



Università degli Studi di Firenze
Dipartimento di Fisica

Dottorato di Ricerca in Fisica, XVI ciclo

Misure di Raggi Cosmici a Terra con l'Esperimento ADAMO

Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica di

Lorenzo Bonechi

Tutore : Dott. **Oscar Adriani**

Coordinatore : Prof. **Alessandro Cuccoli**

Anno Accademico 2003/2004

A Francesca e alla mia famiglia

Indice

Introduzione	ix
1 I raggi cosmici	1
1.1 Premessa storica	1
1.2 Aspetti generali dei raggi cosmici	2
1.3 I raggi cosmici al livello del suolo	9
2 Il Progetto ADAMO: fase I	21
2.1 Nascita di ADAMO e struttura dell'apparato nella fase I	23
2.1.1 Lo spettrometro magnetico	24
2.1.2 Il sistema di <i>trigger</i>	33
2.1.3 L'elettronica di controllo e il sistema di acquisizione	34
2.2 Spettro preliminare dei raggi cosmici a terra e test su fascio	37
2.2.1 Misure di raggi cosmici	38
2.2.2 Test su fascio	41
3 Sviluppo di ADAMO: fase II	47
3.1 Studio delle componenti cariche dei raggi cosmici al livello del suolo . .	47
3.2 Necessità di uno sviluppo dell'apparato sperimentale	51
3.2.1 Stima dei flussi attesi: il fattore geometrico	51
3.2.2 Discriminazione della componente protonica con un sistema di misura del tempo di volo	56
3.3 Sviluppi futuri	60
4 L'apparato sperimentale nella fase II	65
4.1 La nuova struttura magnetica	65
4.1.1 Struttura meccanica di assemblaggio	69
4.1.2 Mappatura del campo magnetico	70
4.2 Il sistema tracciante	76
4.2.1 L'elettronica per la gestione dei rivelatori al silicio	77
4.3 Fattore geometrico	80
4.4 Risoluzione d'impulso dello spettrometro magnetico	85

4.5	Discriminazione di particelle a basso impulso: il progetto del sistema di TOF	86
4.5.1	Progettazione e costruzione degli scintillatori	87
4.5.2	Realizzazione di una scheda elettronica di <i>trigger</i> e per la misura dei tempi di volo	92
4.6	L'informazione temporale del sistema di TOF	105
4.6.1	Correzione del <i>time walk</i>	114
5	Preparazione dei rivelatori	119
5.1	Calibrazione della scheda elettronica del TOF	120
5.1.1	Calibrazione delle equazioni dei singoli scintillatori	120
5.1.2	Caratterizzazione dello scintillatore S_2	125
5.1.3	Stima della risoluzione temporale del TOF	129
5.2	Allineamento del sistema tracciante	132
6	Riduzione dei dati e misure del flusso di raggi cosmici	143
6.1	Misura del tempo morto	144
6.2	Ricostruzione degli eventi	149
6.2.1	Studio e calibrazione del sistema tracciante	150
6.2.2	Ricerca dei <i>cluster</i> : punti di incidenza delle particelle	155
6.2.3	Tracciamento di una particella	157
6.3	Misura dell'efficienza dei rivelatori	158
6.3.1	Efficienza dei rivelatori al silicio	159
6.3.2	Efficienza del sistema di <i>trigger</i>	163
6.4	Misura dei flussi di raggi cosmici a terra	164
6.4.1	Flusso in direzione verticale	165
6.4.2	Dipendenza del flusso dall'angolo di zenit	172
A	Tabelle dei flussi di RC misurati a vari angoli zenitali	183

Elenco delle figure

1.1	Abbondanze relative dei nuclei nei raggi cosmici primari	3
1.2	Flussi differenziali delle principali componenti nucleari dei raggi cosmici primari.	5
1.3	Schematizzazione del campo magnetico terrestre	8
1.4	Diagramma di uno sciame atmosferico.	11
1.5	Composizione dei raggi cosmici in atmosfera	13
1.6	Collezione di dati sul flusso differenziale verticale di muoni al livello del suolo	15
1.7	Collezione di dati sul rapporto di carica dei muoni al livello del suolo .	16
1.8	Dipendenza del flusso di muoni a terra dall'angolo zenitale	18
1.9	Flusso di protoni a basse altitudini	20
2.1	Schema generico di uno spettrometro magnetico	25
2.2	Geometria del sistema magnetico nella fase I	26
2.3	Misura del campo magnetico nella fase I	27
2.4	Fotografia della struttura magnetica originaria	28
2.5	Sezione dei rivelatori al silicio	30
2.6	Struttura di un <i>ladder</i>	31
2.7	Un <i>ladder</i> durante la fase di assemblaggio	32
2.8	Schema della catena di acquisizione dati nella fase I.	34
2.9	Il <i>chip</i> VA1	35
2.10	Fotografia dello spettrometro magnetico di ADAMO nella fase I	37
2.11	Metodo di fissaggio del sistema tracciante al magnete permanente . . .	38
2.12	Spettro differenziale dei raggi cosmici a terra misurato nella fase I . . .	39
2.13	Rapporto di carica dei raggi cosmici a terra misurato nella fase I	40
2.14	Studio della risoluzione spaziale in un test su fascio	42
2.15	Misura della risoluzione d'impulso	43
2.16	Stima della MDR	44
3.1	Flusso di muoni a 600 m s.l.m. misurato dall'esperimento MASS89 . . .	55
3.2	Studio della contaminazione di muoni in un campione di protoni nella misura di raggi cosmici	58
3.3	Separazione protoni/muoni con la misura del tempo di volo	59

3.4	Illustrazione schematica del progetto del rivelatore ADAMO	63
4.1	Studio preliminare di possibili configurazioni del sistema magnetico . .	67
4.2	Nuova configurazione del sistema magnetico	68
4.3	Configurazione futura dei blocchi magnetici	68
4.4	Struttura complessiva del nuovo apparato sperimentale	69
4.5	Sonda di Hall	71
4.6	Sistema meccanico utilizzato per la mappatura del magnete	72
4.7	Misura del campo magnetico	73
4.8	Interpolazione lineare delle misure del campo magnetico	76
4.9	Fotografia di due <i>ladder</i> del sistema tracciante	77
4.10	Il rivelatore ADAMO: schede elettroniche del sistema tracciante	79
4.11	Schema del sistema di acquisizione dati	80
4.12	Fattore geometrico	82
4.13	Incertezza nel calcolo del fattore geometrico	84
4.14	Risoluzione d'impulso dello spettrometro magnetico (simulazione) . . .	86
4.15	Spettro di emissione dello scintillatore BICRON BC-408.	88
4.16	Guida di luce	89
4.17	Spettro di risposta del fotomoltiplicatore Photonis XP-2020.	90
4.18	Struttura completa di uno degli scintillatori del TOF.	91
4.19	Scheda elettronica del TOF	92
4.20	Circuito di integrazione dei segnali dei fotomoltiplicatori	93
4.21	Uscita del circuito di integrazione di carica.	96
4.22	Uscite dei tre stadi del circuito di integrazione dei segnali anodici . . .	98
4.23	Uscita del circuito di integrazione: confronto tra calcolo analitico e simulazione	99
4.24	Segnali utilizzati per la generazione delle rampe di tensione	101
4.25	Schema del circuito elettrico per la generazione delle rampe di tensione.	102
4.26	Passaggio di una particella carica nel TOF (schema)	106
4.27	Misura di intervalli di tempo mediante espansione temporale	109
4.28	Discriminazione a soglia fissa di segnali di ampiezza diversa (<i>Time Walk</i>)	115
4.29	Studio del <i>Time Walk</i>	116
5.1	Durata massima delle rampe di tensione della scheda del TOF	123
5.2	Linearità della scheda elettronica del TOF	124
5.3	Correlazione dei segnali delle due coppie di fotomoltiplicatori.	128
5.4	Distribuzione dei residui spaziali per il piano di scintillatore S_2	129
5.5	Correzione del <i>time walk</i>	131
5.6	Distribuzione di $1/\beta$ prima e dopo la correzione del <i>time walk</i>	132
5.7	Ambiguità nella ricostruzione delle tracce	134
5.8	Distribuzione del χ^2 relativo all'allineamento del sistema tracciante . .	136
5.9	Distribuzioni dei residui relative all'allineamento del tracciatore	138

5.10	Diffusione multipla in un <i>ladder</i> del sistema tracciante	139
6.1	Schema logico del sistema di <i>trigger</i>	145
6.2	<i>Trigger rate</i>	148
6.3	Rumore intrinseco dei rivelatori al silicio	152
6.4	Difetti di impiantazione nei sensori di silicio	154
6.5	Piedistalli, <i>common noise</i> , segnale e rapporto S/N per un <i>ladder</i>	155
6.6	Molteplicità dei <i>clusters</i>	157
6.7	Flusso differenziale dei raggi cosmici a terra misurato con ADAMO . . .	168
6.8	Flussi differenziali delle componenti di carica positiva e negativa dei raggi cosmici a terra misurati con ADAMO	171
6.9	Rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo misurato con ADAMO	173
6.10	Disposizione dello spettrometro relativamente ai punti cardinali per le misure effettuate a vari angoli zenitali	174
6.11	Flussi differenziali in impulso dei raggi cosmici a terra misurati al variare dell'angolo zenitale	176
6.12	Dipendenza del flusso integrale degli elettroni a terra dall'angolo zenitale	177
6.13	Dipendenza del flusso differenziale dall'angolo zenitale	178
6.14	Dipendenze del rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo dall'angolo zenitale	180

