitudini geomagnetiche e passa per la cosiddetta “anomalia atlantica”, una zona in cui il flusso di particelle è sensibilmente più alto di quello previsto per la stessa latitudine. Infatti in questa zona<sup>2</sup>, situata sopra l'Oceano Atlantico e la costa brasiliana, la fascia di Van Allen più bassa, che normalmente si trova ad almeno 600 km, si abbassa fino a circa 250 km. Il Discovery orbiterà a circa 400 km di altezza, per cui AMS attraverserà una zona con alta densità di protoni di energia minima 10 MeV, e in percentuali minori nuclei più pesanti, fino al carbonio, con un'energia inferiore a 50 MeV/nucleone.

### Modulazione solare

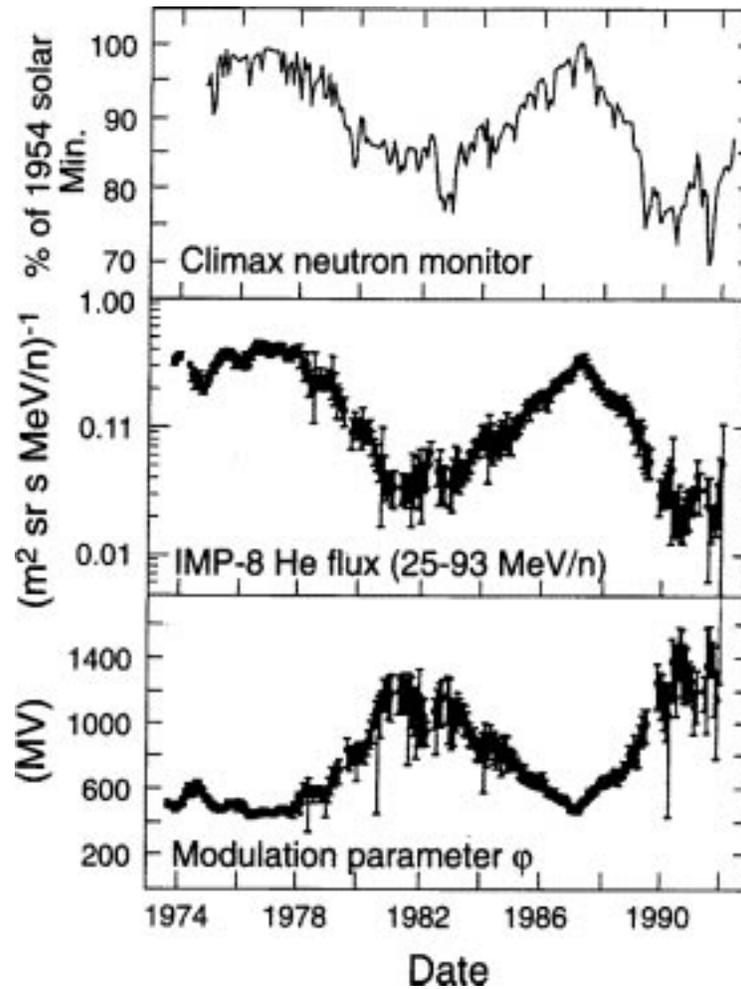
Nel 1967 Gleeson e Axford ([16] e lavori in esso citati) mostrarono che l'influenza dell'attività solare sul flusso dei raggi cosmici si può parametrizzare con un solo parametro: il flusso modulato delle particelle con energia cinetica  $E_k$  si ottiene considerando il flusso interstellare dei raggi cosmici con energia pari a  $E_k$  più l'energia persa raggiungendo la Terra (scritta nella forma  $Ze\Phi$ ), moltiplicato per un fattore (minore di 1) che dipende solo dall'energia iniziale  $E_k + Ze\Phi$  e da quella finale  $E_k$ . Il parametro  $\Phi$  dipende solo dall'attività solare e ha le dimensioni di un potenziale (misurato di solito in mega-volt MV).

Più in particolare, possiamo scrivere [15]:

$$\phi_{\text{mod}}(E_k) = \frac{E_k^2 + 2mE_k}{(E_k + Ze\Phi)^2 + 2m(E_k + Ze\Phi)} \phi(E_k + Ze\Phi),$$

in cui  $\Phi$  varia tra  $\sim 350$  MV al minimo e  $\sim 1500$  MV al massimo dell'attività solare. Il valore di  $\Phi$  si può prevedere utilizzando i dati dell'esperimento

<sup>2</sup>Si veda la pagina web <http://www.oulu.fi/~spaceweb/textbook/radbelts.html>.



**Figura 2.5:** Variazione dell'attività solare e del flusso di raggi cosmici dal 1973 al 1995 [15].

CLIMAX [30] che controlla costantemente il flusso dei neutroni prodotti negli sciami adronici in atmosfera, correlato al flusso totale di raggi cosmici. Come si vede in figura 2.5, questo flusso è massimo quando l'attività solare (rappresentata dal parametro  $\Phi$ ) è minima. Il valore di  $\Phi$  previsto per la prima fase dell'esperimento AMS (attività solare vicina al minimo) è circa 350 MV, mentre nella seconda fase (vicina al massimo) sarà circa 1000 MV [15].

latitudine geom. $\theta$ ( $^\circ$ )	$cp _{\min}$ (GeV)	$E_k _{\min}$ (GeV)
0	14.9	14.0
40	5.1	4.3
60	0.93	0.48

**Tabella 2.1:** Cut-off geomagnetico per particelle con carica  $|e|$ , incidenti radialmente sulla superficie terrestre (da [24]).

### Cut-off geomagnetico

I raggi cosmici di bassa energia risentono anche del campo magnetico terrestre, che funziona da “filtro”: per ogni latitudine geomagnetica esiste un impulso minimo per le particelle che riescono a raggiungere il rivelatore. Per esempio, se consideriamo protoni che si dirigono radialmente verso la superficie terrestre, i valori minimi di impulso ed energia sono riportati nella tabella 2.1.

Poiché AMS durante l’orbita varierà continuamente la propria latitudine geomagnetica  $\theta$ , per avere una stima del flusso di particelle occorre usare una formula che tiene conto di  $\theta$  e della direzione delle particelle incidenti [15]:

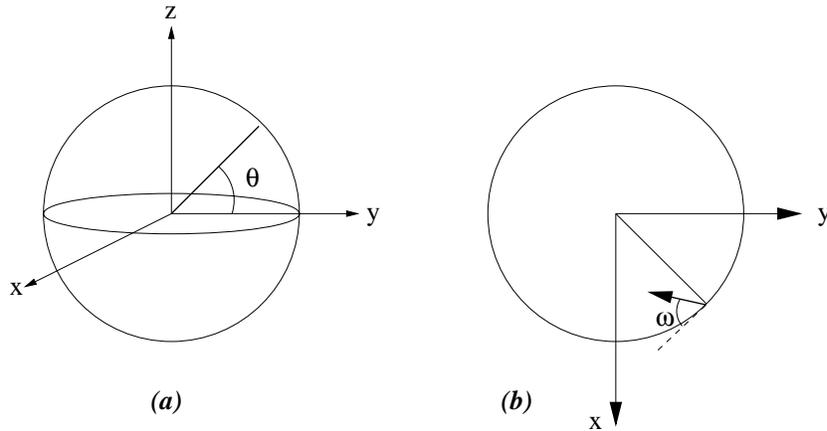
$$cp|_{\min} = 59.4 \left[ \frac{R_T}{R} \frac{\cos^2 \theta}{1 + \sqrt{1 - \cos \omega \cos^3 \theta}} \right]^2 \text{ (GeV) ,}$$

dove  $R_T$  è il raggio terrestre,  $R$  è il raggio dell’orbita, e  $\omega$  è l’angolo formato dalla velocità della particella con la normale al piano meridiano geomagnetico (figura 2.6).

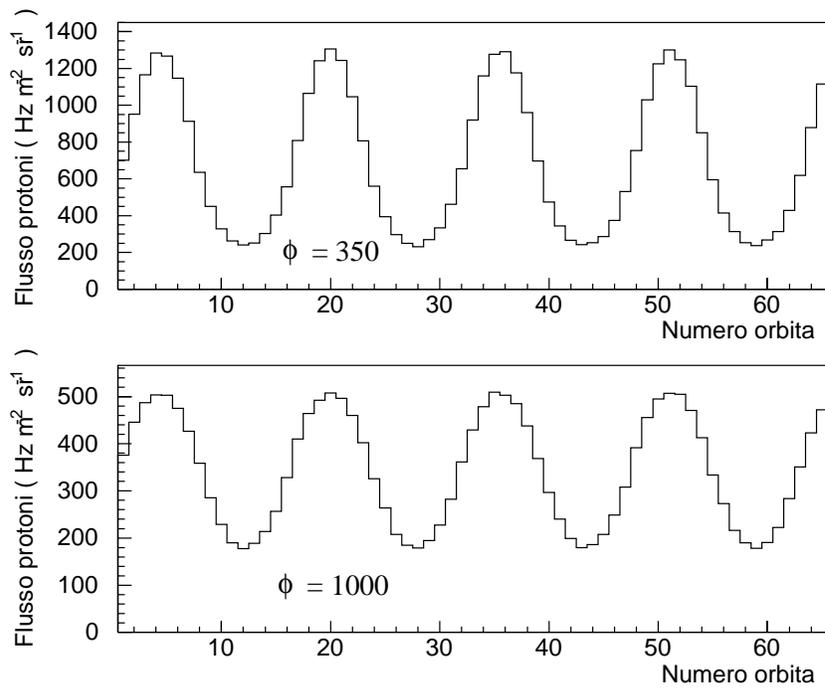
Il rate di protoni simulato, nella prima e nella seconda fase dell’esperimento AMS, è mostrato in figura 2.7, dove si è tenuto conto sia della modulazione solare che del cut-off geomagnetico.

## 2.2 Il problema dell’antimateria

È un fatto sperimentale che nella nostra galassia non esistano antistelle: non osserviamo alcuna sorgente continua di raggi  $\gamma$  che evidenzia le annichilazioni del vento anti-stellare con il mezzo interstellare. Un discorso analogo si può fare per le altre galassie. È inoltre altamente improbabile [31] che nell’ammasso locale, di cui fa parte la Via Lattea, ci siano antigalassie, visto che i raggi



**Figura 2.6:** Sistema di coordinate usato per esprimere il cut-off geomagnetico: (a) vista laterale, (b) vista polare.



**Figura 2.7:** Simulazione del rate di protoni atteso nella prima fase (in alto) e nella seconda fase (in basso) dell'esperimento AMS [15].

cosmici di alta energia possono viaggiare nello spazio intergalattico e diffondere in galassie diverse da quella in cui hanno avuto origine, dando luogo ad eventuali annichilazioni.

Però non possiamo dire nulla riguardo agli altri ammassi di galassie, poiché questi sono separati da zone in cui la densità di materia è troppo bassa perché si possano rivelare segni inconfutabili delle annichilazioni con i raggi cosmici. Essi sono osservabili solo grazie alle loro emissioni elettromagnetiche, che non recano le informazioni di cui abbiamo bisogno: i fotoni emessi dalla materia sono infatti indistinguibili da quelli emessi dall'antimateria.

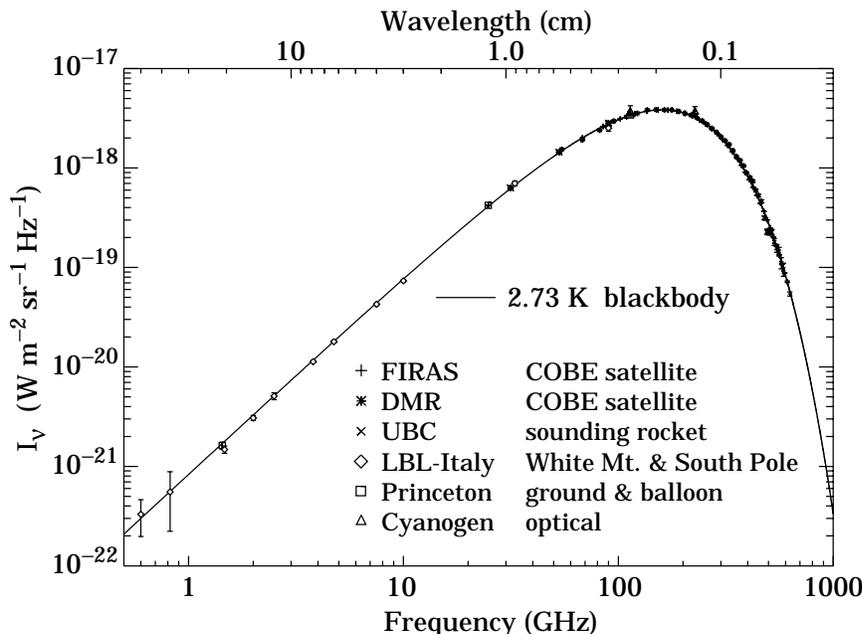
Dunque, almeno per quanto riguarda l'ammasso locale, le osservazioni astronomiche mostrano un universo fatto di materia. Eppure negli esperimenti di laboratorio vediamo che esiste una simmetria perfetta fra materia e antimateria — o quasi: si osservano violazioni dell'ordine di  $10^{-3}$  nel caso dei sistemi  $K^0 - \bar{K}^0$  e  $B^0 - \bar{B}^0$ . È naturale chiedersi se l'universo sia o non sia simmetrico.

### 2.2.1 Big Bang

All'inizio del secolo, gli astronomi scoprirono che l'universo non è statico e immutabile, ma presenta chiari segni di un'evoluzione. Nel 1929 Hubble scoprì che il 'red shift' dei corpi celesti aumenta pressoché linearmente con la loro distanza dalla Terra. Questo fenomeno venne subito interpretato come l'effetto dell'espansione dell'universo: lo spazio in cui sono "immerse" le galassie si sta dilatando.

Questo significa che, immaginando di andare indietro nel tempo, vedremo le galassie avvicinarsi e le lunghezze d'onda dei fotoni accorciarsi: la densità di energia dell'universo, e con essa la temperatura media, crescerebbe sempre più, fino al caso limite di densità e temperatura infinite e dimensioni nulle — l'origine di spazio e tempo. Se ora consideriamo il succedersi degli eventi fino all'epoca attuale, vediamo che l'universo ha avuto origine da un spettacolare "esplosione", il *Big Bang* (notiamo che non si tratta di una vera esplosione, visto che non c'è un moto *attraverso* lo spazio: è lo spazio stesso che si espande).

Nei primi istanti [33] la temperatura è così alta che materia (cioè fermioni e antifermioni) e radiazione (cioè i bosoni mediatori delle interazioni) sono in equilibrio termodinamico. Con l'espansione però l'universo si raffredda, e l'energia cinetica e la densità delle particelle (fermioni e bosoni) diminuiscono fino a quando i processi di creazione di coppie particella-antiparticella non



**Figura 2.8:** Il fondo di radiazione cosmica ha un perfetto spettro di corpo nero [6].

riescono più ad equilibrare le annichilazioni: a questo punto (1 s dopo il Big Bang) il rapporto fra materia e antimateria si “congela”, rimanendo inalterato fino ai giorni nostri. Inoltre diviene possibile la formazione di nuclei, mentre per vedere i primi atomi dobbiamo aspettare l’età di 300’000 anni, alla quale la radiazione elettromagnetica si disaccoppia dalla materia, e l’universo diventa “trasparente”.

La “firma” di questo evento fondamentale, che segna la fine della cosiddetta ‘epoca della radiazione’ e l’inizio dell’‘epoca della materia’, é costituita dalla ‘radiazione fossile’ che permea tutto l’universo, con un perfetto spettro di corpo nero corrispondente alla temperatura di 2.73 K (figura 2.8), eco dell’equilibrio termodinamico che ha caratterizzato le prime fasi della vita del cosmo.

Dalla formazione dei primi nuclei (circa 3 minuti dopo il Big Bang), essenzialmente idrogeno ed elio (il quale costituisce lo 24% della massa dell’universo, per un rapporto elio-idrogeno in numero di 0.08 : 1 ([24], §9.2.3)), a quella di stelle e galassie é passato circa un miliardo di anni. Tutti gli altri elementi, fino al ferro, sono stati creati dalle reazioni nucleari che alimentano le stelle,

mentre quelli ancora più “pesanti” hanno avuto origine nei processi che avvengono al termine della vita di una stella, quando questa attraversa la fase di ‘supernova’.

### 2.2.2 Antinuclei

L'ammasso locale di galassie é composto solo da materia, dunque le osservazioni astronomiche sono compatibili solo con due scenari evolutivi: l'universo visibile potrebbe essere simmetrico globalmente ma non localmente, oppure potrebbe essere interamente composto di materia.

Nel primo caso, possiamo immaginare che nei primi istanti l'equilibrio fra materia e antimateria fosse praticamente perfetto, a meno di piccole fluttuazioni statistiche, e che, raffreddandosi, le particelle e le antiparticelle si siano annichilate, lasciando “isole” di materia o antimateria in corrispondenza delle fluttuazioni. Queste isole si sarebbero poi espanse divenendo abbastanza grandi da contenere almeno l'ammasso locale. Possiamo stimare l'ordine di grandezza di tali fluttuazioni, considerando il rapporto fra i barioni che costituiscono la materia visibile (protoni e neutroni) e i fotoni della radiazione di fondo [6]:

$$\frac{n_B}{n_\gamma} = (2.8 \div 4.5) \times 10^{-10} .$$

In questo caso, AMS potrebbe rivelare qualche antinucleo proveniente da un superammasso vicino (entro 100 Mpc circa). Poiché l'idrogeno e l'elio sono gli elementi più abbondanti nell'universo, ci aspettiamo che l'eventuale antinucleo rivelato appartenga a una di queste due specie. Dobbiamo però considerare che il numero di antiprotoni secondari prodotti dai raggi cosmici nella nostra Galassia ( $\bar{p}/p \sim 10^{-4}$ ) é in ogni caso più grande di quelli che si prevede possano giungere da altri ammassi di galassie [32].

Inoltre la probabilità di creare antideuterio nelle interazioni dei raggi cosmici non é troppo bassa: si ha un rapporto  $\bar{D}/p \sim 10^{-9}$ , che raggiunge il suo massimo ( $\bar{D}/p|_{\max} = 6 \times 10^{-9}$ ) attorno ai 20 GeV/c [9]. Essendo al limite della sensibilità di AMS (dopo tre anni sulla stazione spaziale), é probabile che AMS riveli qualche nucleo di antideuterio di origine secondaria, mentre questo non si dovrebbe verificare con i nuclei più pesanti:  ${}^3\bar{\text{He}}/p \sim 10^{-13}$  [9]. Dunque l'osservazione di un solo nucleo di antielio può essere considerata un'evidenza stringente dell'esistenza di isole di antimateria nell'universo, poiché esso può essersi formato solo in un'anti-stella.

Se si vuole calcolare la probabilità di osservare gli antinuclei, provenienti da un altro ammasso di galassie, bisogna valutare come si deforma il loro spettro energetico in seguito ai processi di perdita di energia che intervengono nella propagazione attraverso il mezzo intergalattico prima, interstellare e solare poi. In questo modo si trova ad esempio che esiste una soglia minima di rigidità per le particelle  $\bar{\alpha}$  provenienti da sorgenti esterne alla nostra Galassia. Recenti simulazioni [11] della propagazione all'interno della Galassia hanno mostrato che esiste una "finestra" privilegiata per la ricerca di tali particelle, oltre qualche GV, mentre i primi esperimenti effettuati si sono concentrati su rigidità inferiori, dove il rapporto fra nuclei di elio prodotti nella Galassia e antinuclei provenienti dall'esterno è quanto meno sfavorevole (figura 2.9). Invece l'esperimento AMS potrà guardare proprio attraverso questa finestra, massimizzando la probabilità di successo.

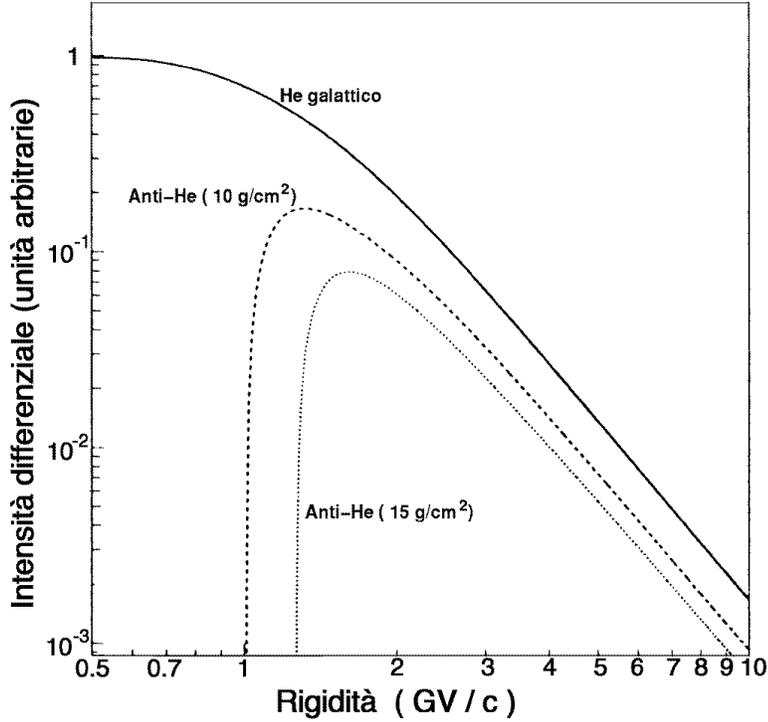
Nel caso AMS non rivelasse alcun antinucleo, rimarrebbe aperta la possibilità che l'intero universo visibile sia composto di materia. Esiste una teoria che porta inevitabilmente a questa conclusione: la 'teoria inflazionaria'<sup>3</sup>, proposta da Guth nel 1980 [18], e modificata nel 1981 da Linde [23] e, indipendentemente, da Albrecht e Steinhardt [4], per risolvere alcuni problemi che affliggono la teoria standard del Big Bang, il quale richiede condizioni iniziali molto particolari affinché l'evoluzione porti alla situazione odierna.

### 2.2.3 Il modello inflazionario

Nel modello standard del Big Bang l'espansione è così rapida che nessun processo fisico può garantire l'uniformità che si osserva a grande scala (le fluttuazioni del fondo di radiazione cosmica sono dell'ordine di  $10^{-5}$  [6]): per quasi tutta la storia, il raggio dell'universo è stato più grande dell'orizzonte causale (dato semplicemente dal prodotto della velocità della luce per l'età dell'universo). D'altra parte, su scala più piccola osserviamo strutture: galassie e ammassi di galassie. Poiché l'espansione dilata qualsiasi disomogeneità, dovremmo postulare che all'epoca in cui la radiazione si è disaccoppiata dalla materia, l'uniformità fosse stata quasi perfetta. Inoltre, per avere un valore odierno di  $\Omega = \rho/\rho_0 \approx 0.1$  ( $\rho$  è la densità di materia nell'universo,  $\rho_0 \approx 10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$  quella richiesta affinché si abbia un universo euclideo, cioè con metrica piatta),

---

<sup>3</sup>"Inflazione" deriva dal termine inglese "inflation", che significa "gonfiamento". Il termine "inflazione" è diventato purtroppo di uso corrente.

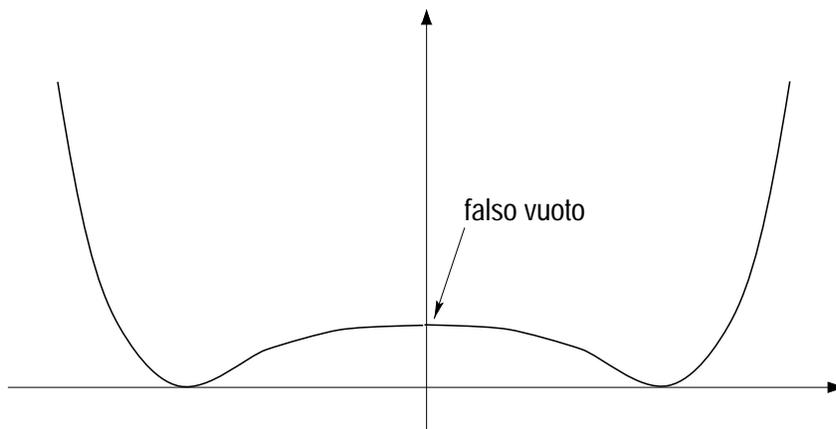


**Figura 2.9:** Simulazione (da [11]) dello spettro in rigidità delle particelle  $\bar{\alpha}$ , con due valori possibili per lo spessore di materia attraversata, confrontato con lo spettro misurato delle  $\alpha$  nella nostra Galassia.

a quell'epoca dovremmo richiedere  $\Omega = 1 - \varepsilon$ , con  $\varepsilon \approx 10^{-15}$  [19]. Non si vede alcuna ragione particolare per supporre  $\varepsilon \neq 0$ .

Il lato positivo della teoria inflazionaria é proprio l'indipendenza dalle condizioni iniziali: partendo da un qualsiasi insieme di condizioni iniziali l'espansione inflazionaria, che sarebbe avvenuta entro i  $10^{-30}$  s, produce le condizioni necessarie all'esistenza dell'universo odierno. Una volta terminata, l'evoluzione dell'universo continuerebbe nel modo descritto dal modello del Big Bang standard.

Il meccanismo responsabile di una espansione della durata di  $10^{-32}$  s, in cui le dimensioni dell'universo sono aumentate di  $10^{25} \div 10^{50}$  volte, sarebbe una rottura spontanea di simmetria [19] analoga a quella che nel modello standard



**Figura 2.10:** Potenziale con un massimo locale che funge da “falso vuoto”.

delle interazioni fondamentali produce le interazioni deboli ed elettromagnetiche dal gruppo unificato  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Si invoca l’esistenza di uno o più campi scalari, analoghi al campo di Higgs per l’interazione elettrodebole, soggetti ad un potenziale con un “falso vuoto” (figura 2.10). A temperature maggiori di quella critica ( $T_c \sim 10^{27}$  K) i campi di Higgs sono descritti da una lagrangiana simmetrica, ma con l’abbassarsi della temperatura il campo si ritrova su un pianerottolo di falso vuoto, dal quale è possibile “rotolare” fino ad uno degli infiniti stati di vero vuoto possibili in seguito ad una fluttuazione quantistica. Se il massimo locale è sufficientemente piatto, si ha inizialmente un “rotolamento lento” durante il quale si avrebbe l’espansione inflazionaria, che “spiana” tutte le disomogeneità eventualmente presenti: in questo modo si garantisce l’uniformità dell’intero universo visibile, frutto dell’espansione di una porzione di universo  $10^{25} \div 10^{50}$  volte più piccola, che prima della rottura di simmetria era causalmente connessa.

Al termine dell’espansione inflazionaria, quasi tutta l’energia dell’universo è immagazzinata nei campi di Higgs, ovvero esiste una grande quantità di bosoni scalari, instabili, in equilibrio termico. Ad energie così alte, tutte le interazioni fondamentali potrebbero essere descritte da una teoria unificata nella quale è possibile la violazione del numero barionico. In questo caso il modello predice l’esistenza di canali preferenziali per il decadimento delle particelle, che finirebbero per produrre tutta la materia dell’universo.

La teoria inflazionaria fa anche previsioni precise per quanto riguarda la struttura a grande scala dell’universo odierno: dopo aver spianato tutte le

disomogeneità con l'espansione, che produce una metrica piatta, le fluttuazioni quantistiche dei campi di Higgs costituiscono strutture microscopiche che l'espansione inflazionaria dilata fino a scala cosmica. La bariogenesi potrebbe aver "fotografato" queste fluttuazioni, creando zone di materia e zone di antimateria di dimensioni cosmiche, separate da spazi con una densità di particelle molto bassa. Le osservazioni astronomiche mostrano che la struttura a grandissima scala degli aggregati di materia (o antimateria) visibile è invero a strati, separati da regioni con bassissima densità di materia: sono stati identificati cinque strati, lungo la direzione Nord-Sud galattici (si vedano [13] e i lavori in esso citati).

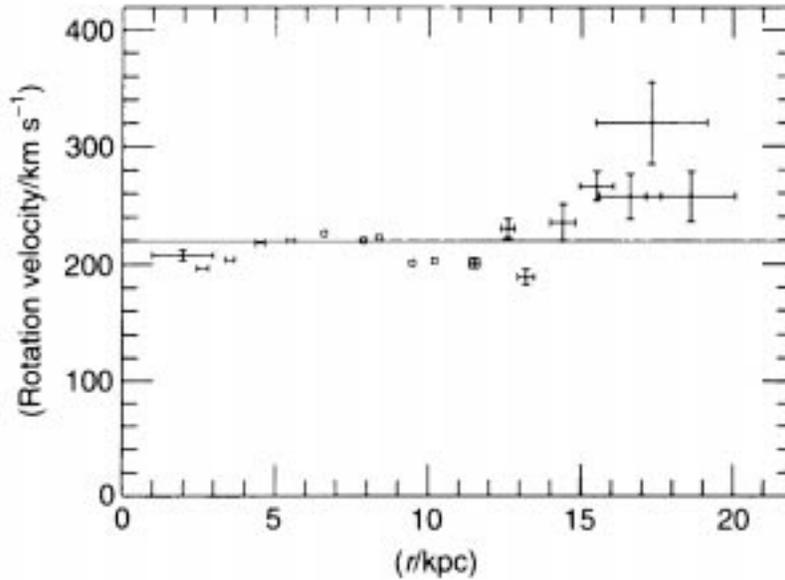
### 2.2.4 La materia oscura

Abbiamo visto che il modello inflazionario richiede una teoria unificata delle interazioni fondamentali che non conservi il numero barionico, e impone  $\Omega = 1$ . D'altra parte, la storia evolutiva dell'universo prosegue come descritto dalla teoria standard del Big Bang, in cui esiste un limite superiore alla massa totale prodotta dalla bariogenesi:  $\rho_B = (1.9 \div 3.1) \times 10^{-31} \text{ g cm}^{-3}$  [6]. Dunque tale modello predice l'esistenza di materia non barionica, responsabile del 90% della massa totale dell'universo.

Che debba esistere una grande quantità di materia invisibile è ormai certo: ci sono vari modi per determinare la massa totale di una galassia o di un ammasso di galassie, e tutti sembrano dimostrare che la materia visibile non costituisce che una piccola parte della massa totale [5].

Uno dei primi metodi utilizzati consiste nel misurare la velocità di rotazione delle stelle di una galassia (attraverso lo spostamento Doppler delle linee spettrali) e confrontarla con la velocità prevista nel caso in cui la materia visibile costituisca tutta la massa della galassia. Si trova che il risultato è in contrasto con l'ipotesi di un corpo rigido (per cui  $v_{rot} \propto r$ ) e con il modello classico di Keplero ( $v_{rot} \propto r^{-1/2}$ ): la velocità di rotazione è all'incirca costante all'aumentare della distanza dal centro (figura 2.11), ciò che ci si aspetta se le stelle si trovano all'interno della distribuzione di massa che esercita l'attrazione gravitazionale. Questa massa non è visibile, per cui si parla di 'materia oscura'.

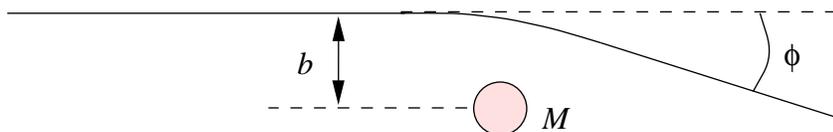
Un procedimento simile si può utilizzare per stimare la quantità di materia invisibile presente nelle altre galassie e negli ammassi di galassie. Se si osserva il moto del gas nelle galassie (attraverso lo spostamento Doppler delle radiazioni



**Figura 2.11:** Velocità di rotazione delle stelle della nostra galassia, in funzione della loro distanza dal centro [24].

emesse) e quello delle galassie negli ammassi, si vede che la distribuzione della materia oscura tende a seguire quella della materia visibile, e che il contributo maggiore è dato dagli aloni galattici: i ‘cluster’ non sembrano contenere una quantità significativa di materia oscura [5].

Un metodo alternativo è basato sull’effetto di ‘lente gravitazionale’. La luce che proviene dagli oggetti più distanti, ad esempio un quasar, può venire deflessa sensibilmente, se passa abbastanza vicino ad un oggetto dalla massa molto grande, ad esempio una galassia relativamente vicina, producendo un’immagine deformata. In un sistema con una perfetta simmetria cilindrica rispetto alla direzione di vista, l’immagine puntiforme dell’oggetto lontano viene deformata in un anello, noto come “anello di Einstein”, ma in pratica questo caso non si verifica mai: si producono invece immagini multiple dello stesso oggetto (riconoscibile mediante l’esame della variabilità e dello spettro di emissione). Poiché l’effetto è tanto più grande quanto maggiore è la massa della galassia, è possibile utilizzarlo per avere una misura della massa totale dell’oggetto in primo piano (la deflessione risulta in prima approssimazione  $\Delta\phi \simeq 4MG/(bc^2)$ , dove  $M$  è la massa del corpo che produce la deflessione,



**Figura 2.12:** La luce che passa sufficientemente vicino ad un corpo di massa  $M$  viene deflessa in maniera rivelabile. La deflessione è tanto maggiore quanto minore è il parametro d'impatto  $b$  e maggiore è la massa  $M$ .

$G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$  è la costante di Newton, e  $b$  è il parametro d'impatto mostrato in figura 2.12). Se si dispone di una valutazione indipendente della massa della materia visibile, è possibile risalire al rapporto fra questa e la massa totale, cioè stimare la quantità di materia oscura presente.