Elenco delle tabelle

1.1	<i>Composizione dei raggi cosmici: componenti principali</i>	2
3.1	Stima del numero di eventi attesi nell'accettazione di ADAMO	54
3.2	Flusso di muoni (<i>fit</i>)	54
4.1	Blocchi di materiale magnetizzato utilizzati per il sistema magnetico di ADAMO.	66
4.2	Fattore geometrico (<i>fit</i>)	83
4.3	Scintillatore BICRON BC-408	87
4.4	Il fotomoltiplicatore Photonis XP-2020	91
5.1	Parametri delle rampe di tensione (studio con oscilloscopio)	121
5.2	Parametri delle rampe di tensione (studio del circuito elettrico)	122
5.3	Durata delle rampe	123
5.4	Parametri delle rampe di tensione (analisi dati)	125
5.5	Parametri di allineamento dei i sensori di silicio.	141
6.1	Valori delle efficienze complessive dei singoli piani di silicio.	160
6.2	Configurazioni buone dei segnali dei rivelatori al silicio per l'analisi dati	162
6.3	Configurazioni buone disgiunte dei segnali dei rivelatori al silicio per l'analisi dati	162
6.4	Efficienze degli scintillatori	164
6.5	Flusso differenziale verticale complessivo dei raggi cosmici, misurato con ADAMO	167
6.6	Interpolazione del flusso di muoni misurato da ADAMO in direzione verticale	169
6.7	Tabella dei risultati per le componenti dei raggi cosmici di carica elettrica positiva e negativa	170
6.8	Interpolazione dei flussi di particelle di carica positiva e negativa misurato da ADAMO	172
6.9	Rapporto di carica dei raggi cosmici a terra in direzione verticale misurato con ADAMO	172
6.10	Durata delle acquisizioni a vari angoli zenitali	175

6.11 Dipendenza del rapporto di carica dei raggi cosmici a terra dall'angolo zenitale	181
A.1 Flusso differenziale per $0^\circ < \alpha < 10^\circ$	184
A.2 Flusso differenziale per $10^\circ < \alpha < 20^\circ$	185
A.3 Flusso differenziale per $20^\circ < \alpha < 30^\circ$	186
A.4 Flusso differenziale per $30^\circ < \alpha < 40^\circ$	187
A.5 Flusso differenziale per $40^\circ < \alpha < 50^\circ$	188
A.6 Flusso differenziale per $50^\circ < \alpha < 60^\circ$	189
A.7 Flusso differenziale per $60^\circ < \alpha < 70^\circ$	190
A.8 Flusso differenziale per $70^\circ < \alpha < 80^\circ$	191

Introduzione

Nonostante i progressi tecnici e scientifici degli ultimi cinquanta anni, che hanno permesso la realizzazione di imponenti acceleratori di particelle per lo studio dei costituenti elementari del mondo fisico in situazioni sperimentali controllate, la fisica dei raggi cosmici gioca, ancora oggi, un ruolo sicuramente importante. Questo ramo della fisica trova attualmente la sua più forte giustificazione nell'ambito della ricerca fondamentale, piuttosto che in quello della fisica applicata. È quindi forse per questo motivo che l'espressione "raggi cosmici", coniata nello scorso secolo per denominare il flusso di particelle cariche (radiazione ionizzante) proveniente dal cosmo, risulta spesso un concetto vago e curioso per i non addetti ai lavori, legato ad un'ambientazione dalle sfumature fantastiche che difficilmente si presta ad essere ricollegata alla vita di tutti i giorni. Si deve pensare tuttavia che le particelle elementari, sebbene rappresentino un concetto non evidente per la maggior parte delle persone, costituiscono la base su cui poggia la nostra stessa esistenza, essendo queste i costituenti fondamentali di tutta la materia conosciuta. Le loro applicazioni sono ormai quotidianamente sotto gli occhi di tutti, dai raggi catodici, sui quali si fonda il funzionamento dei televisori, alle tecniche radioterapiche, sviluppate per la cura dei tumori, ai metodi di radiodatazione e di studio di reperti artistici e archeologici. In tutti questi casi si ha spesso a che fare, nel complesso, con apparecchiature di proporzioni contenute, circoscritte al più da un involucro di metallo o dalle pareti di una stanza, e spesso inquadrate nel concetto diffusamente negativo di radioattività. L'estensione degli stessi concetti che sono alla base di queste applicazioni ad un ambito decisamente più ampio e coinvolgente non è, per il senso comune, un passaggio logico così semplice da affrontare. Mi riferisco cioè al caso in cui la sorgente di particelle non sia più un oggetto visibile, ben delimitato, ma sia costituita da oggetti di natura cosmologica, distribuiti ovunque nell'universo. Ed è ancora più difficile comprendere come queste sorgenti possano dare luogo ad un flusso isotropo di radiazioni in grado di viaggiare nello spazio intergalattico anche per milioni di anni a velocità ultrarelativistiche, percorrendo quindi enormi distanze. In questa raffigurazione, tutta la materia esistente nell'universo, compreso il pianeta su cui viviamo, viene a costituire un bersaglio per le radiazioni. Ne consegue necessariamente che i raggi cosmici entrino nella nostra vita biologica istante dopo istante, senza pause e senza che ciò costituisca un problema evidente per la vita stessa. La conoscenza delle loro origini, cioè delle sorgenti che li producono, della loro composizione e dei meccanismi di accelerazione che possano chiarire l'enorme estensione degli spettri di energia

con cui vengono osservati, rappresenta di per sé uno dei motivi per cui i raggi cosmici costituiscono, dopo un secolo dalla loro scoperta, un argomento ancora attuale, attentamente sotto esame da parte della comunità scientifica. Il loro studio ha portato nel passato al raggiungimento di importanti risultati. Molte delle particelle oggi conosciute sono state scoperte nel corso del Novecento in esperimenti volti alla rivelazione delle interazioni dei raggi cosmici nella materia. Una delle scoperte più sorprendenti, dovuta ad Anderson nel 1933, è stata senz'altro l'esistenza nei raggi cosmici del positrone; si tratta dell'elettrone positivo, la cui esistenza era stata predetta da P.A.M. Dirac nel 1928 nell'ambito dello studio dell'elettrodinamica quantistica. Questo avvenimento dette una risposta ben precisa alla questione dell'esistenza dell'antimateria, uno dei problemi aperti di fisica fondamentale che in quegli anni era di maggiore interesse. La scoperta del positrone, risultato tanto importante quanto forse inaspettato, non è tuttavia l'unico successo della fisica dei raggi cosmici. Il fatto che essi costituiscano un flusso di particelle gratuito, continuativo e con un enorme spettro di energie, ha spinto molti gruppi di fisici a costituire una vera e propria linea di ricerca indipendente ed ha così portato alla conoscenza delle principali caratteristiche delle interazioni e della propagazione dei raggi cosmici nel mezzo interstellare, dell'influenza dell'attività solare sui flussi incidenti sulla Terra nonché della struttura della magnetosfera terrestre. Ulteriori problemi sono ancora in attesa di una risposta dalla fisica dei raggi cosmici e rappresentano alcuni degli attuali problemi aperti della ricerca fondamentale. A parte i meccanismi di produzione ed accelerazione dei raggi cosmici, ancora in parte sconosciuti, l'esistenza della Materia Oscura, la simmetria tra materia e antimateria nell'universo e, non ultimo, l'oscillazione del neutrino, costituiscono alcuni degli argomenti principali che ormai da anni interessano il mondo scientifico e per i quali la fisica dei raggi cosmici può fornire importanti informazioni. Per questa ragione moltissime università ed enti di ricerca stanno lavorando per ottenere nuove, precise informazioni circa la propagazione dei raggi cosmici, le loro interazioni e la loro composizione in atmosfera e al di fuori di essa. Molte tipologie di esperimenti sono state sviluppate per avere accesso all'enorme intervallo di energie che caratterizza la radiazione cosmica. È senz'altro utile fare qualche esempio per rendere appena più chiara la situazione. Gli apparati di rivelazione più diffusi per le misure di raggi cosmici sono generalmente costituiti da rivelatori relativamente piccoli, con dimensioni lineari di qualche metro, che servono per lo studio dei flussi di particelle con impulso inferiore o dell'ordine dei 100 GeV/c. Misure di questo tipo vengono usualmente eseguite al livello del suolo, ma ormai da diversi anni sono in atto campagne di misure in alta atmosfera (su pallone aerostatico). Più recentemente si è reso possibile installare apparati di dimensioni e pesi contenuti su satellite, consentendo la misura dei flussi di raggi cosmici al di fuori dell'atmosfera ed eliminando così il problema della presenza di particelle secondarie prodotte nel gas atmosferico residuo. Piccoli rivelatori vengono inoltre usati su satellite per la rivelazione di radiazione X e γ , che fornisce importanti informazioni sulle sorgenti di radiazione esistenti all'interno della nostra galassia o in altre galassie. In alcuni grandi esperimenti terrestri si fa invece uso di giganteschi *array* di questi rivela-

tori, distribuiti in modo da coprire superfici di territorio di molti chilometri quadrati. Questo consente lo studio di particelle di più alta energia, fino a 10^{20} eV, che producono estesi sciame di particelle secondarie nell'interazione con il gas atmosferico, dando luogo a sequenze di eventi temporalmente correlati nei vari rivelatori disposti a terra. Ma la situazione non si esaurisce qui. Enormi rivelatori sotterranei, costituiti da accumuli di tonnellate di materiale, vengono utilizzati per lo studio dei neutrini. La collocazione al di sotto di spessi strati di terra e roccia serve ad isolare le aree sperimentali dal flusso di particelle cariche prodotte in atmosfera che renderebbe impossibile l'identificazione dei rari eventi dovuti ai neutrini. Per completare questa sommaria panoramica occorre ricordare che sono previsti per il futuro esperimenti in cui dei telescopi ottici verranno installati su satellite per la rivelazione della luce di fluorescenza emessa dalle molecole atmosferiche come conseguenza del passaggio di particelle estremamente energetiche. Il panorama della fisica dei raggi cosmici è quindi profondamente ampio e consente lo studio di diversi problemi di fisica con le metodologie più disparate.