Sembra che la presenza di materia oscura caratterizzi praticamente tutte le galassie, e la stessa cosa si può dire per gli ammassi di galassie: gran parte della massa dell'universo è invisibile. Inoltre, considerando la massa della materia visibile e le previsioni della bariogenesi primordiale, si ottiene al massimo  $\Omega_B < 0.015$  [14]. Se si richiede  $\Omega = 1$ , scopriamo che la maggior parte della massa dell'universo si deve attribuire a qualche forma di materia non barionica.

### 2.2.5 Supersimmetria

Come abbiamo visto, la materia ordinaria da sola non basta per ottenere  $\Omega = 1$ , ma occorre un nuovo tipo di materia. Un candidato ideale è rappresentato dalle teorie supersimmetriche, un tentativo di estendere il modello standard delle interazioni fondamentali verso le alte energie, descrivendo quindi le prime fasi della vita dell'universo.

Queste teorie considerano le trasformazioni di un bosone (con spin  $j$ ) in un fermione (con spin  $j - 1/2$ ) e viceversa, operando con la cosiddetta 'parità R' su uno spazio fittizio in cui in ogni multipletto esiste un pari numero di bosoni e fermioni: ogni bosone avrebbe un compagno supersimmetrico fermionico, ogni fermione un compagno supersimmetrico bosonico. Tuttavia, poiché i fermioni e i bosoni conosciuti non si possono associare nel modo previsto da tali teorie, bisogna postulare l'esistenza di un numero di nuove particelle pari al numero di quelle osservate.

Se la simmetria rispetto a R (o *supersimmetria*) fosse valida, ogni particella avrebbe un compagno supersimmetrico con la stessa massa, che dovrebbe

essere già stato rivelato. Poiché così non é, se ne deduce che la supersimmetria deve essersi rotta spontaneamente, quando l'energia dell'universo é scesa sotto un valore critico compreso fra la scala delle interazioni elettrodeboli (circa 100 GeV) e quella della grande unificazione ( $10^{19}$  GeV). In questo caso le masse delle compagne supersimmetriche possono essere troppo grandi perché esse siano prodotte negli acceleratori costruiti finora.

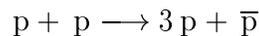
Dal punto di vista cosmologico, é possibile che esista un fondo di particelle supersimmetriche, residuo fossile dell'epoca in cui il loro decadimento ha prodotto la materia ordinaria, come previsto dal modello inflazionario. Dovrebbe trattarsi allora delle più leggere fra le particelle supersimmetriche, le quali non possono decadere in particelle ordinarie perché violerebbero la parità R.

Se tali particelle non sono soggette alle interazioni elettromagnetiche (cioé sono neutre), non possono formare stelle, dato che non hanno modo di dissipare irradiando l'energia che accumulerebbero nel collasso gravitazionale. Ci si aspetta dunque che formino "aloni" attorno alle strutture cosmiche, ipotesi compatibile con l'evidenza sperimentale di una distribuzione di massa che interessa quasi uniformemente l'intero alone della Galassia. Tali particelle sono quindi candidati ideali per costituire la materia oscura dell'universo. La loro densità non sarebbe però abbastanza alta per sostenere un rate di annichilazioni direttamente rivelabile tramite le radiazioni  $\gamma$ , anche se gli antiprotoni derivanti da questi processi sarebbero sufficienti a modificare lo spettro degli antiprotoni alle basse energie, rispetto a quanto previsto in assenza di particelle supersimmetriche.

Da circa dieci anni, poiché la ricerca delle particelle supersimmetriche si é sempre rivelata infruttuosa, si continua a spostare verso l'alto l'energia alla quale dovrebbero apparire gli effetti della supersimmetria. In molti però pensano che tale scala non debba essere troppo lontana da quella tipica dei processi elettrodeboli, per cui ci si aspetta una risposta definitiva dall'acceleratore LHC, in costruzione al CERN. D'altra parte, anche lo studio dello spettro di antiprotoni cosmici da parte di AMS potrebbe dare un contributo fondamentale alla soluzione di questo problema.

### 2.2.6 Antiprotoni

Nelle interazioni dei raggi cosmici con il mezzo interstellare, fra le particelle secondarie prodotte, troviamo anche gli antiprotoni. La reazione più semplice



ha come soglia un'energia di 6 GeV, per cui lo spettro degli antiprotoni secondari cala bruscamente sotto i 2 GeV circa ([27], [21]), per un rapporto di circa  $10^{-4}$  fra il numero totale di antiprotoni e quello di protoni.

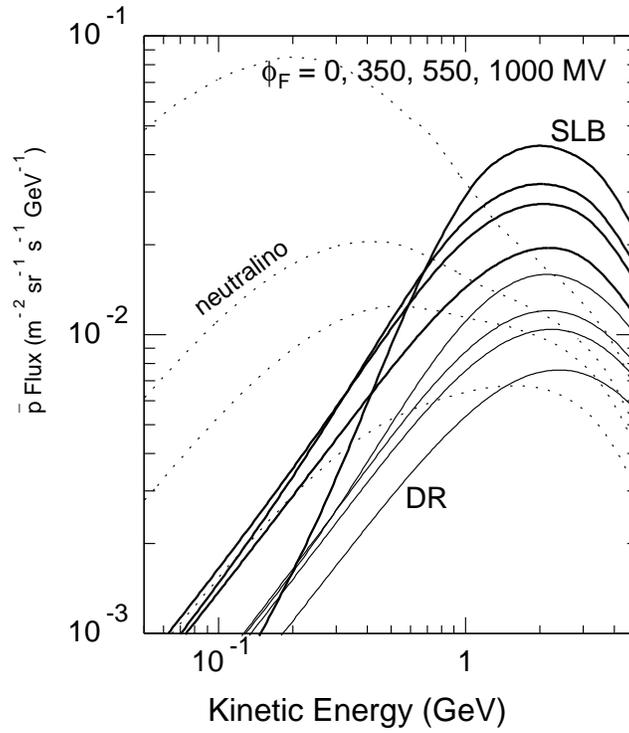
Tutti i modelli “esotici” di produzione degli antiprotoni prevedono un flusso di  $\bar{p}$  sempre minore di quello di secondari, tranne che per le basse energie (sotto il GeV) [32]. Inoltre, nel caso degli antiprotoni prodotti nelle annichilazioni dei neutralini che costituirebbero parte della materia oscura che costituisce l'alone galattico, lo spettro dovrebbe dipendere molto meno dall'attività solare, rispetto a quello dei secondari, che mostra una variazione di almeno un ordine di grandezza a qualche centinaia di MeV [21].

Dunque é importante fare una misura accurata non tanto del rapporto antiprotoni-protoni, ma del flusso assoluto degli antiprotoni, e confrontare i risultati ottenuti al minimo e al massimo dell'attività solare, cosa che sarà possibile grazie alle due fasi dell'esperimento AMS. Infatti il flusso dei secondari dovrebbe diminuire di circa 15 volte, dal 1998 al 2000, mentre quello dei  $\bar{p}$  da annichilazione di neutralini dovrebbe rimanere costante entro un fattore di 1.5 [27].

In figura 2.13 é mostrato lo spettro degli antiprotoni a bassa energia, previsto dal modello leaky box standard, dal modello diffusivo con accelerazione anche durante la propagazione (il DRM), e dalle previsioni riguardanti il decadimento dei neutralini dell'alone galattico. Per ogni modello sono mostrate quattro curve: quella più alta rappresenta il flusso interstellare, che corrisponde a  $\Phi = 0$ ; seguono poi le curve che tengono conto dell'attività solare, dal 1998 (vicino al minimo,  $\Phi = 350$  MV) al 2001 (vicino al massimo,  $\Phi = 1000$  MV).

In figura 2.14 sono mostrati i valori misurati del flusso degli antiprotoni a bassa energia, assieme alle tre previsioni del modello leaky box corrispondenti al minimo (curva superiore) e al massimo dell'attività solare (curva inferiore), con la media geometrica dei due casi.

É evidente come l'esiguità del numero di antiprotoni rivelati finora (meno di un centinaio) non permetta di distinguere tra i vari modelli di produzione. L'esperimento AMS, già nella sua prima fase, dovrebbe portare un aumento di un ordine di grandezza nella statistica.



**Figura 2.13:** Spettro degli antiprotoni a bassa energia previsto dal modello leaky box standard (SLB), dal diffusive reacceleration model (DR), e dall'annichilazione dei neutralini, per quattro valori del parametro di modulazione solare [15].

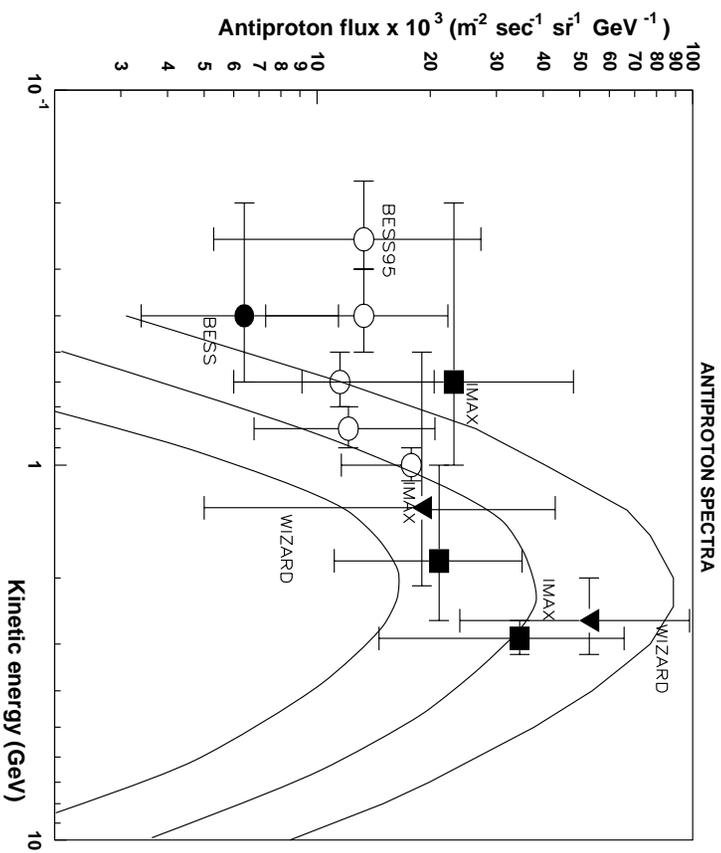


Figura 2.14: Misura dello spettro degli antiprotoni a bassa energia (da [15]).



# Capitolo 3

## I contatori a scintillazione del TOF

### 3.1 Introduzione

Nel progettare il sistema del tempo di volo dell'esperimento AMS si è tenuto conto, oltre che della risoluzione temporale, anche delle pesanti limitazioni imposte dall'ambiente in cui si troverà a operare il rivelatore.

Infatti, essendo un'esperimento che dovrà operare nello spazio, AMS deve avere un peso ridotto, occupare poco spazio e limitare il più possibile il consumo energetico. Inoltre, a causa dell'impossibilità di interventi di manutenzione, ogni struttura dovrà essere in grado di resistere alle sollecitazioni meccaniche che subirà durante le operazioni di decollo della navetta spaziale.

In particolare, il contatto ottico fra fotomoltiplicatori e guide di luce è stato motivo di preoccupazione: usare il grasso ottico sarebbe stato impossibile a causa dell'evaporazione e dal punto di vista meccanico, e lo stesso si può dire della colla. Infatti, in entrambe i casi, le vibrazioni degli scintillatori sarebbero state trasmesse direttamente alla finestra del fototubo, particolarmente fragile. Uno dei primi fotomoltiplicatori giunti dalla Hamamatsu è stato rotto semplicemente stringendo un quarto di giro di troppo le tre viti che lo tenevano spinto sulla guida di luce, alla quale era accoppiato tramite un grasso ottico: la finestra si è incrinata e il fotocatodo si è ossidato, rendendo il fototubo inservibile. Si è optato così per un accoppiamento ottico tramite cuscinetti di silicone morbidi, che garantiscono anche un buon disaccoppiamento meccanico fra i fototubi e le guide di luce.

Un altro fattore di cui é stato tenuto conto é la bassa pressione, assieme all'alta densità di cariche libere, che caratterizza l'atmosfera terrestre alla quota di 400 km a cui AMS si troverà ad orbitare. La diminuzione di pressione rappresenta una pericolosa sorgente di sollecitazioni meccaniche per i contatori del sistema TOF, in quanto l'aria residua farebbe gonfiare le scatole di fibra di carbonio che racchiudono gli scintillatori, nel caso fossero ermeticamente chiuse. D'altra parte, per il corretto funzionamento dei contatori stessi, tali scatole devono essere a prova di luce! Allo stesso tempo, l'alta densità e mobilità delle cariche libere potrebbe disturbare l'elettronica di acquisizione, che quindi necessita di un isolamento adeguato.

In questo capitolo sono trattate le prove da me svolte con vari prototipi di contatore a scintillazione, che hanno condotto alla progressiva definizione del contatore finale, mentre nel capitolo successivo si parlerà dei test a bassa pressione ai quali ogni contatore, assieme all'elettronica di lettura, é stato sottoposto.

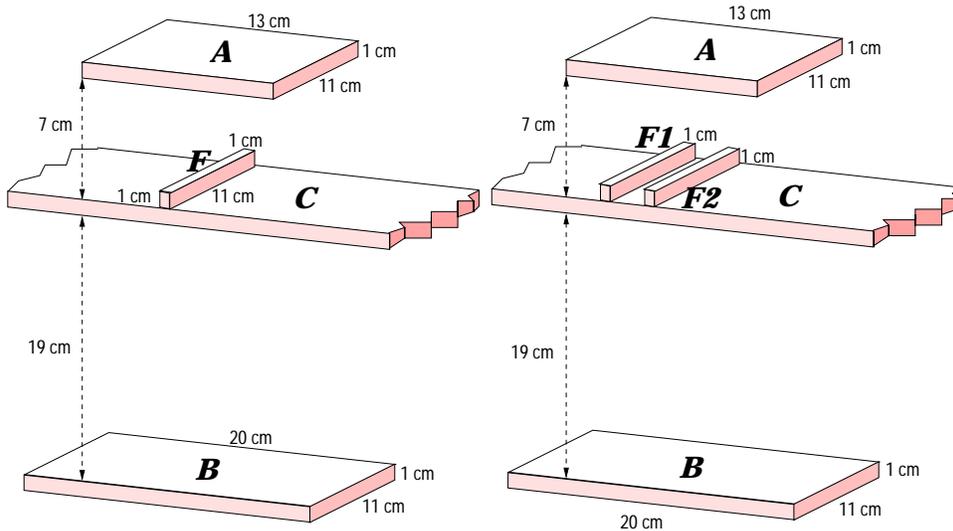
## 3.2 Studio dei prototipi di contatore

Il contatore a scintillazione del sistema del tempo di volo di AMS rappresenta il risultato di una serie di studi che hanno interessato le guide di luce, il tipo di rivestimento dello scintillatore, il tipo di contatto ottico e l'elettronica di acquisizione dei dati.

### 3.2.1 Descrizione dell'apparato strumentale

L'effetto di ogni modifica del disegno di base é stato studiato sperimentalmente con l'ausilio di due tipi di "telescopio" per raggi cosmici, oltre che attraverso simulazioni basate sulla libreria di programmi GEANT del CERN. Il primo tipo di telescopio era costituito interamente di contatori a scintillazione, dotati di fotomoltiplicatori Philips XP2020 (contatori A e B in figura 3.1) e Hamamatsu R5600 (due per ognuno dei due piccoli e sottili scintillatori mostrati in figura 3.1, chiamati 'finger'), ed é stato usato fino a che l'altro tipo, basato su tubi a scarica limitata (*Limited Streamer Tubes* o LST; figura 3.2), non é risultato disponibile.