In questa tesi viene presentato il progetto e lo sviluppo di un rivelatore di piccole dimensioni, chiamato ADAMO, per la misura degli spettri energetici dei raggi cosmici al livello del suolo. I primi risultati preliminari ottenuti con questo apparato vengono discussi e confrontati con le misure esistenti raccolte da precedenti esperimenti.

Il primo capitolo costituisce una breve introduzione che ha lo scopo di fornire al lettore le informazioni di base per comprendere l'interesse scientifico del rivelatore ADAMO, attualmente in fase di sviluppo, e il contributo che potrà fornire per la conoscenza dei flussi di particelle al livello del suolo.

Il secondo capitolo contiene una descrizione del rivelatore nella sua prima fase di presa dati (fase I) nel corso dell'anno 2000. I primi risultati ottenuti sia nello studio delle prestazioni del rivelatore, sia nella misura di raggi cosmici, vengono presentati in questo capitolo.

Il terzo capitolo è dedicato alla fase di sviluppo del rivelatore (fase II), ancora in attuazione. Lo scopo finale di questa evoluzione è quello di realizzare un rivelatore che consenta la misura degli spettri delle principali componenti dei raggi cosmici a terra, muoni, protoni ed elettroni, nell'intervallo di impulso compreso tra circa $100 \text{ MeV}/c$ e $100 \text{ GeV}/c$.

Il quarto capitolo è una dettagliata descrizione del progetto dell'apparato sperimentale nella sua configurazione attuale. L'intera struttura del rivelatore è presa in esame e suddivisa nei suoi elementi fondamentali, in modo da chiarire il funzionamento dei singoli sottosistemi di cui si compone.

Nel quinto e nel sesto capitolo vengono infine presentati i risultati della calibrazione dei sottomoduli di ADAMO e delle misure di raggi cosmici effettuate tra la fine del 2003 e l'inizio del 2004.

Capitolo 1

I raggi cosmici

1.1 Premessa storica

I raggi cosmici (RC) sono particelle di alta energia di origine extraterrestre che si propagano nello spazio e incidono in maniera isotropa sull'atmosfera terrestre ad una frequenza di circa $1000\text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. La loro scoperta, che valse il Premio Nobel in Fisica a Victor Hess nel 1936, risale, ufficialmente, agli anni tra il 1911 e il 1913. Gli effetti della radiazione cosmica furono osservati per la prima volta alla fine dell'Ottocento, nella forma di un'anomalia nella scarica di elettroscopi utilizzati in misure di elettromagnetismo. Un primo tentativo di giustificazione di questo effetto fu la constatazione che la presenza di radioattività naturale dovuta alla crosta terrestre potesse dare luogo ad una ionizzazione dell'aria tale da spiegare una rapida scarica degli elettroscopi, sebbene in condizioni di buon isolamento elettrico e di scarsa umidità. Già tra il 1900 e il 1901, due diversi gruppi di ricerca che avevano analizzato il problema, facenti capo a Julius Elster e Hans Friedrich Geitel in Germania e a Charles Thomson Rees Wilson in Gran Bretagna, ipotizzarono che l'effetto potesse dipendere da sorgenti di radiazioni di grande potere penetrante, situate al di fuori dell'atmosfera terrestre.

Tra il 1907 e il 1910 il fisico tedesco Theodore Wulf sviluppò un nuovo tipo di elettroscopio, lo stato dell'arte ai suoi tempi, appositamente per lo studio della radiazione naturale proveniente dalla Terra. Le misure effettuate da Wulf sulla torre Eiffel a Parigi, ad un'altezza di circa 330 m, indicarono che gli effetti di scarica dell'elettroscopio diminuivano meno rispetto a quanto atteso se la scarica fosse dovuta esclusivamente alla radioattività terrestre.

Tra il 1911 e il 1913 Victor Hess [1, 2, 3], del Radium Institute di Vienna, effettuò una serie di misure ad altitudini maggiori, utilizzando una mongolfiera. I risultati

ottenuti mostrarono che la radiazione ionizzante diminuisce con l'altitudine fino ad un'altezza di circa 700 m, come previsto, ma risale velocemente per altezze maggiori; a 5350 m di altezza (la massima raggiunta da Hess) il flusso di particelle ionizzanti risulta oltre il doppio rispetto al flusso a terra. Si osservò inoltre che la ionizzazione non cambia sensibilmente tra notte e giorno. Mettendo assieme tutti i risultati, Hess concluse che vi erano forti indicazioni per l'esistenza di sorgenti extraterrestri di radiazione ad alto potere penetrante e che il Sole non ne poteva essere la sorgente principale.

1.2 Aspetti generali dei raggi cosmici

La grande mole di dati raccolti sino ad oggi sui raggi cosmici ha permesso di delineare con buona precisione la loro composizione, sia al di fuori dell'atmosfera terrestre che al suo interno. Il flusso di particelle cariche incidenti sull'atmosfera terrestre è costituito per il 98% da nuclei atomici e per il 2% da elettroni e positroni. La componente nucleare è a sua volta composta per l'87% da protoni, per il 12% da nuclei di elio e per il restante 1% da nuclei più pesanti. Le percentuali relative misurate di antiparticelle sono circa 0.01% per quanto riguarda la componente protonica e 0.1% per quella elettronica (tabella 1.1). Gli esperimenti effettuati fino ad oggi non sono invece riusciti a rivelare un'eventuale presenza di nuclei di antimateria, fatta eccezione per l'antiprotono. A questo proposito è opportuno notare che, proprio in questo periodo, è in corso la preparazione di esperimenti su satellite, il cui scopo principale è lo studio delle antiparticelle nei raggi cosmici e la ricerca di antinuclei (come gli esperimenti PAMELA [4, 5] e AMS [6], ai quali partecipa l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare).

Classicamente la dizione “raggi cosmici” indica la componente costituita dai nuclei (o atomi ionizzati) e, quindi, protoni e particelle α principalmente. La definizione attuale di raggi cosmici è comunque estremamente più vasta ed include, oltre alle

98% nuclei	2% elettroni
↓	
87% p	<i>Antiparticelle:</i>
12% He	~ 0.01% \bar{p}
1% $Z > 2$	~ 0.1% e^+

Tabella 1.1: Composizione dei raggi cosmici: abbondanze relative delle componenti principali

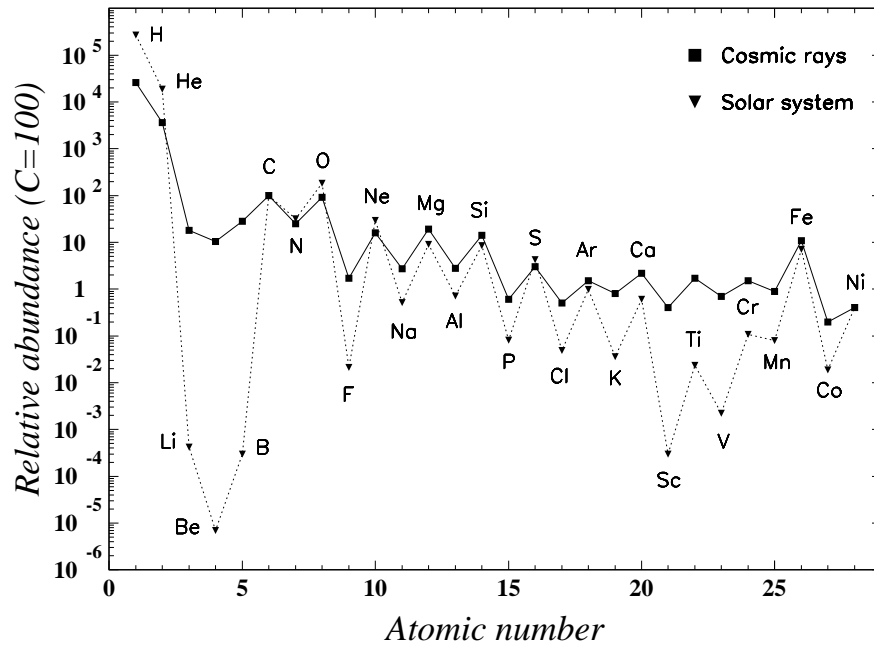


Figura 1.1: Abbondanze relative, misurate ad 1 AU dal Sole, dei nuclei con numero atomico $Z=1-28$ nei raggi cosmici e nel sistema solare. La scala verticale è normalizzata all'abbondanza del nucleo di carbonio [7].

componenti di carica elettrica non nulla (nuclei, antiprotoni, elettroni, positroni ed, eventualmente, antinuclei), anche le componenti neutre (neutroni, radiazioni X e γ , neutrini e antineutrini) ed eventuali particelle “esotiche”, la cui esistenza è ipotizzata in teorie fisiche in fase di studio.

Nella figura 1.1 sono mostrate le abbondanze relative, misurate ad 1 AU dal Sole, dei nuclei con numero atomico $Z=1-28$ nei raggi cosmici primari e nel sistema solare [7]. In entrambi i casi gli elementi con numero atomico dispari sono meno abbondanti rispetto a quelli vicini con numero atomico pari, a causa delle diverse energie di legame che li caratterizzano e, quindi, della loro diversa stabilità. Il disaccordo più evidente tra le abbondanze nei raggi cosmici e quelle nel sistema solare viene osservato per i nuclei con numero atomico di poco inferiore a quello del carbonio o a quello del ferro. Si osserva in fatti, per questi due gruppi di nuclei, una maggiore abbondanza nei raggi cosmici, rispetto al sistema solare. La motivazione che viene data di questo disaccordo è che questi nuclei, quasi assenti nelle sorgenti dei RC (la cui composizione è simile a

quella del Sole), vengano prodotti in reazioni di *spallazione* con il mezzo interstellare, cioè reazioni nucleari in cui un nucleo pesante presente nei RC si fraziona in due o più parti, dando luogo a nuclei più leggeri.

Un'altra interessante osservazione riguarda la minore abbondanza relativa di idrogeno ed elio nei raggi cosmici rispetto ai nuclei con numero atomico maggiore. La ragione di questa caratteristica non è ancora stata definitivamente chiarita, ma alcune ipotesi sono state avanzate per cercare di comprenderla. Si pensa, ad esempio, che i raggi cosmici possano essere principalmente prodotti, ad esempio, nell'esplosione di particolari tipi di *supernova* che contengono limitate quantità di questi due elementi. Un'altra ipotesi suggerisce invece che alcune fasi dei processi che portano dalla produzione del materiale all'accelerazione finale dei RC, abbiano una dipendenza dai potenziali di ionizzazione atomici. Questa seconda spiegazione è supportata dall'evidenza sperimentale che, in generale, gli elementi con potenziali di ionizzazione più grandi (tra i quali anche idrogeno ed elio) risultano avere, nelle sorgenti di raggi cosmici, abbondanze relative minori rispetto al sistema solare [8].

Scendendo un po' più nei dettagli delle informazioni ad oggi note sugli spettri dei raggi cosmici al di fuori dell'atmosfera, nella figura 1.2 sono riportate le misure dei flussi differenziali in energia cinetica per nucleone (MeV/n) delle componenti nucleari primarie più abbondanti dei RC. Prima di discutere le caratteristiche di questi spettri, è opportuno osservare, allo scopo di chiarire la nomenclatura, che l'uso dell'aggettivo "primario" può avere in generale due interpretazioni. Più propriamente si parla di raggi cosmici primari riferendosi alle particelle che vengono prodotte e accelerate nelle sorgenti astrofisiche, galattiche o extragalattiche, e di raggi cosmici secondari relativamente alle particelle che derivano invece dall'interazione della componente primaria con il mezzo interstellare. In riferimento allo studio dei flussi nell'atmosfera terrestre si parla invece di componente primaria come della componente che incide sull'atmosfera, proveniente dall'esterno, senza specificarne l'origine. La componente che viene prodotta in atmosfera, nelle interazioni tra queste particelle e il gas atmosferico, viene invece denominata secondaria. Questa seconda suddivisione, sebbene meno corretta, è quella adottata in questo lavoro di tesi, dedicato allo studio dei flussi di raggi cosmici a terra.

Come si può osservare dai grafici riportati nella figura 1.2, i flussi dei raggi cosmici primari risultano descritti da un andamento caratteristico che presenta un massimo attorno ad energie comprese tra 100 MeV/n e 1 GeV/n. L'andamento per valori di

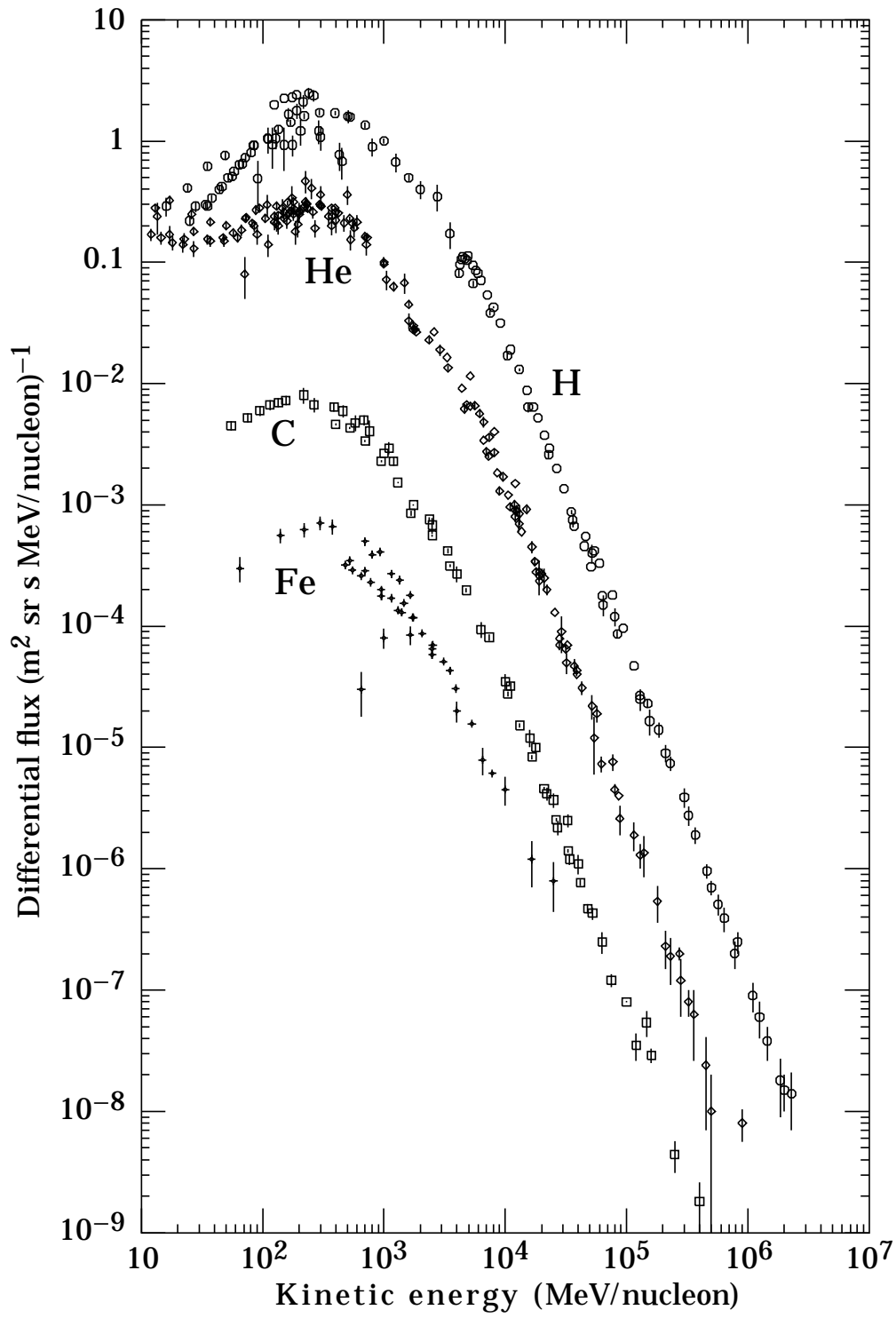


Figura 1.2: Flussi differenziali delle principali componenti nucleari dei raggi cosmici primari.

energia superiori a 10 GeV/n può essere approssimato con buona precisione con una legge di potenza. Tenendo conto contemporaneamente di tutte le componenti nucleari, il flusso differenziale in energia dei nucleoni, $J_n(E)$, può essere espresso, nell'intervallo di energia tra pochi GeV e oltre 100 TeV, come

$$J_n(E) = 1.8 E^{-\alpha} \frac{\text{nucleoni}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \quad (1.1)$$

dove E è l'energia cinetica per nucleone espressa in GeV/n, $\alpha = 1 + \gamma = 2.7$ l'**indice spettrale differenziale** e γ l'indice spettrale integrale. L'indice spettrale differenziale risulta un parametro importante nello studio delle sorgenti di raggi cosmici, in quanto la sua dipendenza dall'energia (e, quindi, la variazione con l'energia della pendenza delle curve riportate nella figura 1.2) è legata ai meccanismi con cui le particelle osservate vengono accelerate e propagate.

Nella regione di più bassa energia, al di sotto cioè di qualche GeV/n, i flussi diventano via via più piatti, assumono un massimo di intensità e decrescono al progressivo diminuire dell'energia. L'andamento dello spettro in questa regione di energia è dominato sostanzialmente da due diversi fattori. Si tratta, in primo luogo, dell'effetto del cosiddetto **vento solare**, un flusso di particelle cariche (soprattutto nuclei leggeri, completamente o quasi completamente ionizzati, ed elettroni) continuamente espulse dal Sole con velocità da 300 km/s a 800 km/s e, in secondo luogo, dell'influenza del campo magnetico terrestre.