Il telescopio a scintillatori é stato utilizzato nei primi test descritti in questo capitolo, durante i quali é stata studiata la differenza fra i vari tipi di rivestimento e fra le diverse guide di luce. Il trigger era formato dalla coincidenza



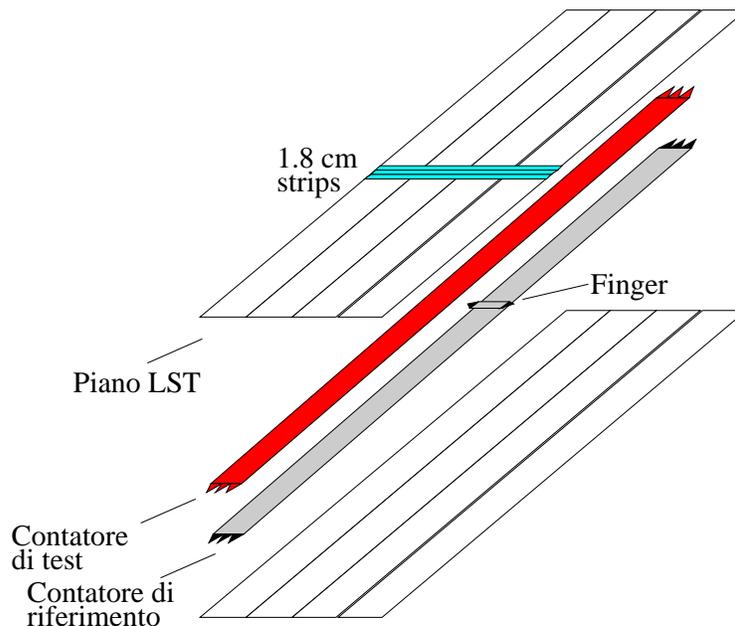
**Figura 3.1:** Telescopio a scintillatori con uno o due finger.

dei segnali provenienti dai contatori A e B (figura 3.1), letti da un solo capo, assieme ai segnali delle due estremità del finger F, appoggiato sul contatore C in prova. In questo modo si selezionavano i raggi cosmici che attraversavano il contatore C lungo una fetta trasversale larga circa 2 cm (data dalla larghezza del finger, 1 cm, per un fattore che tiene conto dell'accettanza geometrica del sistema A + B + F). Nelle prove in cui sono stati usati due finger, il trigger era dato dalla coincidenza dei segnali di A e B, assieme ad almeno una fra le coppie di segnali di F1 e F2.

I due finger avevano una risoluzione temporale di circa 120 ps, ricavata durante una lunga<sup>1</sup> prova in cui erano stati disposti a croce fra A e B, e l'arrivo del loro segnale veniva usato come tempo di riferimento. Compiendo misure con i finger in posizioni differenti lungo il contatore C, è stato possibile ottenere le lunghezze di attenuazione e le risoluzioni temporali dei vari prototipi, che sono servite per confrontare le varie soluzioni costruttive.

Il secondo tipo di telescopio, basato su tubi LST e strip metalliche, è stato usato invece per caratterizzare ogni contatore definitivo, dato che era possibile ricostruire la traccia della particella con una risoluzione spaziale di circa mezzo centimetro. Ciò ha reso possibile selezionare i raggi cosmici che attraversano

<sup>1</sup>Il flusso di raggi cosmici a livello del mare è di circa 100 particelle  $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ . I due finger incrociati hanno una superficie utile di  $1 \text{ cm}^2$ , per cui si ha circa 1 particella al minuto.



**Figura 3.2:** Telescopio per raggi cosmici basato su tubi a streamer limitato (LST) e strip di silicio.

il contatore in fette trasversali di un paio di centimetri, per tutta la sua lunghezza, senza la necessità di usare molte decine di finger, o di fare molte prove con diverse posizioni dei finger. In questo caso però il tempo di riferimento era dato da un secondo contatore a scintillazione, precedentemente calibrato, dato che la sua risposta temporale è circa di tre ordini di grandezza migliore di quella dei tubi e delle strip.

### 3.2.2 Scelta del rivestimento per lo scintillatore

Ogni contatore del sistema TOF è avvolto da una pellicola di mylar, che protegge lo scintillatore impedendone il contatto diretto con la scatola di fibra di carbonio, e che offre una buona riflettività per la luce visibile (la risposta dello scintillatore è piccata nel verde).

Il mylar è usato comunemente per rivestire gli scintillatori ma, essendo il peso un parametro fondamentale per un esperimento spaziale, ci si è chiesto se davvero tale copertura fosse indispensabile, visto che le “custodie” in fibra di carbonio erano a loro volta alluminizzate.

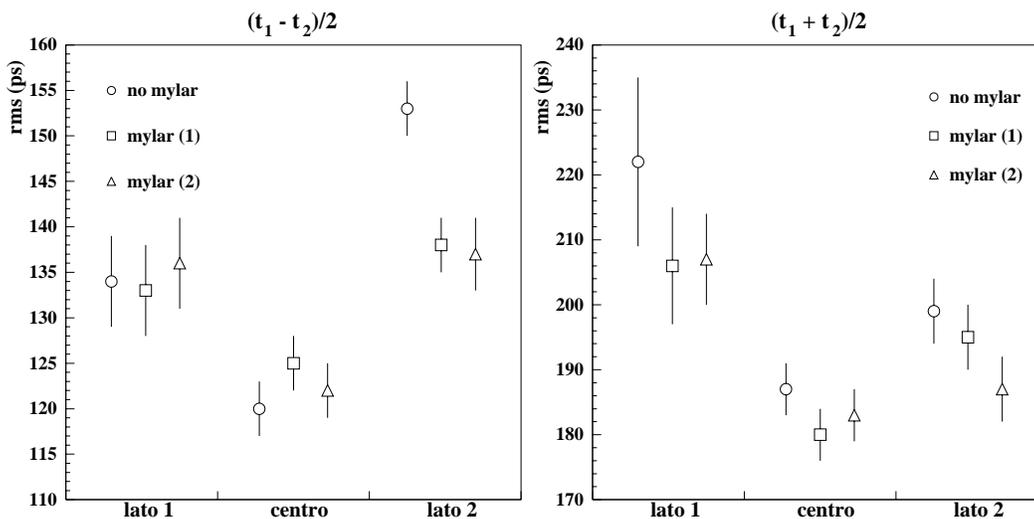
Ci si aspetta che le prestazioni di un contatore rivestito con un materiale riflettente migliorino almeno vicino alle guide di luce. Infatti, la presenza di una superficie riflettente esterna allo scintillatore ha come effetto complessivo un aumento del numero di fotoni rivelati emessi a grandi angoli, rispetto all'asse maggiore dello scintillatore, perché riflessi all'interno del contatore.

D'altra parte, poiché ogni volta che un fotone arriva alla superficie dello scintillatore esiste una probabilità non nulla (anche se piccola, quando l'angolo rispetto alla normale è maggiore di quello di riflessione totale) che riesca ad uscire, maggiore è il numero di riflessioni e maggiore diventa la probabilità che il fotone non raggiunga il fototubo. Dunque l'altezza dell'impulso generato dal fototubo, proporzionale al numero di fotoni rivelati, tende ad aumentare per le particelle che passano vicino alle guide di luce, perché vengono rivelati anche fotoni emessi ad un angolo maggiore, mentre non muta sensibilmente al centro del contatore, a causa delle riflessioni multiple.

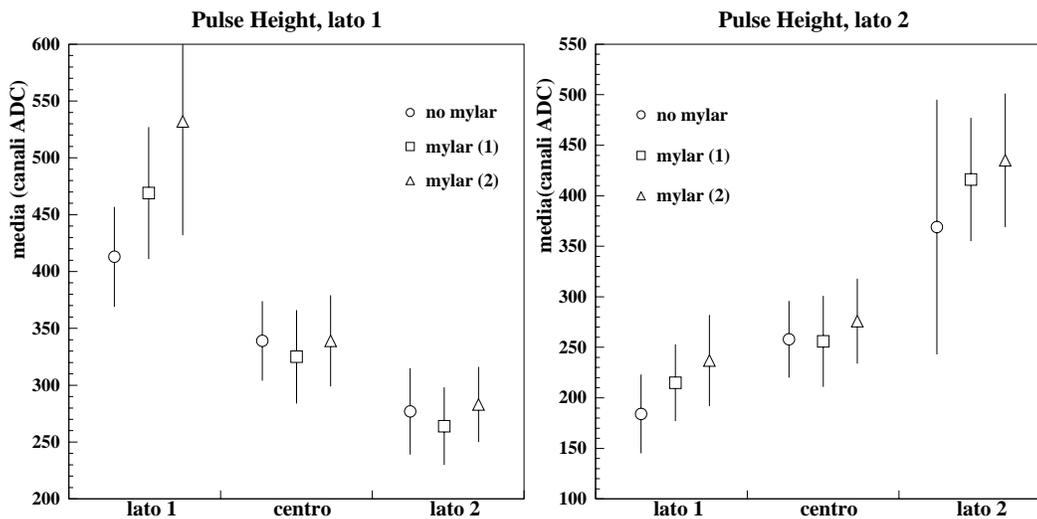
Inoltre i fotoni emessi a grandi angoli percorrono cammini più lunghi prima di raggiungere il fototubo, per cui determinano essenzialmente un allargamento temporale dell'impulso elettrico generato dal fotomoltiplicatore, ma non incidono sensibilmente sulla risoluzione temporale, che dipende dal tempo di salita dell'impulso e quindi dai fotoni che arrivano per primi, emessi a piccoli angoli. Se però la particella attraversa il contatore vicino alle guide di luce, il numero di riflessioni dei fotoni emessi a grandi angoli è relativamente piccolo, e l'allargamento temporale è limitato.

Anche lo strato di alluminio che riveste le scatole in fibra di carbonio tende a riflettere la luce incidente, anche se il suo coefficiente di riflessione dovrebbe, in principio, essere minore di quello del mylar. In effetti, i test compiuti sul prototipo C7201, lungo 72 cm, non hanno rivelato, entro gli errori, un comportamento sensibilmente differente. Durante tali prove il contatore è stato inscatolato prima senza mylar, poi con mylar attorno allo scintillatore e alle guide di luce, ma non fra le guide, dove erano posizionati i cunei neri usati per fissare il contatore al piano di honeycomb, e infine completamente avvolto nel mylar.

Nelle figure 3.3 e 3.4 sono mostrati i risultati delle prove sperimentali. Sull'asse delle ascisse è riportata la posizione del finger, "lato 1" significa a 5 cm dalle guide di luce del lato 1 del contatore in prova, e "lato 2" a 5 cm dalle guide del lato 2. Il trigger era dato dalla coincidenza dei segnali degli scintillatori A e B, assieme a quello del finger (figura 3.1).



**Figura 3.3:** Risoluzioni sulla semidifferenza e sulla semisomma dei tempi del primo prototipo di contatore. Con “mylar (2)” si indica il contatore coperto dappertutto; “mylar (1)” differisce dal precedente solo per l’assenza di mylar fra le guide di luce.



**Figura 3.4:** La ‘pulse height’ del primo prototipo di contatore non é variata sensibilmente, passando dalla scatola alluminizzata al rivestimento di mylar. Con “mylar (2)” si indica il contatore coperto dappertutto; “mylar (1)” differisce dal precedente solo per l’assenza di mylar fra le guide di luce.

Le risoluzioni temporali sulla semidifferenza (da cui si ricava la posizione lungo lo scintillatore) e sulla semisomma dei tempi dati dai due lati (il tempo medio del contatore) non variano di molto, anche se sembra emergere una lieve tendenza al miglioramento. Inoltre, la ‘pulse height’ a 5 cm dalle guide di luce aumenta abbastanza sensibilmente, mentre al centro (36 cm dalle guide di luce) non si nota alcuna differenza (figura 3.4).

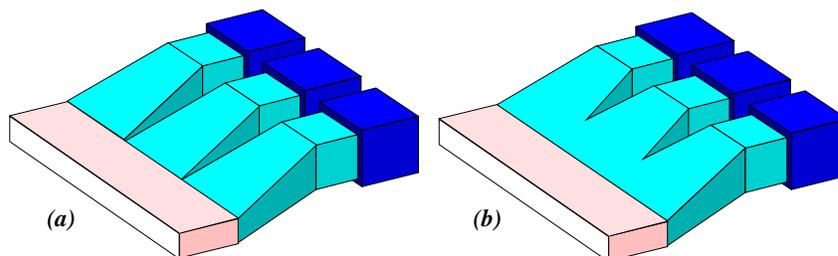
Alla fine si é deciso di rivestire completamente di mylar i contatori, almeno per proteggere le loro superfici dalle scatole di fibra di carbonio, che vibrando durante il decollo della navetta spaziale potrebbero graffiare lo scintillatore. Il piccolo peso aggiuntivo é in questo caso pienamente giustificato.

### 3.2.3 Elettronica

Come si vede nella figura 3.3, la risoluzione temporale del prototipo C7201 é già piuttosto vicina ai 100 ps, ma gli errori e le fluttuazioni sono abbastanza grandi. Infatti i dati sono stati presi utilizzando un’elettronica di lettura del segnale che non si é rivelata efficiente: ciascuna estremità del contatore era equipaggiata con un circuito stampato di circa  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , alimentato a bassa tensione (5 V), che provvedeva l’alta tensione a ogni fototubo, eseguiva la somma analogica dei segnali dei tre fototubi, e forniva il segnale discriminato con una soglia di circa  $-30 \text{ mV}$  (per un segnale medio di  $-300 \text{ mV}$  al picco). In uscita avevamo sia il segnale analogico che quello digitale.

Il problema più grande, con tali schede, era quello dell’alimentazione: le tensioni fornite ai fototubi erano oltremodo instabili (da un giorno all’altro, le variazioni potevano essere anche di qualche decina di volt), per cui i guadagni non risultavano quasi mai equilibrati (questa é la ragione della differenza nel comportamento dei due lati del contatore, e del “salto” nella risoluzione sulla semidifferenza dei tempi per il lato 2, tra la prima e la seconda prova).

Questa soluzione, che costituiva il primo prototipo dell’elettronica sviluppata specificatamente per l’esperimento, é stata quindi abbandonata, e in tutte le prove successive i segnali analogici sono stati inviati direttamente ad un’elettronica NIM e acquisiti tramite moduli CAMAC, mentre l’alimentazione é stata affidata a moduli esterni della CAEN, stabili entro il volt.



**Figura 3.5:** Due tipi di guide di luce provati per il sistema TOF. In (a) si vedono le tre guide separate, lunghe 5 cm, usate nei primi test; in (b) la guida in unico blocco, della stessa lunghezza, utilizzata nei contatori definitivi.

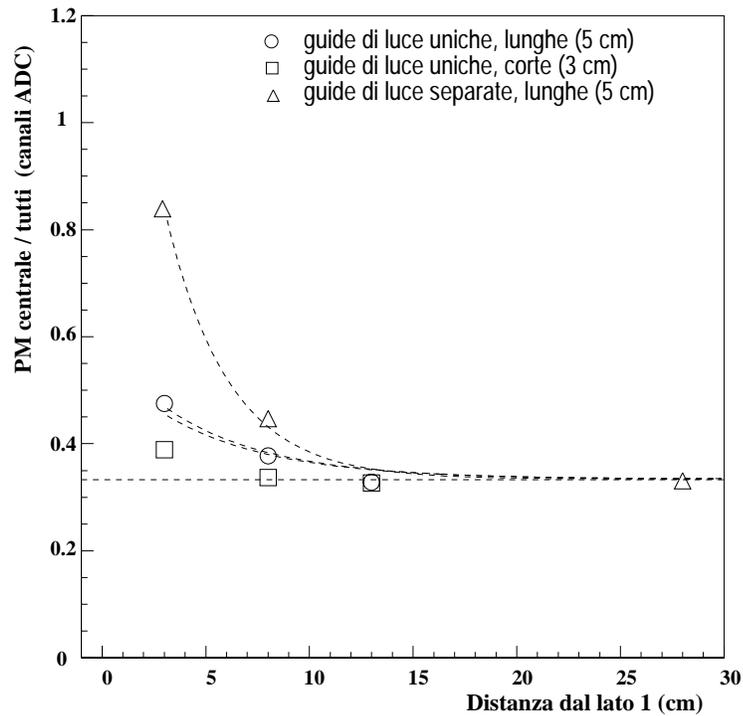
### 3.2.4 Le guide di luce

Le guide di luce dei contatori a scintillazione del sistema TOF sono state oggetto di uno studio particolare. La loro forma é un parametro determinante perché incide pesantemente sulla raccolta della luce, e nello stesso tempo deve soddisfare le richieste del disegno meccanico, che prevede una sovrapposizione fra contatori adiacenti.

Il primo tipo in prova era costituito da 3 pezzi separati, lunghi 5 cm e incollati sul bordo dello scintillatore, come mostrato in figura 3.5. In seguito se ne é provato un altro, in un unico blocco di 3 cm, che nelle simulazioni mostrava un comportamento migliore, e infine uno simile, lungo 5 cm.

I test compiuti con il telescopio a scintillatori e un contatore prototipo sul quale sono state installate guide di tutti e tre i tipi, lasciando inalterati i fototubi e le tensioni, hanno rivelato che in effetti le guide separate tendono ad “imprigionare” i fotoni prodotti da una particella che attraversa lo scintillatore vicino alle guide, mostrando una forte asimmetria nella risposta dei fototubi. Per gli eventi distanti una decina di centimetri dalle guide l’asimmetria é invece trascurabile, come ci si aspetta, considerando che le varie riflessioni interne hanno l’effetto di ridistribuire uniformemente la luce, di modo che il numero di fotoni che raggiungono un fototubo é praticamente indipendente dalla coordinata trasversale individuata dalla particella osservata. Le guide ricavate da un blocco unico, otticamente omogeneo, hanno invece il vantaggio di consentire una miglior distribuzione dei fotoni sui tre fototubi.