L'esistenza del vento solare determina l'instaurarsi, attorno al Sole, di una regione (*eliosfera*) in cui è presente un campo magnetico in grado di deflettere le particelle di più bassa energia, impedendo il loro transito verso la Terra. A questo si somma un effetto di decelerazione delle particelle che transitano nella regione in cui il vento solare è più intenso, dovuto all'interazione con le particelle che costituiscono il vento solare stesso. Tutto ciò determina il massimo caratteristico dei flussi riportati nella figura 1.2 per energie comprese tra 0.1 GeV/n e 1 GeV/n e provoca una loro sensibile variazione temporale nella regione di basso impulso, al di sotto cioè di qualche decina di GeV/c. Lo studio dei flussi di raggi cosmici nel corso di decine di anni [9] ha permesso di chiarire alcune caratteristiche molto interessanti di questo effetto. Si è infatti riusciti a evidenziare una ciclicità dell'effetto, dovuta ad una variazione periodica dell'intensità del campo, il cui periodo è di circa 11 anni; in realtà, ad ogni ciclo il campo magneti-

co solare subisce una inversione di polarità, per cui il ciclo completo vero e proprio ha una durata doppia (22 anni). La dipendenza temporale dei flussi ha consentito di mettere in relazione questo effetto con l'**attività solare**, cioè con l'evoluzione dei fenomeni che avvengono all'interno del Sole, la cui intensità è legata al numero delle cosiddette macchie solari, zone d'ombra visibili sul disco solare. Più intensa risulta l'attività del Sole, più i flussi misurati dei raggi cosmici risultano attenuati dal vento solare. Si osserva così una loro variazione nel tempo, usualmente denominata **modulazione solare**. In realtà, oltre all'effetto ciclico appena discusso, sono conosciuti altri effetti dovuti all'attività solare, che determinano variazioni più o meno improvvise nei flussi di raggi cosmici. Sono stati infatti osservati degli *shock* magnetici, che rientrano nella definizione di modulazione solare, in grado di provocare improvvise diminuzioni, dell'ordine del $15\% \div 30\%$, dei flussi e i cui effetti scompaiono gradualmente nell'arco di alcune ore o giorni. Occasionalmente vengono poi osservati i cosiddetti **brillamenti solari** (*solar flares*), eventi improvvisi durante i quali l'emissione di particelle relativistiche dal Sole dà luogo ad un temporaneo incremento del valore dei flussi di particelle di bassa energia sulla Terra (*Ground Level Enhancement*).

Diversamente dagli effetti provocati dall'attività solare, il campo magnetico generato intrinsecamente dalla Terra ha una evoluzione molto più lenta, con tempi caratteristici dell'ordine del secolo (si parla infatti di "variazione secolare"), o comunque maggiori di qualche decina di anni. Per quello che è noto, il moto di materiale fluido all'interno della Terra produce delle correnti di carica che determinano la formazione di un campo magnetico di struttura approssimativamente dipolare, la cui intensità sulla superficie terrestre, dell'ordine delle frazioni di gauss, è data approssimativamente dalla relazione

$$B(R, \lambda) = \frac{B_0}{(R/R_T)^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}, \quad (1.2)$$

dove B_0 è il valore del campo all'equatore geomagnetico¹ e al livello del suolo (0.31 gauss), λ la latitudine geomagnetica, R la distanza dal centro della Terra e R_T il raggio della Terra. La regione dello spazio dominata dal campo magnetico terrestre è denominata *magnetosfera*.

Come rappresentato schematicamente nella figura 1.3, il dipolo magnetico terrestre

¹L'equatore geomagnetico è dato dall'intersezione della superficie del globo terrestre e un piano ortogonale all'asse magnetico, equidistante dai due poli magnetici.

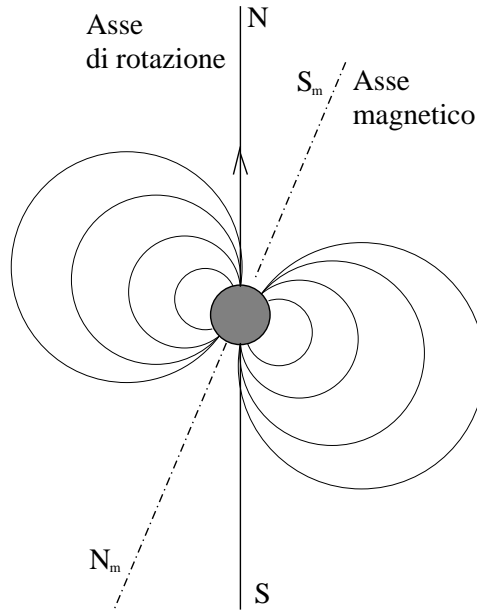


Figura 1.3: Schematizzazione del campo magnetico terrestre. L'asse magnetico è inclinato di circa 11.5° rispetto all'asse di rotazione terrestre ed il polo Nord magnetico (\mathbf{N}_m) è situato nell'emisfero meridionale, non distante dal polo sud geografico (\mathbf{S}).

è inclinato di circa 11.5° rispetto all'asse di rotazione terrestre. Il polo sud magnetico è situato nell'emisfero settentrionale. Poiché la direzione delle linee del campo magnetico e la sua intensità sono funzioni della posizione, l'effetto che il campo induce sui flussi di particelle cariche risulta anch'esso una funzione della località geografica. In particolare, oltre alla dipendenza dalla latitudine geografica (scoperta nel 1928 dal fisico J. Clay [10]), che rappresenta la parte più consistente dell'effetto, l'inclinazione del dipolo rispetto all'asse di rotazione terrestre determina una leggera dipendenza dell'effetto anche dalla longitudine. Il moto di particelle cariche in un campo magnetico è determinato dalla loro rigidità, definita come il rapporto tra impulso e carica elettrica:

$$R = \frac{p}{Ze} \quad (1.3)$$

La presenza del campo magnetico determina una curvatura nella traiettoria di una particella carica, tanto più accentuata quanto più è piccola la sua rigidità. Trascurando gli effetti dovuti all'interazione con il gas atmosferico, esiste comunque un limite inferiore di rigidità, chiamato *rigidità di cut-off* ($R_{\text{cut-off}}$), al di sotto del quale le particelle provenienti da una direzione ortogonale alla superficie terrestre non riescono

a raggiungere la superficie terrestre per via di questa deflessione. Considerando particelle provenienti da una direzione ortogonale alla superficie terrestre si trova che questo limite è esprimibile, in modo approssimato, come [11]

$$R_{\text{cut-off}} \simeq 14.9 \text{ GV}/c \cos^4 \lambda \quad (1.4)$$

dove λ è la latitudine geomagnetica.

È possibile valutare la latitudine magnetica, in base alle coordinate geografiche, utilizzando, per esempio, un algoritmo messo a disposizione dalla NASA e basato sul modello geomagnetico DGRF/IGRF [12]. Eseguendo il calcolo con le coordinate relative alla località in cui sono state effettuate le misure riportate in questo lavoro di tesi (Sesto Fiorentino, Firenze, Italia, Lat. $44^\circ 16' \text{ N}$ Long. $11^\circ 26' \text{ W}$ Alt. 71 m) si trovano le coordinate geomagnetiche nel sistema di riferimento CGM (*Corrected Geomagnetic Coordinates*) Lat. 38.54° Long. 85.94° . La rigidità di *cut-off* risulta perciò

$$R_{\text{cut-off}} \simeq 5.6 \text{ GV}/c$$

Un'ultima osservazione, riferita alla figura 1.2, riguarda la risalita del flusso di elio al di sotto di qualche decina di MeV/n. La motivazione più accreditata di questa risalita [13] è spiegata in termini dei cosiddetti *Raggi Cosmici Anomali* (ACR). Secondo Lutz gli ACR, costituiti da atomi neutri provenienti dalla galassia, vengono ionizzati nell'eliosfera e, accelerati dal vento solare, riescono in parte a raggiungere la Terra. La loro composizione, con una maggiore abbondanza di elio rispetto ai protoni, determina un contributo maggiore per il flusso di questa componente. Inoltre, il fatto che questi atomi possano essere non completamente ionizzati determina una minore modulazione temporale dovuta al vento solare (in quanto hanno una carica elettrica minore rispetto a quella che avrebbero se fossero completamente ionizzati) e una maggiore penetrazione all'interno della magnetosfera terrestre.