Questa caratteristica rappresenta un vantaggio rilevante, in quanto il segnale nei fotomoltiplicatori ha un tempo di transito che dipende dalla tensione



**Figura 3.6:** Risultato del confronto fra i tre tipi di guide di luce provati. Assieme ai punti sperimentali, corrispondenti a particelle che hanno attraversato il contatore di fronte ai fototubi centrali, sono mostrate le curve teoriche.

applicata ( $-6$  ps/canale). Una differenza di  $15$  V nell'alimentazione di uno dei fototubi produce quindi una variazione nel tempo di arrivo del segnale dello stesso ordine di grandezza della risoluzione in tempo richiesta al contatore. Distribuire i fotoni rivelati in modo uniforme sui tre fototubi diluisce questo effetto in larga misura, come verificato dalle simulazioni.

In figura 3.6 sono mostrati i risultati delle prove sperimentali, assieme alle curve prodotte dalla simulazione. Il grafico mostra il rapporto fra la pulse height del fototubo centrale e quella totale, per particelle che hanno attraversato lo scintillatore centralmente, rispetto alla coordinata trasversale. Osserviamo che, passando dalle guide separate a quelle uniche, e dai  $5$  cm ai  $3$  cm, migliora l'uniformità della risposta alle particelle passate in prossimità della fine dello scintillatore. Le guide uniche corte si sono rivelate addirittura migliori di

quanto predetto dalla simulazione, da cui emergeva un comportamento molto simile a quello delle guide uniche lunghe, anche se la differenza con queste ultime é minore di quella che si osserva fra le guide separate e quelle uniche, a parità di lunghezza.

I contatori definitivi del sistema TOF sono dotati delle guide uniche lunghe, per ragioni meccaniche. Infatti con quelle di 3 cm non sarebbe stato possibile appoggiare le barre degli scintillatori l'una sull'altra, lungo la sovrapposizione fra contatori adiacenti. Dunque l'utilizzo delle guide corte, che estenderebbe la zona di uniformità nella rivelazione dei fotoni di un paio di centimetri rispetto alle altre, avrebbe comportato la modifica della struttura di sostegno dei piani del TOF. Poiché l'accettazione geometrica del sistema del tempo di volo é comunque molto maggiore di quella del tracker (che per il volo di prova avrà inoltre un'accettazione dimezzata, rispetto a quella prevista per la stazione spaziale), si é ritenuto che il guadagno di superficie utile derivante dall'uso delle guide corte non giustificasse una modifica del progetto meccanico.

### 3.3 I contatori del sistema TOF

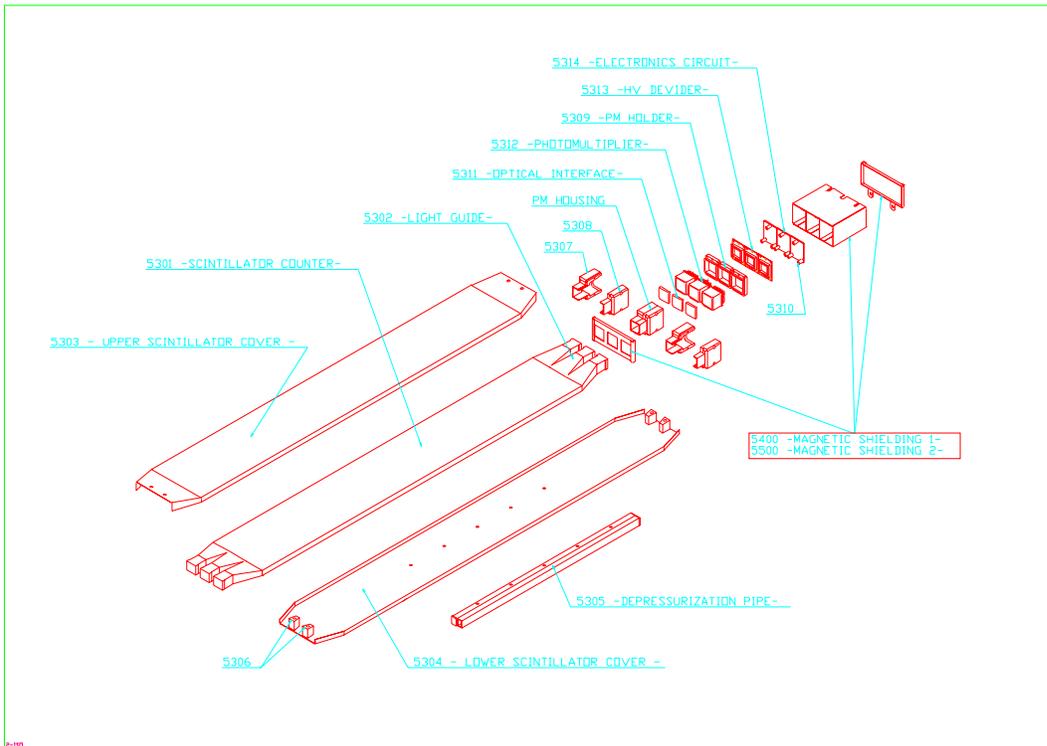
Un tipico contatore, fra quelli che formano i quattro piani del TOF, é costituito da una barra di scintillatore plastico Bicron BC408 di spessore 1 cm, larghezza 11 cm e lunghezza compresa fra 72 e 136 cm, alle cui estremità troviamo tre fotomoltiplicatori per parte, accoppiati otticamente alle guide di luce in lucite attraverso una pastiglia di silicone morbido (Dow Corning 93-500), senza alcun tipo di grasso ottico. Lo scintillatore, assieme alle guide di luce, é avvolto da un foglio di mylar e racchiuso da un contenitore in fibra di carbonio alluminizzata all'interno. I vari componenti del contatore definitivo sono mostrati in figura 3.7.

I fotomoltiplicatori (Hamamatsu R5900U) sono racchiusi da scatoline di plastica nera su cui é fissato il circuito del partitore di tensione, realizzato su una doppia scheda stampata sulla quale si innestano i pin di ogni fototubo (figura 3.8). Sulle schedine del fototubo centrale é ricavato anche il circuito che effettua la somma dei segnali analogici provenienti da anodi e dinodi.

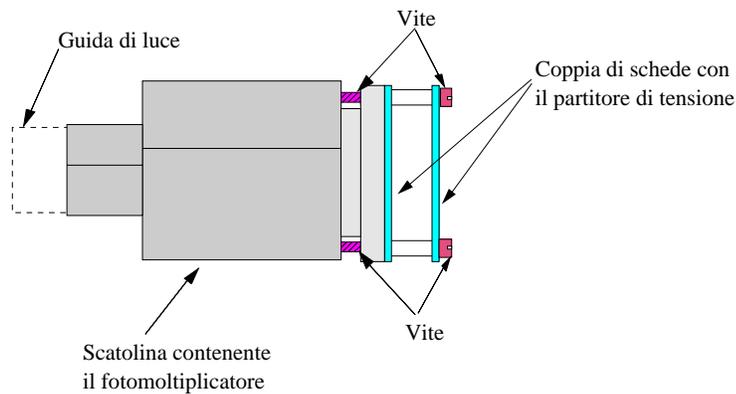
Ogni gruppo di tre fotomoltiplicatori é racchiuso da una scatola di  $\mu$ -metal che riduce l'intensità del campo magnetico, al suo interno, da 200 G a 3 G circa<sup>2</sup>. Da questa scatola escono solo cinque cavi (tre di alimentazione e due di

---

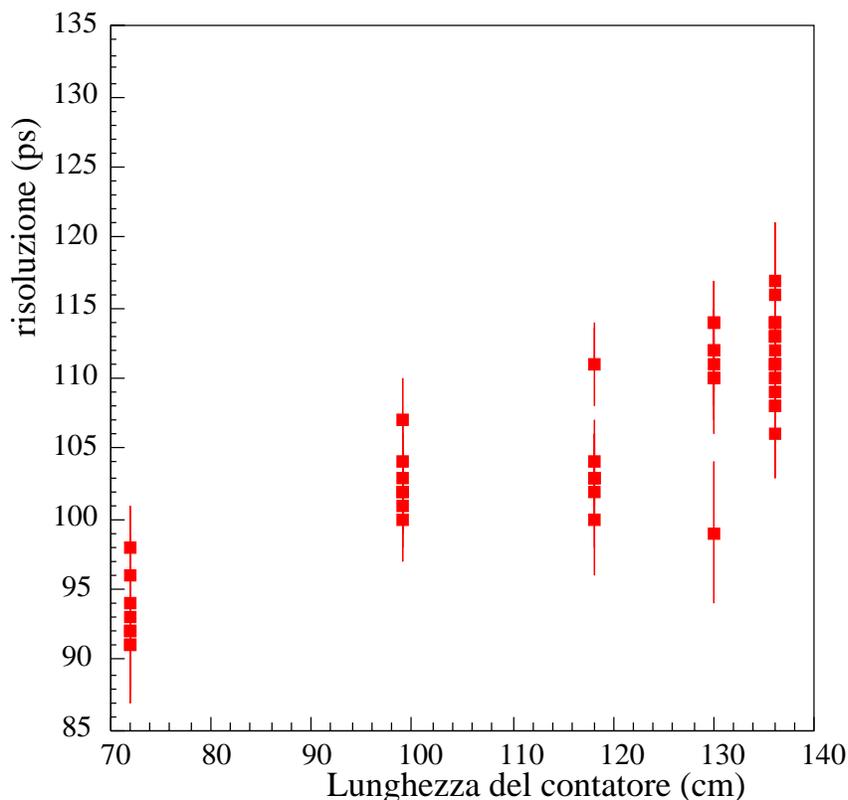
<sup>2</sup>Il campo interno é stato misurato senza il coperchio, per cui ci si aspetta che sia un po'



**Figura 3.7:** Il contatore definitivo per il sistema di tempo di volo.



**Figura 3.8:** Un fototubo contenuto nella scatola di plastica che lo tiene attaccato alla guida di luce. Sul retro della scatola é fissato, su una doppia scheda stampata, il partitore di tensione.



**Figura 3.9:** Risoluzione temporale di tutti i contatori del sistema TOF.

segnale), collegati alle schede perimetrali (indicate con “electronics” in figura 1.12), le quali hanno il compito di distribuire ad ogni fototubo la tensione di alimentazione appropriata (circa  $-800$  V) e di raccoglierne i segnali per inviarli alle schede SFET (*Scintillator Front-End - Time of flight*) (che forniscono il trigger e i segnali dei contatori in forma digitale).

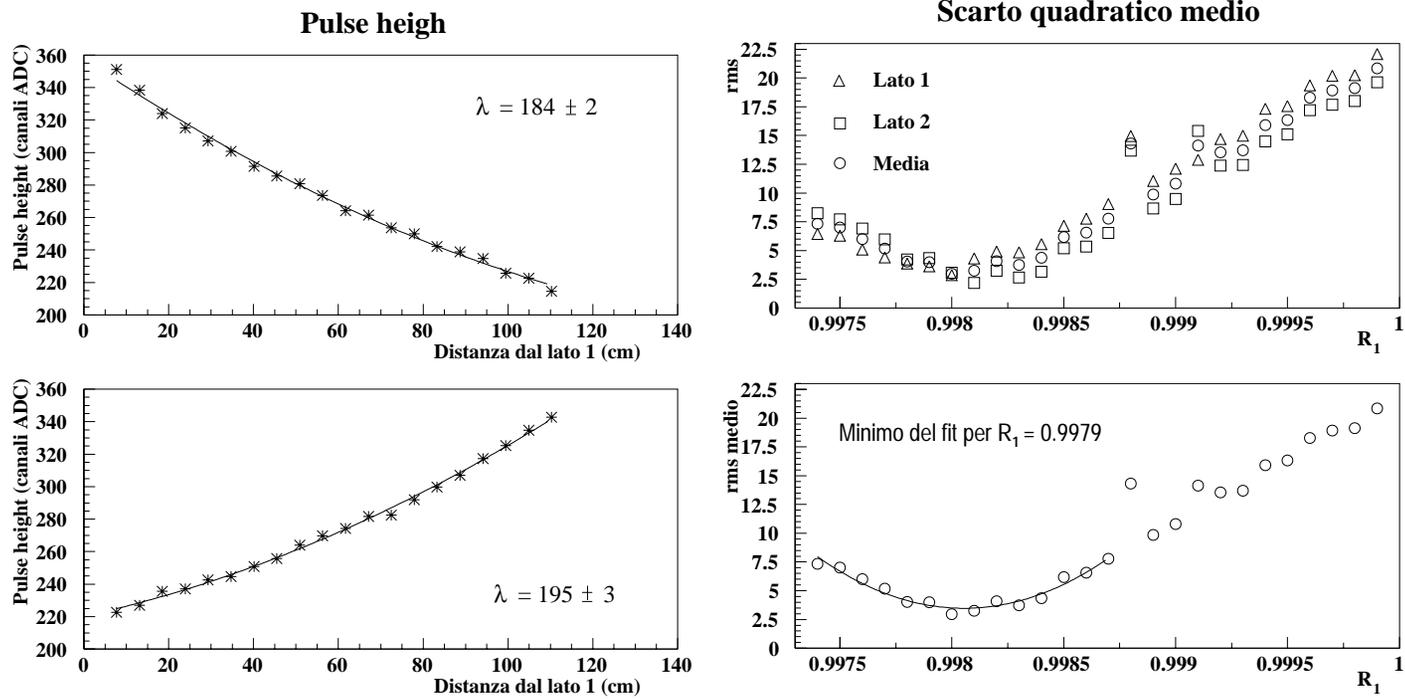
Tutti i contatori definitivi del sistema TOF sono stati calibrati usando il telescopio LST. Le risoluzioni sul tempo medio sono mostrate in figura 3.9, in funzione della lunghezza dei contatori. Le figure 3.10 e 3.11 riportano invece l’andamento della pulse height in funzione della distanza da un’estremità del contatore, da cui si può ricavare, interpolando con un’esponenziale, la lunghezza d’attenuazione, che risulta mediamente di 2 m.

In particolare, il contatore a cui si riferisce la figura 3.10 era costituito semplicemente dallo scintillatore, posto in una camera oscura, mentre la figura

3.11 riporta i valori per lo stesso contatore, una volta rivestito con mylar e racchiuso nella scatola di fibra di carbonio. Si vede subito che, nel secondo caso, la luce che giunge ai fototubi é maggiore del 150%.

Nella parte di destra di queste due figure vediamo, in funzione della riflettività della superficie dello scintillatore ( $R_1$ ) e di quella del foglio di mylar ( $R_2$ ), gli scarti quadratici medi delle pulse height simulate rispetto al fit dei valori sperimentali. Come si vede, esiste un minimo, che ci ha permesso di identificare i valori migliori da usare nelle simulazioni successive.

Si noti che nel caso dello scintillatore “nudo” il minimo ha un'altezza di circa 5 canali, contro una pulse height al centro di 270 canali, ovvero la simulazione é compatibile con i dati entro il 2%. Una precisione simile si ottiene considerando anche il mylar (10 canali contro 400).



**Figura 3.10:** Scintillatore “nudo” in camera oscura: a sinistra l’interpolazione dei valori misurati; a destra gli scarti quadratici medi fra i valori simulati e l’interpolazione.