1.3 I raggi cosmici al livello del suolo

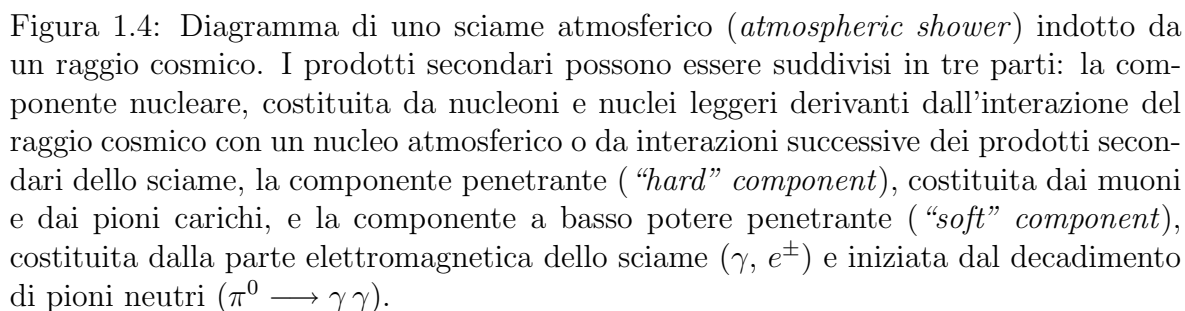
I raggi cosmici che giungono fino a basse altitudini sono il prodotto delle interazioni dei raggi cosmici primari con il gas atmosferico, composto essenzialmente di molecole di azoto ed ossigeno. Lo spessore atmosferico complessivo, circa 1000 g cm^{-2} , risulta

sufficiente a far sì che la maggior parte dei raggi cosmici primari interagisca negli strati più alti dell'atmosfera. La probabilità che un protone proveniente dal cosmo interagisca nell'atmosfera è dominata dalla sua lunghezza d'interazione nucleare λ^I definita dalla relazione

$$\frac{1}{\lambda^I} = N_A \sum_j \frac{w_j \sigma_j^I}{A_j},$$

dove $N_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ è la costante di Avogadro, A_j il peso atomico dell'elemento di tipo j presente in aria (espresso in g mol^{-1}), σ_j la sezione d'urto dell'interazione tra il protone e il nucleo dell'elemento j e w_j la frazione (in massa) dell'elemento in atmosfera. λ^I rappresenta il libero cammino medio dei protoni in atmosfera (espresso in g cm^{-2}) in relazione alla sola interazione nucleare e vale, approssimativamente, $(80 \div 90) \text{ g cm}^{-2}$ alle energie caratteristiche dei raggi cosmici primari [11, 14, 15]. Il suo valore è quindi oltre dieci volte più piccolo dello spessore atmosferico ed ha, come conseguenza, che circa l'80% dei protoni primari interagisca con i nuclei delle molecole atmosferiche prima di giungere ad un'altitudine di 15 km.

L'interazione inelastica di un raggio cosmico energetico con un nucleo atmosferico dà inizio ad una serie di interazioni a catena che viene identificata complessivamente come “sciame atmosferico” (figura 1.4). I prodotti secondari diretti dell'interazione, presenti nelle prime fasi di uno sciame, sono principalmente costituiti da protoni, neutroni, nuclei più piccoli di quello interagente e adroni leggeri, cioè pioni (π^\pm, π^0) e, in piccola parte, kaoni (K^\pm, K^0). I nuclei secondari di energia sufficiente continuano ad interagire con l'atmosfera, iniziando ulteriori interazioni adroniche e dando luogo a ulteriori sciame. Per quanto riguarda invece pioni e kaoni, sebbene la loro lunghezza di interazione sia maggiore rispetto a quella dei protoni, la probabilità di raggiungere la crosta terrestre è notevolmente limitata dalla loro probabilità di decadimento, trattandosi infatti di particelle instabili. Il loro eventuale decadimento determina la produzione in atmosfera di muoni, elettroni, gamma e neutrini. I principali modi di



decadimento di pioni e kaoni sono infatti i seguenti

$$\begin{aligned}
K^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu & (br \simeq 63.51\%) \\
K^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0 & (br \simeq 3.18\%) \\
K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^0 & (br \simeq 21.16\%) \\
K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- & (br \simeq 5.59\%) \\
K^+ &\longrightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 & (br \simeq 1.73\%) \\
K^+ &\longrightarrow \pi^0 + e^+ + \nu^e & (br \simeq 1.73\%) \\
\\
K_s^0 &\longrightarrow \pi^+ + \pi^- & (br \simeq 68.61\%) \\
K_s^0 &\longrightarrow \pi^0 + \pi^0 & (br \simeq 31.39\%) \\
K_l^0 &\longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 & (br \simeq 12.56\%) \\
K_l^0 &\longrightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) & (br \simeq 27.17\%) \\
K_l^0 &\longrightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e(\bar{\nu}_e) & (br \simeq 38.78\%) \\
K_l^0 &\longrightarrow 3\pi^0 & (br \simeq 38.78\%) \\
\\
\pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu & (br \simeq 100\%) \\
\pi^0 &\longrightarrow \gamma + \gamma & (br \simeq 98.80\%)
\end{aligned}$$

Per semplicità sono elencati i modi di decadimento delle sole componenti neutre e di carica positiva, dato che la componente di carica negativa ha modi di decadimento analoghi a quella di carica positiva.

Nella figura 1.5 sono riportati i flussi delle principali componenti dei raggi cosmici in atmosfera. Come si può osservare, il flusso di nucleoni presenta un andamento esponenzialmente decrescente in funzione della profondità di penetrazione in atmosfera. La lunghezza di attenuazione della componente nucleonica risulta approssimativamente di 120 g cm^{-2} , superiore rispetto alla lunghezza di interazione a causa della rigenerazione di nucleoni nelle interazioni nucleari in atmosfera. La produzione di pioni e kaoni negli sciami atmosferici iniziati dalle interazioni dei nucleoni avviene principalmente negli strati alti dell'atmosfera. Il flusso di pioni è massimo, ad esempio, a circa $(15 \div 20) \text{ km}$ di altitudine. La breve vita media sia dei pioni che dei kaoni ($\tau_{\pi^\pm} = 2.603 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, $\tau_{K^\pm} = 1.238 \cdot 10^{-8} \text{ s}$) fa sì che, alle energie con cui vengono prodotte, la maggior parte di queste particelle decada molto prima di giungere al suolo, dando luogo alla produzione di muoni e neutrini. Il flusso di muoni ha così la sua massima intensità ad un'altitudine di circa 10 km . Grazie ad una vita media maggiore di due ordini di grandezza rispetto alle vite medie di pioni e kaoni ($\tau_{\mu^\pm} = 2.197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$) e all'effetto relativistico della dilatazione dei tempi, la diminuzione dei flussi di muoni a più basse altitudini, dovuta al loro decadimento, risulta debole. La parte di muoni che tuttavia decade prima di arrivare a terra contribuisce ad incrementare la parte elettromagnetica dello sciame e

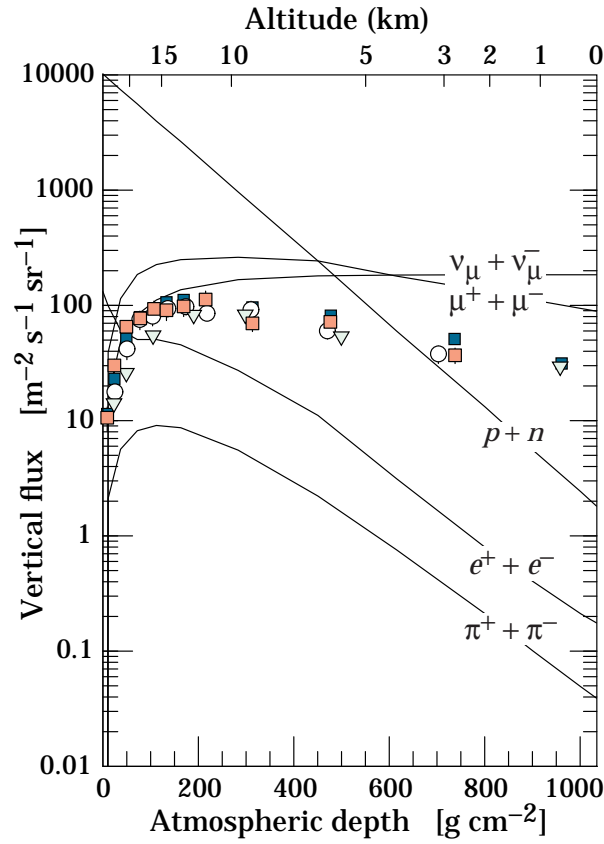


Figura 1.5: Flusso verticale delle varie componenti di raggi cosmici in funzione dell'altitudine atmosferica [14]. Le curve continue si riferiscono a calcoli teorici, i punti sono misure di μ^- [16, 17, 18, 19]: si nota, al livello del mare, la netta preponderanza dei muoni rispetto alle altre particelle cariche.

il flusso di neutrini atmosferici, secondo il decadimento

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (br \simeq 100\%)$$

Come conseguenza delle proprietà di interazione in atmosfera e dei processi di decadimento si trova che, per impulsi superiori ad 1 GeV/c, i muoni rappresentano la componente carica più abbondante al livello del suolo, mentre i flussi di protoni risultano circa 100 volte più piccoli e quelli di elettroni e positroni circa 1000 volte più piccoli. Per impulsi inferiori si trova invece un aumento del flusso di elettroni e positroni, che rappresentano uno dei prodotti finali degli sciami atmosferici.

Allo scopo di evidenziare le motivazioni alla base di questo lavoro di tesi, che verranno chiarite nel capitolo 3, è utile dare qualche ulteriore dettaglio sulle misure esistenti dei flussi al livello del suolo, sia della componente muonica che di quella protonica.