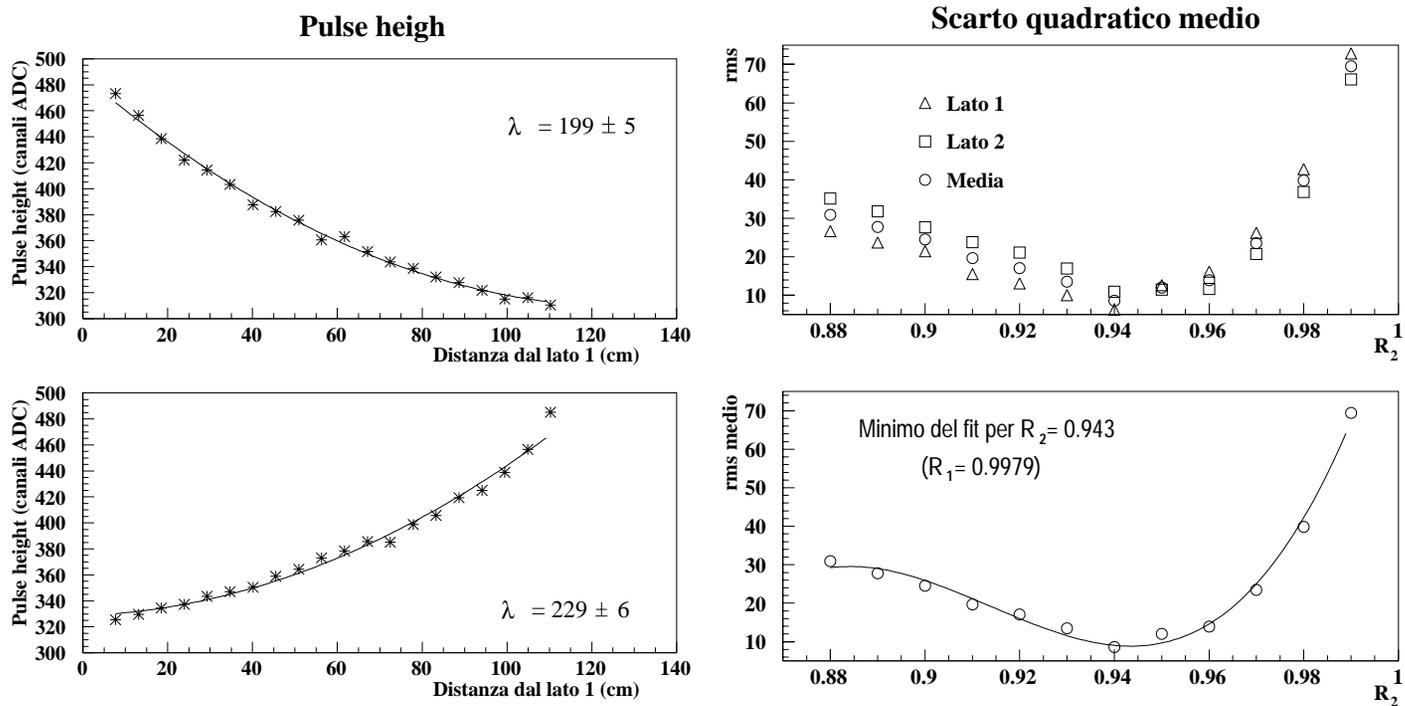


Figura 3.11: Contatore definitivo: a sinistra i valori misurati; a destra gli scarti quadratici medi dei valori simulati rispetto all'interpolazione dei dati sperimentali.



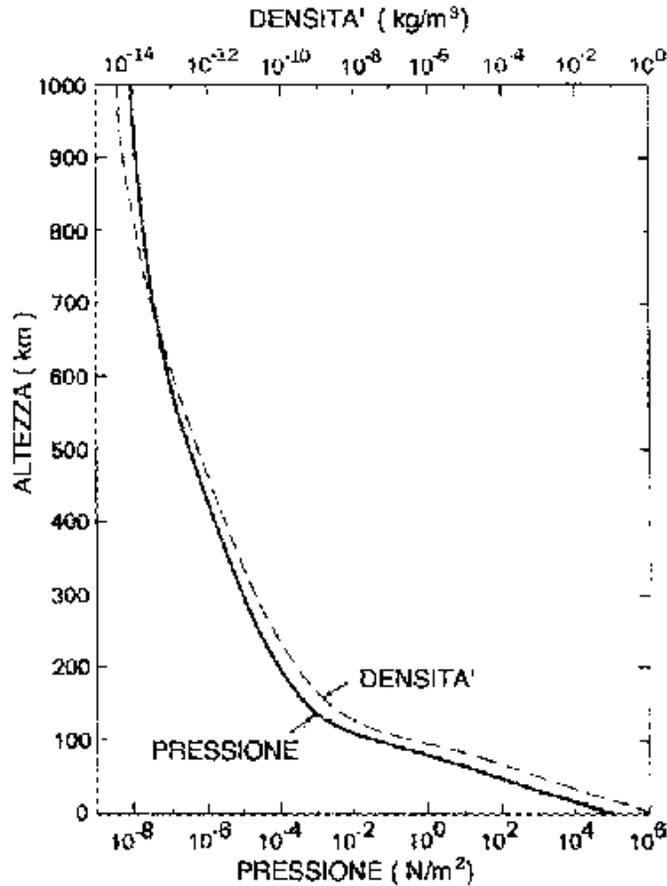
## Capitolo 4

# Comportamento in vuoto dei contatori del TOF

Poiché AMS é un rivelatore spaziale, deve essere in grado di operare in condizioni molto diverse da quelle dei laboratori in cui é stato sviluppato. Innanzitutto la pressione é differente: a circa 400 km di altezza (la quota della stazione spaziale e del volo previsto sulla navetta Discovery) la pressione é di circa  $10^{-12}$  atm (figura 4.1), e viene raggiunta in pochi minuti, con una velocità massima di circa  $40 \text{ torr s}^{-1}$  ( $1 \text{ atm} = 760 \text{ torr}$ ). Tutte le strutture sono perciò soggette a tensioni meccaniche che non possono essere trascurate.

Un altro fattore importante é la variazione della temperatura: l'orbita verrà compiuta in un'ora e mezzo circa, durante la quale l'orientazione dell'apparato relativa al Sole non sarà costante. La temperatura varierà quindi fra i  $60^\circ\text{C}$ , quando AMS sarà rivolto verso la Terra, e i  $-20^\circ\text{C}$ , corrispondenti all'orientazione opposta (in genere si eviterà di puntare AMS direttamente sul Sole), dunque particolare cura é stata posta nello studio dei meccanismi di conduzione termica fra le componenti di AMS, il quale sarà operativo solo fra  $0^\circ\text{C}$  e  $40^\circ\text{C}$ . Per limitare l'escursione termica verso il basso, é stato necessario installare dei riscaldatori. Ad esempio, ai fototubi della parte inferiore del Čerenkov, che si trovano sempre in ombra, coperti dal corpo del rivelatore, é stato incollato un circuito stampato su un foglio di kapton, che funziona da riscaldatore quando la temperatura scende al di sotto della soglia di operabilità.

Un fattore di particolare importanza é l'alta conducibilità elettrica dell'atmosfera, che alla quota di 400 km é almeno 7 ordini di grandezza più grande che a terra, a causa della maggior densità di ioni liberi e della bassa pressione.



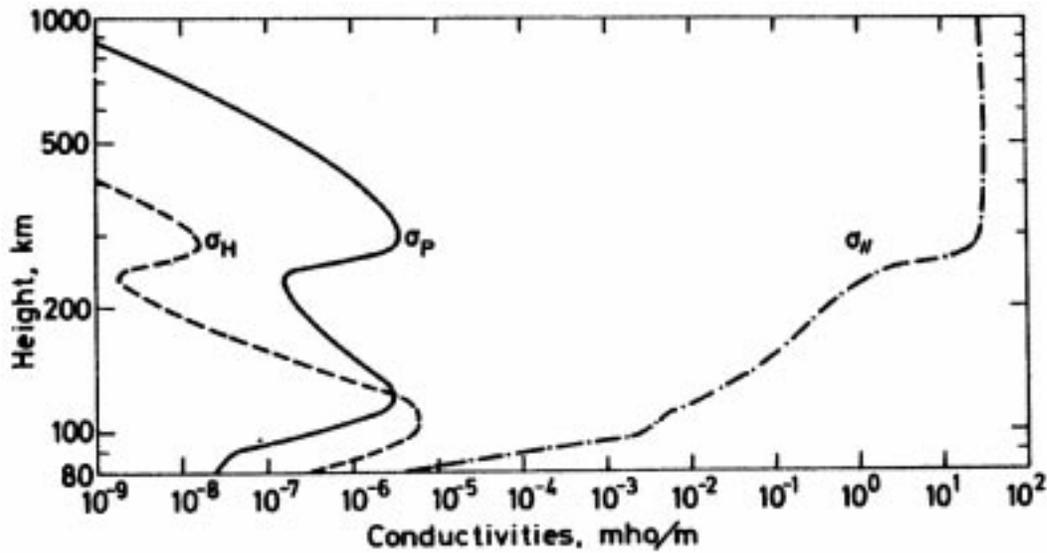
**Figura 4.1:** Variazione della pressione atmosferica con la quota. Si noti che fra il livello del mare e la quota di 400 km esiste una differenza di pressione di circa dodici ordini di grandezza [1].

La legge di Ohm nella ionosfera si può scrivere (si veda [29]):

$$\mathbf{J} = \sigma_P(\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \sigma_H \frac{\mathbf{B}}{B} \times (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \sigma_\parallel \mathbf{E}_\parallel ,$$

dove  $\sigma_P$  è detta “conducibilità di Pedersen”,  $\sigma_H$  “conducibilità di Hall”, e  $\sigma_\parallel$  è la componente della conducibilità parallela al campo elettrico.

Come si vede nella figura 4.2, è la componente della conducibilità parallela al campo elettrico che aumenta pericolosamente con l’altezza dal suolo. Di questo si deve tener conto almeno sotto due aspetti: l’elettronica deve essere

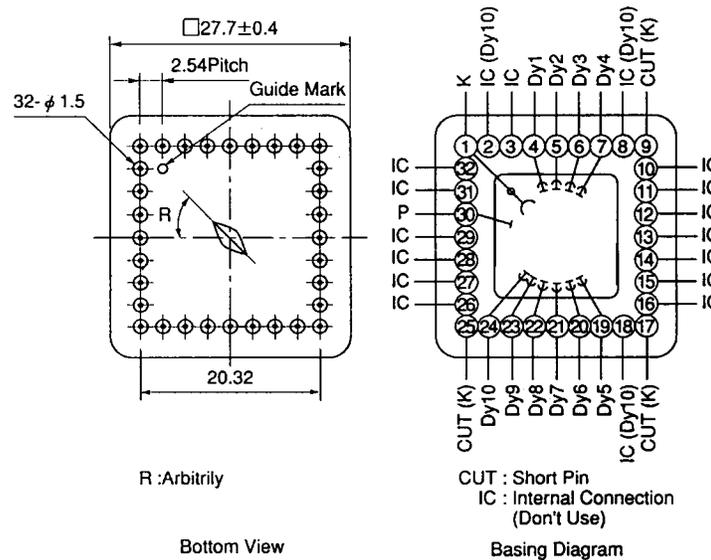


**Figura 4.2:** La conducibilità dell'atmosfera varia con la quota. In questa figura sono mostrate la conducibilità parallela, quella di Pedersen, e quella di Hall (da [29]).

protetta con uno strato di isolante, per evitare segnali spurî causati dalle cariche libere che vi si possono depositare, e l'alta tensione deve essere distribuita solo dopo che la soglia di "rottura" dell'aria corrispondente a tale tensione sia stata superata, per evitare che le scariche ad arco con i punti di massa danneggino i componenti elettronici con cui é stato realizzato il rivelatore. Questo é particolarmente importante per il sistema TOF, le anticoincidenze e il Čerenkov, dotati di fotomoltiplicatori, per i quali é prevista mediamente una tensione di alimentazione di  $-800$  V.

Da ultimo ricordiamo il problema delle sollecitazioni durante la fase di lancio della navetta spaziale, che mettono a dura prova le strutture meccaniche, i fototubi, il tracker e tutta l'elettronica in generale. Tra l'altro, il rivelatore non deve avere risonanze sotto i 200 Hz, che comprometterebbero la salute della navetta (e degli astronauti!).

In questo capitolo illustrerò i test da me effettuati su vari componenti in camera a vuoto, nonché gli accorgimenti utilizzati per evitare i problemi messi in luce durante queste prove.



**Figura 4.3:** Piedinatura dei fototubi Hamamatsu R5900U. Le distanze sono espresse in millimetri.

## 4.1 L'isolamento dei singoli fototubi

Poiché la conducibilità elettrica  $\sigma$  dell'aria, alla quota a cui orbiterà AMS, è dell'ordine di  $10 (\Omega\text{m})^{-1}$ , la distanza  $h$  fra i pin dei fotomoltiplicatori Hamatsu R5900U è di circa 2 mm (figura 4.3) e la loro superficie  $S$  fuori dallo zoccolo i cui sono inseriti è di circa  $3 \text{ mm}^2$ , la resistenza presentata dall'aria fra due pin consecutivi è:

$$R = \frac{h}{S\sigma} = \frac{2 (\text{mm})}{3 (\text{mm}^2)} 10^{-1} (\Omega \text{ m}) = 66 \Omega .$$

Considerato che fra il fotocatodo e l'ultimo dinodo ci sono poche centinaia di volt, ci si accorge che in pratica i pin sono in corto circuito (con 100 V si avrebbe una scarica di più di 1 A, ma il partitore non può erogare più di una quarantina di  $\mu\text{A}$ ).

Dunque è stato deciso di isolare completamente i pin di ogni fototubo, riempiendo lo spazio fra il fondo del fotomoltiplicatore e la basetta del partitore di tensione con un materiale isolante, il Dow Corning 93-500, iniettato (dopo essere stato diluito) dal basso verso l'alto, in modo da ridurre la formazione di bollicine d'aria. La polimerizzazione è avvenuta ad una temperatura costante

attorno ai 40° C in una camera a vuoto, dove la bassa pressione ha facilitato l'affioramento e la rottura delle bollicine d'aria residue. Questa procedura é indicata nel seguito con il termine inglese 'potting'.

Il Dow Corning 93-500 ci é servito anche per ottenere le pastiglie di silicone morbide che assicurano l'accoppiamento ottico e meccanico fra i fototubi e le guide di luce. Come abbiamo visto nel capitolo precedente, tali pastiglie costituiscono un mezzo meccanico ideale per accoppiare le guide di luce alla finestra dei fotomoltiplicatori, tanto delicati che, in assenza di uno strato morbido che si possa deformare, basta stringere un po' troppo le tre viti che li tengono premuti sulle guide di luce per romperli.

## 4.2 Test di pressione su fototubi e alimentatori

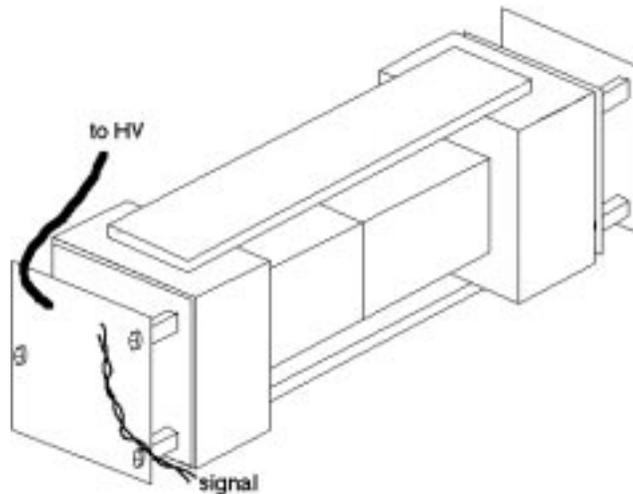
Le prove di pressione a cui sono stati sottoposti tutti i componenti del sistema TOF sono cominciate nel mese di marzo 1997 in una piccola camera a vuoto messa a disposizione dall'IROE di Rifredi (Firenze), e sono continuate a Bologna dove, durante l'estate, tutti i contatori che costituiscono i piani del TOF sono stati provati nella camera a vuoto dell'INFN, della capacità di 250 dm<sup>3</sup>.

### 4.2.1 Test dei fototubi

Al fine di provare il comportamento dei fototubi Hamamatsu R5900U a bassa pressione, abbiamo realizzato un piccolo contatore, costituito da un parallelepipedo (1 × 1 × 11 cm<sup>3</sup>) di scintillatore BC 408 (lo stesso usato per i contatori definitivi), avvolto nel mylar, e accoppiato a due fototubi con pastiglie di silicone morbide (come nei contatori definitivi). Esso é mostrato in figura 4.4, in cui sono rappresentate anche le coppie di circuiti stampati che costituiscono il partitore. Uno dei due Hamamatsu non aveva i pin isolati dal potting, e nelle prove si é sempre mostrato più critico dell'altro.

Il contatorino é stato sottoposto a vari cicli, durante i quali si portava la pressione a circa 10<sup>-4</sup> torr, si chiudeva ermeticamente la camera a vuoto, e si lasciava che l'evaporazione dei vari materiali innalzasse la pressione (le perdite della camera erano trascurabili).

I fototubi venivano accesi quando la pressione era al minimo, e se ne osservava il segnale con un oscilloscopio digitale fino a quando non apparivano scariche. L'evidente degassamento dei materiali era dimostrato dal fatto che la pressione a cui apparivano le prime scariche sembrava aumentare da un ciclo



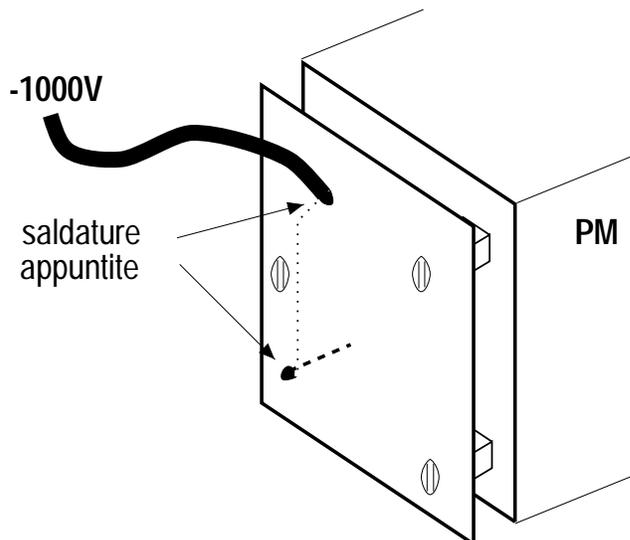
**Figura 4.4:** Il piccolo contatore a scintillazione usato per le prime prove in camera a vuoto.

al successivo. Infatti il sensore era collocato a circa 30 cm dal contatorino, per cui misurava una pressione sistematicamente più bassa di quella presente in prossimità del piccolo rivelatore.

Un ciclo dopo l'altro, la tensione di vapore dei vari materiali di cui è costituito il contatorino, assieme a quella di ogni gas adsorbito sulla sua superficie, diminuiva sotto l'azione delle pompe aspiranti, e nello stesso tempo la pressione totale diventava più omogenea, per cui i valori delle pressioni a cui si verificavano le prime scariche tendevano (da sotto) al valore vero, che dipende solo dalla differenza di potenziale (mantenuta costante) e dalla distanza fra gli elettrodi.

Le prime prove hanno mostrato una preoccupante tendenza a scaricare a pressioni di  $(2\div 3) \times 10^{-3}$  torr. Dopo la prima scarica si assisteva a un periodo di buon funzionamento, seguito da un'altra scarica. Il processo esaurisce infatti gli ioni liberi e annulla di colpo i gradienti di potenziale, che impiegano un certo tempo a ristabilirsi. L'intervallo di buon funzionamento si accorciava al crescere della pressione, per cui a circa  $5 \times 10^{-3}$  torr ci si trovava in un regime di scariche continue.

Dopo queste osservazioni, abbiamo provveduto ad isolare il circuito, con Dow Corning 3140, avendo saldato il cavo di alimentazione in un'altra posizione e avendo arrotondato tutte le saldature che si erano mostrate critiche a causa



**Figura 4.5:** Il circuito ricavato su due schede all’inizio non era isolato e aveva saldature a punta.

dell’“effetto punta” (figura 4.5).

Il contatore con potting, avendo ora le doppie schede completamente rivestite di isolante, ha cominciato a scaricare solo a  $5 \times 10^{-1}$  torr, una pressione maggiore di due ordini di grandezza rispetto alla prima prova. Il punto debole era costituito dalle viti, l’unica parte metallica non isolata, che mostravano un “effetto corona”, un bagliore blu-violetto, senza scintille.

## 4.2.2 Test dell’alimentatore

Le schede perimetrali del sistema TOF (indicate con “electronics” in figura 1.12) si occupano tra le altre cose di distribuire l’alta tensione a tutti i fototubi. L’alimentatore montato su tali schede é un Bellnix MHV12-1.0k2000N, che può mantenere una tensione di  $-1000$  V ad una corrente massima di 2 mA, ed é alimentato da un generatore di bassa tensione ( $+12$  V).

Questo alimentatore é stato provato in camera a vuoto, collegandolo ad un carico di  $1$  M $\Omega$  e regolando la tensione d’uscita a 980 V. Il carico era costituito da 10 resistenze da 100 k $\Omega$  in serie con le saldature non isolate, e si leggeva con un oscilloscopio digitale la tensione prima dell’ultima resistenza ( $-89.2$  V in aria).

Partendo dalla pressione di  $3.5 \times 10^{-2}$  torr, la tensione di riferimento ha cominciato a diminuire (in valore assoluto), fino a raggiungere i  $-84.8$  V a  $5 \times 10^{-2}$  torr. Poiché non si vedevano bagliori, il fenomeno è stato attribuito alle correnti costituite dagli ioni accelerati dalle differenze di potenziale, che possiedono un moto di deriva nel gas, ma non riescono ad indurre la ionizzazione (non ci sono quindi processi a valanga, nè scariche a scintilla), conosciute come “correnti di perdita” (*leakage currents*).

A partire dai  $5.5 \times 10^{-2}$  torr, i punti di saldatura fra le prime cinque resistenze mostravano bagliori: le scariche erano visibili già a  $-500$  V circa.

Questi risultati ci hanno insegnato due cose. Primo, a pressioni dell'ordine di  $10^{-2}$  torr tutti i punti con una tensione di poche centinaia di volt sono critici, e richiedono particolare attenzione. Secondo, anche se la tensione non è stabile come in assenza di scariche, l'alimentatore riesce comunque a garantire il 95% della tensione fissata nonostante le scariche, per cui i fototubi continuano a funzionare<sup>1</sup>.

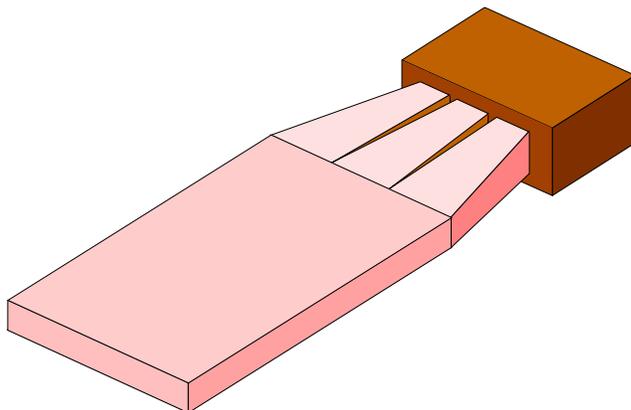
### 4.2.3 Test del prototipo

Dopo aver compiuto test preliminari con il contatorino, è stato costruito un prototipo di contatore costituito da una barra di scintillatore dello stesso tipo e con le stesse dimensioni di quelle usate per i contatori del TOF, tranne la lunghezza, che era di soli 10 cm (figura 4.6). Questo prototipo era dotato di una sola tripletta di fototubi, anziché due, ma le guide di luce e le pastiglie di silicone erano quelle definitive, e la tripletta era schermata da una scatolina di  $\mu$ -metal, come nei contatori TOF.

La presenza della scatolina di  $\mu$ -metal, a massa, ha reso più critico il comportamento delle viti, a  $-800$  V, dato che lo spazio che le separa dalle pareti metalliche a massa è di circa un millimetro. Le viti si caricano per induzione, essendo immerse nella plastica di cui è composta la “custodia” del fototubo, isolante, poiché tutto il fotomoltiplicatore è alla stessa tensione del fotocatodo (per prevenire l'assorbimento degli elettroni in viaggio da un dinodo all'altro, che si dirigono verso l'anodo, a massa). In un caso, attraverso la finestra di

---

<sup>1</sup>Il che non garantisce di per sé che i segnali in uscita dai fotomoltiplicatori abbiano senso. Osservando il segnale del fototubo all'oscilloscopio si vede che, mentre la larghezza tipica di un segnale prodotto da una particella al minimo di ionizzazione è di poche decine di nanosecondi, una scarica si estende per tempi dell'ordine del microsecondo, mandando quindi in saturazione l'integratore che fornisce la misura dell'ampiezza dell'impulso analogico.



**Figura 4.6:** L'ultimo prototipo di contatore adottato nelle prove di vuoto era in pratica un contatore definitivo, con i fototubi solo ad una estremità.

quarzo della camera a vuoto, ho addirittura assistito ad una scarica ad arco fra una vite e l'isolante che ricopriva la calza di massa del cavo di alimentazione.

Viene subito in mente di riempire tutto il poco spazio residuo dentro le scatoline con dell'isolante, ma questo comporta un peso aggiuntivo, un problema per un esperimento spaziale. Alla fine è stato deciso di isolare tutte le parti scoperte delle viti, ricoprendole con un sottile strato di isolante.

## 4.3 Tutti i contatori sotto vuoto

Tutti i contatori sono stati provati a bassa pressione, nella camera a vuoto dell'INFN di Bologna, che ha una capacità di circa 250 litri, dopodiché sono stati calibrati nuovamente.

### 4.3.1 Il test finale di pressione

Ogni parte del sistema del tempo di volo è stata provata a bassa pressione, per verificarne il comportamento meccanico ed elettrico. In particolare, ogni singolo contatore, nella versione definitiva, è stato fatto funzionare a pressioni che vanno dai  $10^{-6}$  torr a quella atmosferica (760 torr).

Nella camera a vuoto predisposta dall'INFN, a Bologna, sono stati collocati due contatori per volta, e i loro dodici fotomoltiplicatori sono stati alimentati

```

Thu Sep 11 16:52:13 MET DST 1997
PMT A5 discharge pressure = 1.176E+00 Torr
PMT A3 discharge pressure = 1.215E+00 Torr
PMT B2 discharge pressure = 1.482E+00 Torr
PMT A4 discharge pressure = 1.642E+00 Torr
PMT B5 discharge pressure = 2.556E+00 Torr
PMT A6 discharge pressure = 2.941E+00 Torr
PMT B1 discharge pressure = 3.770E+00 Torr
PMT B4 discharge pressure = 5.233E+00 Torr
Program interrupted.
Fri Sep 12 08:39:44 MET DST 1997
Pressure 1.155E+02 Torr
    
```

**Figura 4.7:** Gli ultimi due contatori provati sotto vuoto hanno cominciato a manifestare problemi alla pressione di circa un torr. I fototubi sono divisi in due gruppi: da A1 ad A6 per un contatore, e da B1 a B6 per l'altro.

separatamente, usando un alimentatore CAEN multicanale (modello sy127) controllato attraverso una porta seriale da un PC 386, che effettuava anche il controllo della pressione. I segnali delle quattro triplette di fototubi erano controllati per la durata del test tramite un oscilloscopio digitale.

Ogni prova consisteva nel portare la pressione ad almeno  $10^{-6}$  torr, chiudere ermeticamente la camera ed aspettare che la pressione salisse per effetto del degassamento. I fotomoltiplicatori venivano accesi quando la pressione era al minimo, e restavano in funzione fino a che una scarica non faceva scattare la protezione dell'alimentatore (fissata a  $40 \mu\text{A}$ , contro un assorbimento, in condizioni normali, di circa  $30 \mu\text{A}$ ). In quel momento il canale veniva spento automaticamente dall'alimentatore.

Un programma di monitoraggio (scritto da me e da Luca Baldini) eseguiva un controllo ciclico dei canali di alimentazione. Se ne trovava uno spento, la pressione era registrata su un file, assieme al numero del canale in scarica. Il programma terminava quando tutti i fototubi avevano scaricato, anche se non é mai stato lasciato arrivare a questo punto: ciò che interessava era sapere a quale pressione il contatore diventava instabile.

Si é visto che senza isolare anche le teste delle viti la pressione alla quale si verificavano le prime scariche é dell'ordine di  $10^{-1}$  torr, mentre dopo averle isolate il valore sale ad almeno 1 torr (figura 4.7).

Questo risultato é incoraggiante, visto che é improbabile che l'apparato venga messo in funzione prima che sia passata qualche ora (forse una decina)

dal raggiungimento dell'orbita. Le vie di fuga per l'aria, ricavate nelle scatole di  $\mu$ -metal, dovrebbero essere in grado di garantire una pressione molto minore del torr, per il momento dell'accensione, quindi non ci si aspettano problemi di scariche.

Un altro dato importante, emerso da queste prove, é la conferma della validità del progetto meccanico dei contatori, dotati di un "camino" a tenuta di luce per lo sfiato dell'aria (costituito da un labirinto annerito internamente), e della tecnica costruttiva, dato che la risposta dei contatori non é stata modificata dalla prova in camera a vuoto.

In particolare, il contatto ottico fra la finestra del fotomoltiplicatore, lo spessore di silicone morbido e la guida di luce, uno dei punti che destavano maggior preoccupazione, non ha perso affatto in qualità, come é apparso dalla calibrazione dei contatori che ha seguito le prove di vuoto.

### 4.3.2 Risultati

I risultati delle prove di bassa pressione illustrate in questo capitolo sono stati utilizzati da tutti i gruppi che hanno realizzato AMS. In seguito ai vari test effettuati con i contatori e la loro elettronica, é stato deciso di effettuare un trattamento di *coating* (copertura totale della superficie con un polimero isolante) non solo sulle schede elettroniche del sistema del tempo di volo, ma anche su quelle di tutti gli altri componenti del rivelatore, non sviluppati a Bologna.



# Capitolo 5

## Conclusioni

Nei due capitoli precedenti ho illustrato il lavoro sperimentale da me svolto presso l'INFN di Bologna nella realizzazione del sistema del tempo di volo per AMS, completato nell'autunno 1997.

L'intero rivelatore AMS é stato assemblato all'istituto ETH di Zurigo a partire dal mese di ottobre 1997, e trasportato il 29 gennaio 1998 al Kennedy Space Center (KSC), in Florida, per l'integrazione nella "cargo bay" del Discovery.

Ho preso parte a ciascuna fase, concentrandomi sul debugging del sistema TOF e dell'elettronica di acquisizione tramite l'analisi offline dei dati a Zurigo, e sul controllo online e sulla calibrazione del sistema TOF al KSC.

In questo breve capitolo mostrerò alcuni risultati preliminari di AMS, ottenuti al KSC analizzando i raggi cosmici, che rappresentano in qualche modo una verifica del corretto funzionamento dell'apparato in generale e del sistema TOF in particolare.

### 5.1 Online monitoring

Non esiste un programma indipendente per il controllo online dei dati del sistema TOF, piuttosto questa funzione é stata incorporata in un environment globale, che comprende sia i dati a basso livello, per il controllo diretto dell'hardware, che i dati ad alto livello, per avere informazioni sull'efficienza del sistema nel suo complesso.

É dunque possibile, usando lo stesso programma, visualizzare lo stato di ogni subdetector e le informazioni relative a tutto l'apparato (io ho scritto la

parte che si occupa del controllo online del sistema TOF). Esiste inoltre un programma che consente di visualizzare le tracce delle particelle che attraversano AMS, con la stessa interfaccia grafica. In effetti si tratta di due esempi di programmazione orientata agli oggetti (in C++), in quanto derivano da un'idea comune dalla quale "ereditano" tutte le caratteristiche, e da cui si differenziano specializzandosi in compiti differenti.

Per la loro implementazione è stato scelto Root, un "framework" sviluppato al CERN da René Brun e altri a partire dal 1994, che offre un ambiente unico per la simulazione, la ricostruzione e l'analisi degli eventi. Per la prima fase dell'esperimento AMS questo framework viene usato solamente per la visualizzazione dei risultati, perché non ha raggiunto ancora il pieno sviluppo, mentre costituirà l'ambiente in cui il software della seconda fase sarà scritto.

In figura 5.1 è mostrato un esempio del tipo di informazioni mostrate dal programma di online monitoring. In essa troviamo il numero di eventi in cui almeno una delle due estremità del contatore fornisce un segnale ("OR" dei lati) confrontato con quello degli eventi che producono un segnale su entrambi i lati ("AND"), per tutti i contatori del sistema TOF. Il trigger era dato dall'OR dei lati di un piano, e dalla coincidenza dei 4 piani. I quattro contatori esterni dei piani 1 e 4 vengono letti solo da un lato, per cui non figurano nell'AND. In figura 5.2 è invece mostrata la ricostruzione della traiettoria di un muone.

## 5.2 Analisi offline

Nel mese di febbraio 1998 AMS è stato installato nella struttura di supporto USS (*Unique Support Structure*, figure 1.9 e 1.13) che lo terrà fissato al Discovery nella prima fase e alla stazione spaziale nella seconda, ed è stato interfacciato con il sistema di trasmissione dei dati della NASA.

I dati raccolti in questo periodo sono stati utilizzati per una prima calibrazione dell'apparato, e dimostrano il buon funzionamento di AMS in generale e del TOF in particolare.

La risoluzione del sistema di tempo di volo, ottenuta utilizzando i raggi cosmici, è quella prevista: essendo i piani costituiti da 6 contatori lunghi posizionati centralmente, e da 8 di lunghezze via via minori allontanandosi dal centro, ci si aspetta che la risoluzione temporale di ogni piano sia essenzialmente quella dei contatori più lunghi, dell'ordine di 120 ps.