Muoni

La misura dei flussi di muoni è uno degli strumenti più importanti per lo studio delle oscillazioni dei neutrini atmosferici (l'ipotesi di oscillazione dei neutrini fu avanzata inizialmente da Bruno Pontecorvo nel 1957 [20, 21]). Le misure dei flussi di neutrini realizzate negli ultimi venti anni da grandi esperimenti sotterranei (ad esempio GALLEX [22], presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, e Super-Kamiokande [23], nella miniera di Kamioka in Giappone) hanno messo in evidenza un deficit dei neutrini muonici ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$) prodotti in atmosfera, rispetto a quanto atteso in base ai modelli teorici di propagazione ed interazione dei raggi cosmici in atmosfera. Vista l'indeterminazione nella conoscenza dei flussi dei raggi cosmici primari, delle sezioni d'urto dei processi di interazione e della struttura stessa dell'atmosfera, le misure dei flussi di muoni, sicuramente più semplici e affidabili di quelle dei neutrini, sono state utilizzate per calibrare i calcoli teorici [24]. Queste misure hanno quindi costituito la base per il confronto dei dati sperimentali dei neutrini atmosferici con le stime teoriche e rappresentano oggi, dopo l'ulteriore conferma del fenomeno di oscillazione dei neutrini solari da parte dell'esperimento SNO [25]², il mezzo per migliorare la precisione con cui vengono misurati i parametri fisici che caratterizzano le oscillazioni dei neutrini atmosferici.

Con lo scopo di fornire una panoramica dei dati esistenti per i muoni, nella figura 1.6 è mostrato il flusso differenziale a terra in direzione verticale, per impulsi inferiori ad 1 TeV/ c . I dati considerati si riferiscono alle misure effettuate da vari esperimenti, effettuati a partire dal 1950. Nel grafico non sono stati riportati i dati ottenuti ad alto *cut-off* geomagnetico e ad altitudini molto diverse dal livello del mare. Gli esperimenti, caratterizzati da apparati sperimentali differenti l'uno dall'altro, sono stati effettuati in località e periodi diversi e, quindi, anche in diverse condizioni meteorologiche. Tutto ciò rende non semplice il confronto dei flussi misurati anche se, chiaramente, questi seguono uno stesso profilo. Le discrepanze tra i vari insiemi di misure possono essere dovute alle diverse condizioni ambientali (una diversa pressione atmosferica determina, per i raggi cosmici, una diversa quantità di gas da attraversare), alla diversa fase dell'attività solare e alle diverse metodologie e procedure adottate per la misura del flusso e dell'impulso

²SNO ha messo in evidenza un flusso complessivo di neutrini provenienti dal Sole in accordo con le previsioni dei Modelli Solari Standard (SSM); questo risulta composto, tuttavia, solo per il 35% da neutrini elettronici, percentuale incompatibile con il 100% previsto dagli SSM.

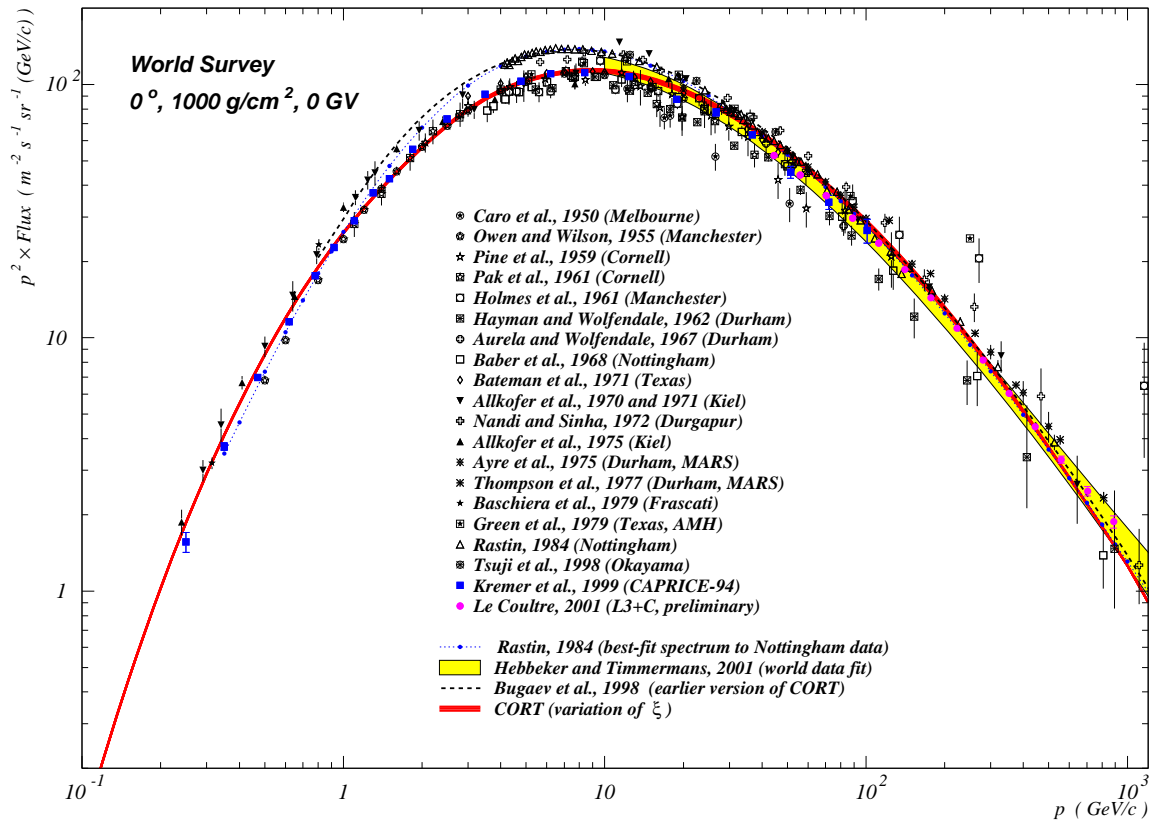


Figura 1.6: Flusso differenziale verticale di muoni al livello del suolo. I dati sono relativi a diversi esperimenti, elencati nella figura, effettuati a partire dal 1950 in diverse località geografiche. Tutti i dati si riferiscono ad esperimenti situati in località a *cut-off* geomagnetico non elevato e ad altitudini prossime al livello del mare. La figura è tratta da [24], in cui sono elencate le referenze ai dati e le descrizioni dei *fit* e dei calcoli teorici riportati.

delle particelle.

Nella figura 1.7 sono state riportate le misure del rapporto di carica dei muoni al livello del suolo, cioè il rapporto tra i flussi di μ^+ e di μ^- , in funzione dell'impulso. Anche l'importanza di questa grandezza risiede nel suo significato in relazione allo studio dei flussi di neutrini atmosferici. Il rapporto tra i flussi di μ^+ e μ^- , prodotti nel decadimento di pioni e kaoni, è infatti equivalente al rapporto tra i flussi di neutrini e antineutrini elettronici atmosferici, poiché ν_e e $\bar{\nu}_e$ derivano proprio dal decadimento di queste particelle. La sua misura viene così utilizzata negli esperimenti per la rivelazione di neutrini per tenere conto, ad esempio, delle diverse efficienze di rivelazione degli apparati relativamente a queste due particelle [26]. Analogamente alla figura 1.6, i