In figura 5.3 (in alto) è mostrata la differenza fra la posizione ottenuta dalla

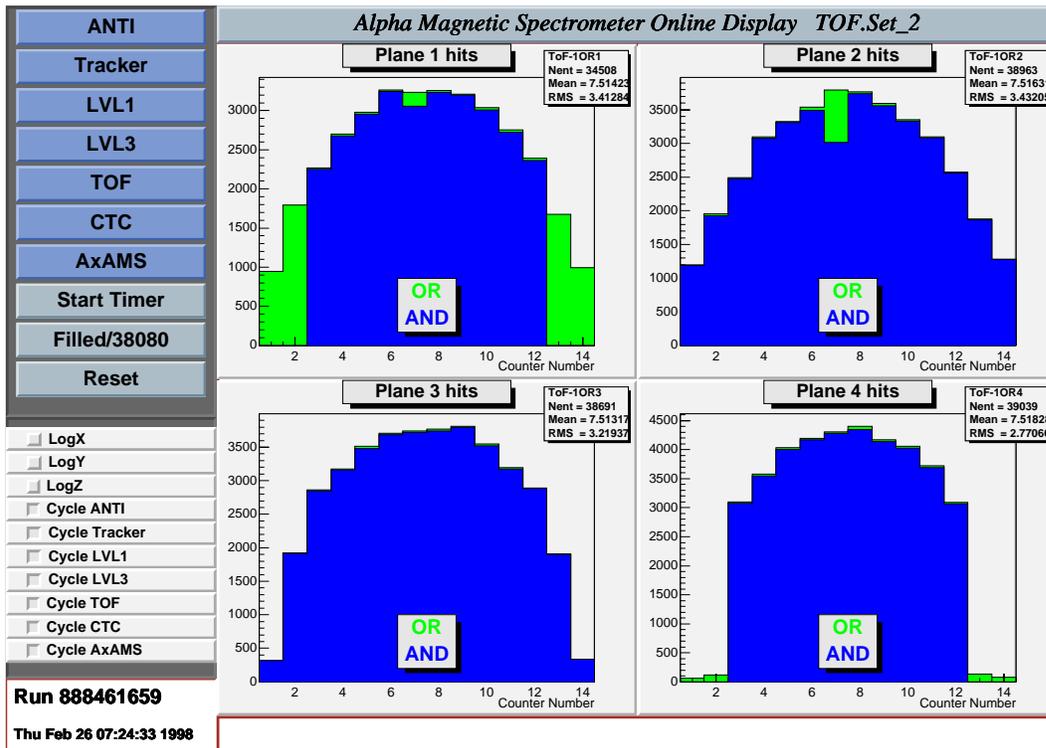
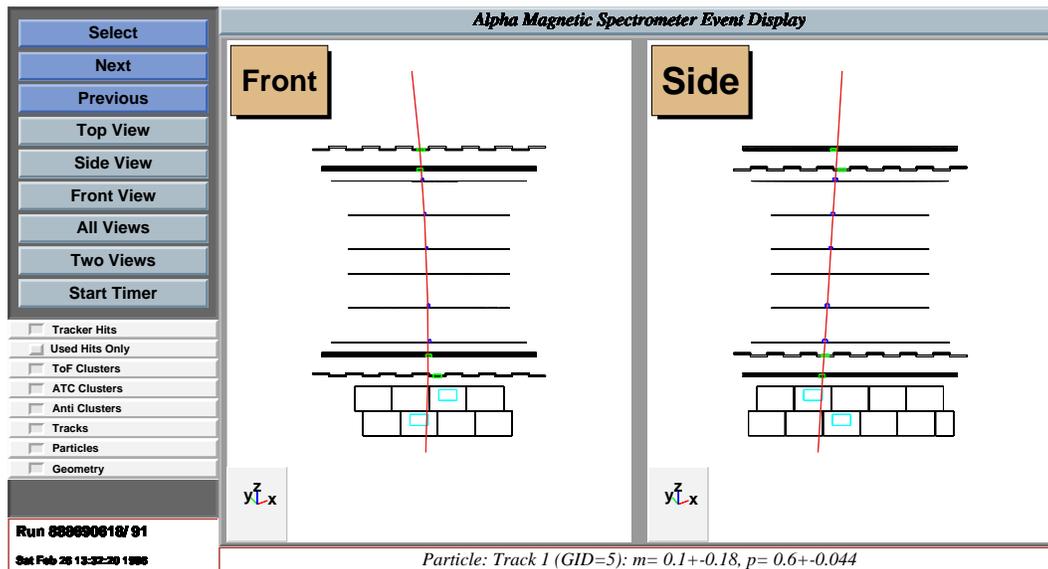


Figura 5.1: Una schermata del programma di controllo online, relativa al sistema del tempo di volo.

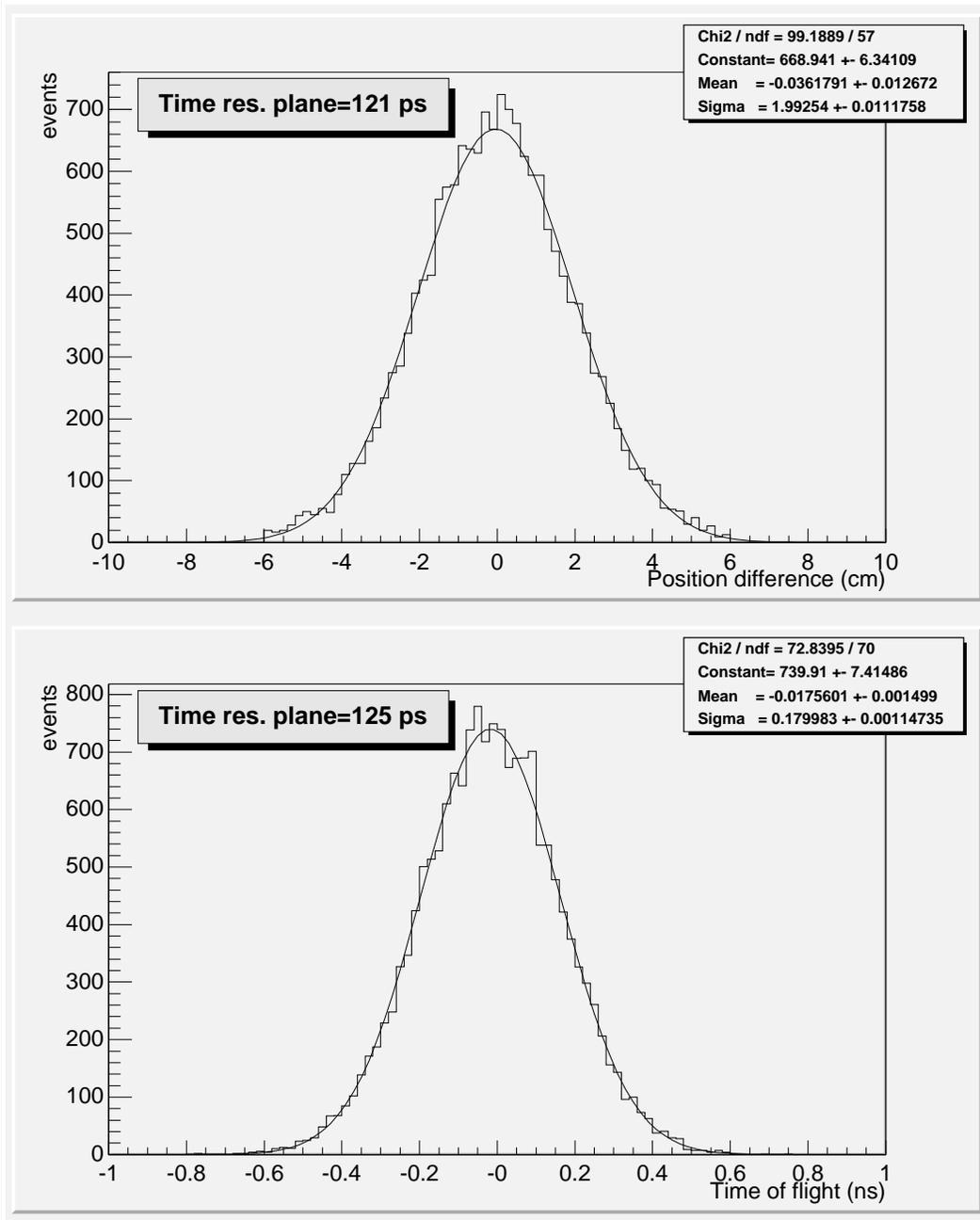
semidifferenza dei tempi misurati dai due lati dei contatori del piano 3 del TOF, e la posizione trovata estrapolando la traccia ricostruita dal tracker. La distribuzione è una gaussiana con  $\sigma \approx 2$  cm, che corrisponde ad una risoluzione temporale di 121 ps. Nella stessa figura (in basso) è mostrata la risoluzione sul tempo di volo fra il terzo e il quarto piano. Dividendo la deviazione standard di questa gaussiana per  $\sqrt{2}$  si ottiene la risoluzione temporale media di ciascuno dei due piani (125 ps), compatibile con quella ricavata dalla misura spaziale.

Si noti che la misura di posizione si ricava dalla semidifferenza dei tempi dati dalle due estremità dei contatori, mentre quella del tempo di volo utilizza la semisomma. Se esistono errori sistematici, nella semidifferenza il loro effetto si annulla, mentre nella semisomma è presente, per cui ci si aspetta una risoluzione peggiore nel secondo caso. Come si vede in figura 5.3, la risoluzione temporale del TOF è di circa 120 ps, indipendentemente dal metodo di misura.

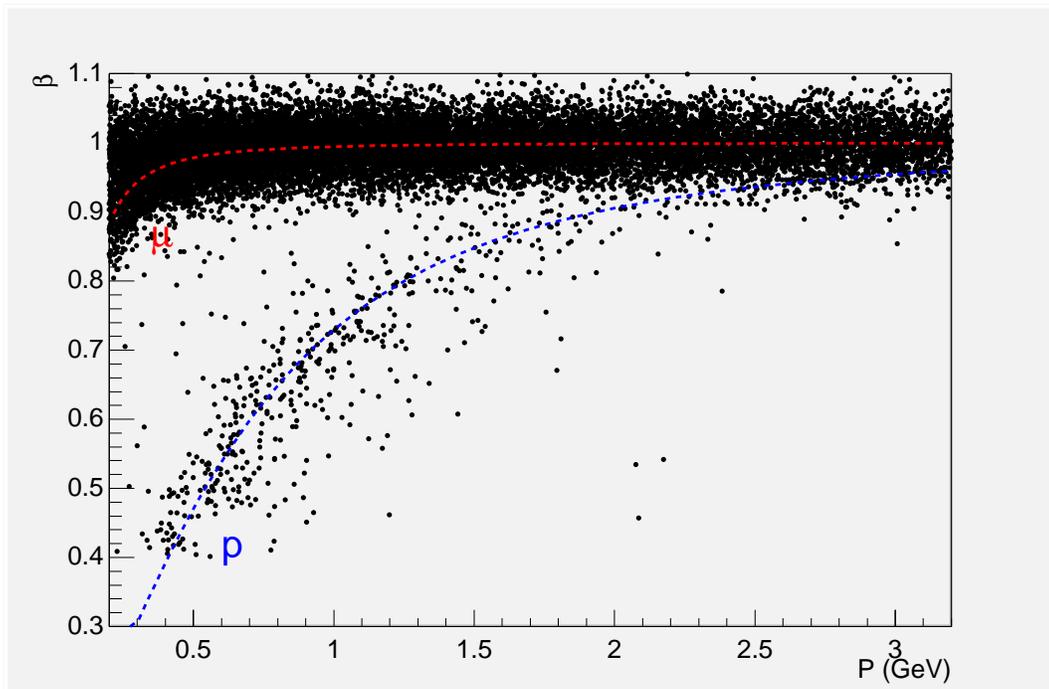


**Figura 5.2:** Ricostruzione della traiettoria compiuta da un muone. Dall'alto verso il basso, la particella attraversa i primi due piani del TOF, i sei piani del tracker, gli ultimi due piani del TOF e il Čerenkov.

La risoluzione in  $\beta = v/c$  é dell'ordine del 3%, per cui é possibile distinguere i protoni dai muoni (e dalle altre particelle ultrarelativistiche) fino a  $1.5 \div 2.0$  GeV, come si vede in figura 5.4, che mostra la dipendenza di  $\beta$  dall'impulso per muoni e protoni, assieme ai punti sperimentali.



**Figura 5.3:** Risoluzione temporale complessiva di uno dei piani del sistema TOF (il terzo), calcolata sfruttando la misura della posizione (in alto) e il tempo di volo fra gli ultimi due piani (in basso).



**Figura 5.4:** La separazione dei muoni dai protoni senza il Čerenkov é possibile fino a  $1.5 \div 2.0$  GeV.

# Bibliografia

- [1] *Handbook of Chemistry and Physics*, 61<sup>a</sup> edizione, 1980-1981.
- [2] F.C. Adams, K. Freese, G. Laughlin, G. Tarlé, and N. Schwadron. Constraints on the intergalactic transport of cosmic rays. [astro-ph/9710113](#), Subm. to *Astrophys. J.*, Ottobre 1997.
- [3] S. Ahlen *et al.* An antimatter spectrometer in space. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A350:351–367, 1994.
- [4] A. Albrecht and P.J. Steinhardt. Cosmology for Grand Unified Theories with radiatively induced symmetry breaking. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1220, 1982.
- [5] N. Bahcall. Dark matter. [astro-ph/9611080](#), preprint PRINCETON-OBSERV-P-693, Novembre 1996.
- [6] R.M. Barnett *et al.* Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D54(1, I):1–720, July 1996.
- [7] R. Battiston. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS): search for antimatter and dark matter on the International Space Station. [hep-ex/9708039](#), submitted to *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*
- [8] P.L. Biermann, Hyesung Kang, and Dongsu Ryu. The supergalactic structure and the origin of the highest energy cosmic rays. [astro-ph/9709250](#), Settembre 1997.
- [9] P. Chardonnet, J. Orloff, and P. Salati. The production of anti-matter in our galaxy. [ENSLAPP-A-643/97](#).

- [10] E. Choumilov and Yu. Galaktionov. Monte-carlo study of AMS time-of-flight system. AMS Note, Ottobre 14 1995.
- [11] A. Codino and M. Lanfranchi. Optimum rigidity range for the cosmic antihelium quest. *The Astrophysical Journal*, 487:218–225, Settembre 1997.
- [12] A.G. Cohen and A. De Rújula. Scars on the CBR? CERN-TH/97-208, BUHEP-97-26, Settembre 1997.
- [13] A.D. Dolgov. Antimatter in the universe. HEP-PH-9211241, UM-TH-96-29, 1992.
- [14] A.D. Dolgov. Antimatter in different baryogenesis scenarios. TAC-1996-010, Maggio 1996.
- [15] Yu. Galaktionov and V. Shoutko. Proton and antiproton spectra and rates during Shuttle flight. AMS Note, Maggio 10 1997.
- [16] L.J. Gleeson and W.I. Axford. Solar modulation of galactic cosmic rays. *The Astrophysical Journal*, 168:1011–1026, Dicembre 1968.
- [17] A.K. Gougas *et al.* Proposal for the development of a Ring Imaging Detector for the Alpha Magnetic Spectrometer on ISSA. Proposal to the Department Of Energy, 14 Giugno 1996.
- [18] A. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev.*, D23:347, 1981.
- [19] A. Guth and P. Steinhardt. L'universo inflazionario. in: *La nuova fisica*, a cura di P. Davies. Bollati Boringhieri, 1992.
- [20] U. Heinbach and M. Simon. Propagation of galactic cosmic rays under diffusive reacceleration. *The Astrophysical Journal*, 441:209–221, Marzo 1995.
- [21] A.W. Labrador and R.A. Mewaldt. Interpretation of the low-energy cosmic ray antiproton/proton ratio. In *Proc. 24<sup>th</sup> Int. Cosm. Ray Conf.*, Roma, 1995.
- [22] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. Springer-Verlag, 1987.

- [23] A.D. Linde. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Phys. Lett.*, B108:389, 1982.
- [24] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 1, 2. Cambridge University Press, 2 edition, 1992, 1994.
- [25] L. Maiani and R.A. Ricci (a cura di). *The Discovery of Nuclear Antimatter*. Società Italiana di Fisica, 1996.
- [26] G.A. Medina Tanco, E.M. de Gouveia Dal Pino, and J.E. Horvath. Non-diffusive propagation of ultra high energy cosmic rays. *astro-ph/9610172*, Subm. to *Astrophys. J.*, Ottobre 1996.
- [27] T. Mitsui, K. Maki, and S. Orito. Expected enhancement of the primary antiproton flux at the solar minimum. UT-ICEPP 96-03, Agosto 1996.
- [28] A. Moiseev *et al.* Cosmic-ray antiproton flux in the energy range from 200 to 600 MeV. *The Astrophysical Journal*, 474:479–489, Gennaio 1997.
- [29] G.K. Parks. *Physics of Space Plasmas. An Introduction*. Addison-Wesley, 1991.
- [30] K.R. Pyle. Neutron monitor sensitivity to solar modulation changes: Altitude vs. cutoff rigidity. In *Proc. Int. Cosm. Ray Conf.*, volume 3, page 609, Calgary, 1993. University of Chicago. <http://astro.uchicago.edu/home/web/pyle/neutron.html>.
- [31] A. De Rújula. Avatars of a matter-antimatter universe. CERN-TH-97-082 (*astro-ph/9705045*), Maggio 1997.
- [32] T. Saeki *et al.* A new limit on the flux of cosmic antihelium. *astro-ph/9710228*, Ottobre 1997.
- [33] S. Weinberg. *I primi tre minuti*. Mondadori, 1977.
- [34] B. Wiebel-Sooth, P.L. Biermann, and H. Meyer. Cosmic rays. individual element spectra: prediction and data. *Astronomy and Astrophysics*, Settembre 1997.