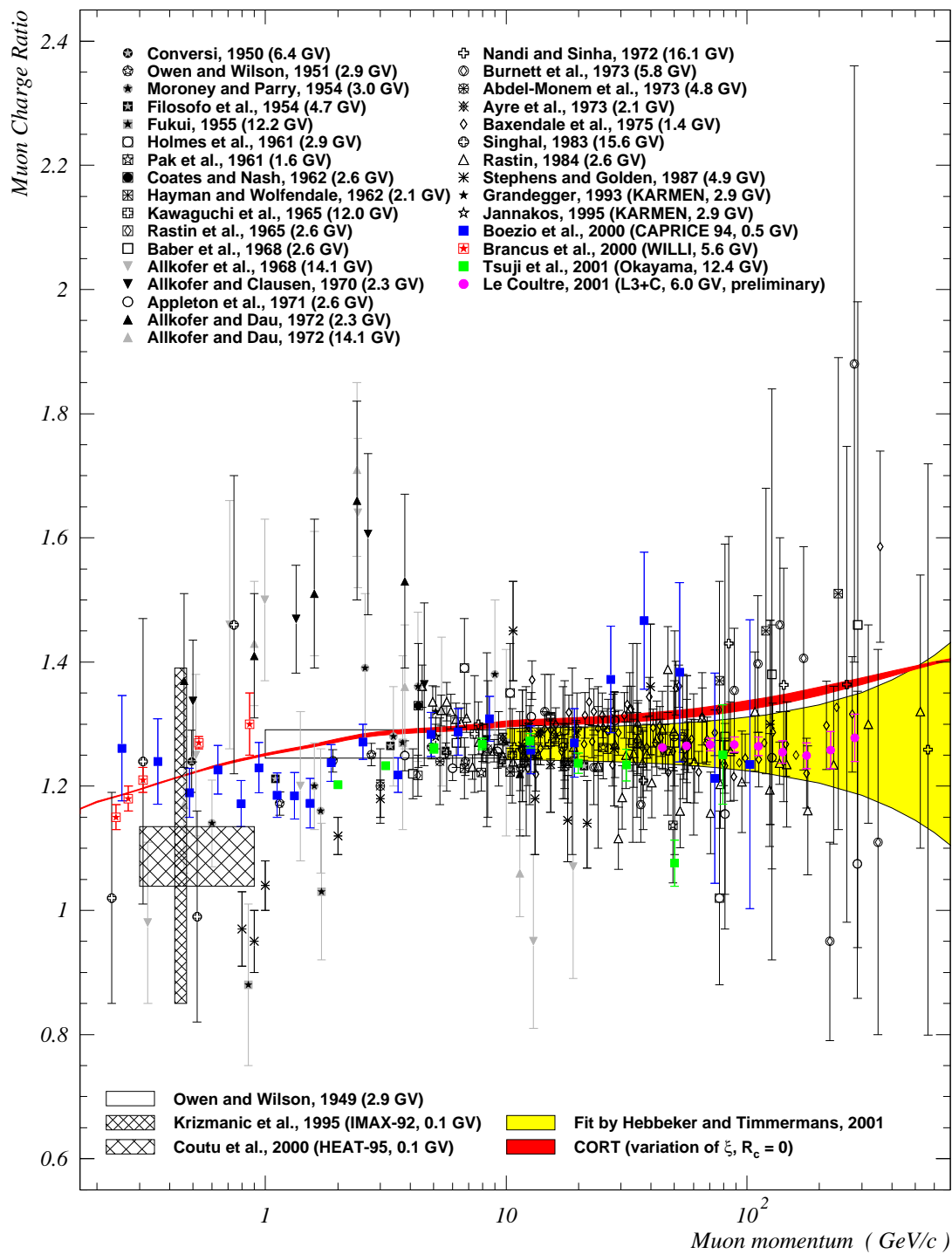


Figura 1.7: Rapporto di carica dei muoni al livello del suolo. In alto è riportato l'elenco degli esperimenti a cui i dati si riferiscono e, tra parentesi, la rigidità di *cutoff* delle località in cui sono stati condotti. La figura è tratta da [24].

dati riportati nella figura 1.7 sono relativi a diversi esperimenti realizzati nell'arco di tempo dal 1950 ad oggi. L'andamento sperimentale del rapporto di carica risulta compatibile con un valore costante su tutto l'intervallo di impulsi considerato e la maggiore abbondanza di particelle di carica positiva rispetto a quelle di carica negativa è legata all'andamento delle sezioni d'urto dei processi di interazione iniziati dai protoni primari in atmosfera, per le quali si ha una maggiore produzione di π^+ rispetto a π^- . È evidente che la dispersione dei punti non rende agevole né il confronto tra i diversi insiemi di dati, né il confronto tra i dati e le previsioni teoriche. Si può inoltre osservare dalla figura che i dati non seguono una chiara dipendenza dal *cut-off* geomagnetico (i valori di *cut-off* sono riportati in figura insieme all'elenco degli esperimenti a cui i dati si riferiscono), anche a causa del fatto che gli errori sulle misure sono, probabilmente, troppo elevati per poterla mettere in evidenza.

Per completare questa breve presentazione dei risultati esistenti per i flussi di muoni al livello del suolo, è interessante osservare che per lo studio della dipendenza dei flussi dagli angoli zenitale e azimutale non si ha a disposizione, diversamente dalle misure relative alla direzione verticale, una raccolta così abbondante di dati (molti dei dati esistenti sono riassunti in [15]).

Le variazioni legate alla direzione di osservazione, sperimentalmente misurate, sono di varia natura. Un effetto noto, indicato come “asimmetria Est–Ovest”, riguarda la dipendenza del rapporto di carica dall'angolo azimutale [27]. Questa dipendenza è dovuta alla diversa influenza del campo magnetico su particelle di carica opposta, per la quale le cariche positive risultano preferenzialmente provenienti da ovest.

Per quanto riguarda invece l'angolo zenitale, gli spettri differenziali misurati ad alti angoli risultano spostati verso alti impulsi, rispetto agli spettri verticali. Questo effetto è legato al fatto che i pioni provenienti da alti angoli zenitali percorrono, rispetto a quelli provenienti in direzione verticale, un tratto più lungo in una regione atmosferica di bassa densità. Il rapporto tra la probabilità di decadere e quella di interagire aumenta quindi all'aumentare dell'angolo zenitale, rendendo possibile il decadimento di pioni di energia via via più elevata in muoni conseguentemente più energetici. Le maggiori distanze da percorrere determinano inoltre una maggiore probabilità di decadimento, soprattutto per i muoni meno energetici, che si traduce in una sensibile diminuzione dei flussi prevalentemente nella regione di basso impulso.

Nella figura 1.8 sono mostrati alcuni risultati sperimentali per la dipendenza del

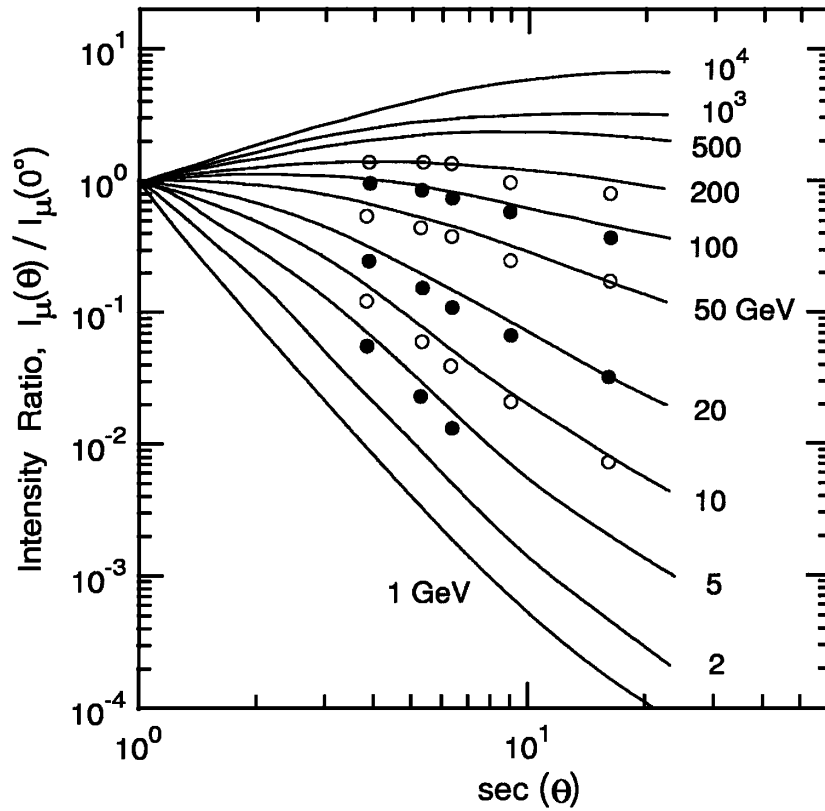


Figura 1.8: Dipendenza del flusso di muoni a terra dall'angolo zenitale. Le curve rappresentano l'andamento del flusso in funzione dell'angolo zenitale ad energia fissata, normalizzato al flusso verticale alla stessa energia. La figura è tratta da [28] e i dati sperimentali utilizzati sono relativi a [29].

flusso di muoni dall'angolo zenitale (ad alti angoli zenitali) per diversi valori di impulso. Il rapporto tra il flusso ad un dato angolo zenitale ed il flusso in direzione verticale è riportato al variare della secante dell'angolo zenitale e confrontato con un calcolo teorico di Stephens [28]. I dati esistenti per l'andamento a bassi angoli zenitali, non riportati nella figura, mostrano che per bassi angoli zenitali, la dipendenza dall'angolo può essere espressa come una potenza del coseno dell'angolo zenitale. L'esponente risulta prossimo a 2 nell'intervallo di impulsi tra 0.1 GeV/c e qualche decina di GeV/c [15].

Protoni

La quantità dei dati relativi alla componente protonica a basse altitudini è molto minore rispetto ai dati esistenti per i muoni. Nella maggior parte dei casi, le misure di

protoni sono state infatti realizzate in alta montagna o su pallone aerostatico, a varie altitudini. La componente protonica ha infatti un flusso la cui intensità a bassa altitudine risulta circa due ordini di grandezza inferiore rispetto all'intensità del flusso dei muoni. L'identificazione dei protoni richiede, quindi, l'uso di sistemi di discriminazione del tipo di particelle con prestazioni tali da riuscire a sopprimere efficientemente l'elevato fondo di muoni; questo complica notevolmente la loro misurazione. Tra tutte le misure del flusso di protoni realizzate al livello del suolo non esistono, ad esempio, dati relativi alla dipendenza del flusso dagli angoli, che dunque resta ancora una misura interesante per lo studio dello sviluppo degli sciami atmosferici. Le misure esistenti sono quindi relative alla sola direzione verticale. Nella figura 1.9 è riportata una parte consistente dei dati ottenuti da esperimenti situati al livello del mare o a bassa altitudine. La linea continua rappresenta una stima teorica del flusso di protoni atteso ad una profondità atmosferica di 1000 g cm^{-2} , e si adatta bene ai dati ottenuti al livello del mare. I dati dell'esperimento MASS 89 sono ottenuti invece ad un'altitudine di circa 600 m, pari ad una profondità in atmosfera di 945 g cm^{-2} ; vista la piccola lunghezza di interazione dei protoni, già a quest'altitudine il loro flusso risulta sensibilmente superiore al flusso al livello del mare. Per questo motivo nella figura non sono stati inseriti i dati, più abbondanti, ottenuti ad altitudini superiori da vari esperimenti situati in località montane.

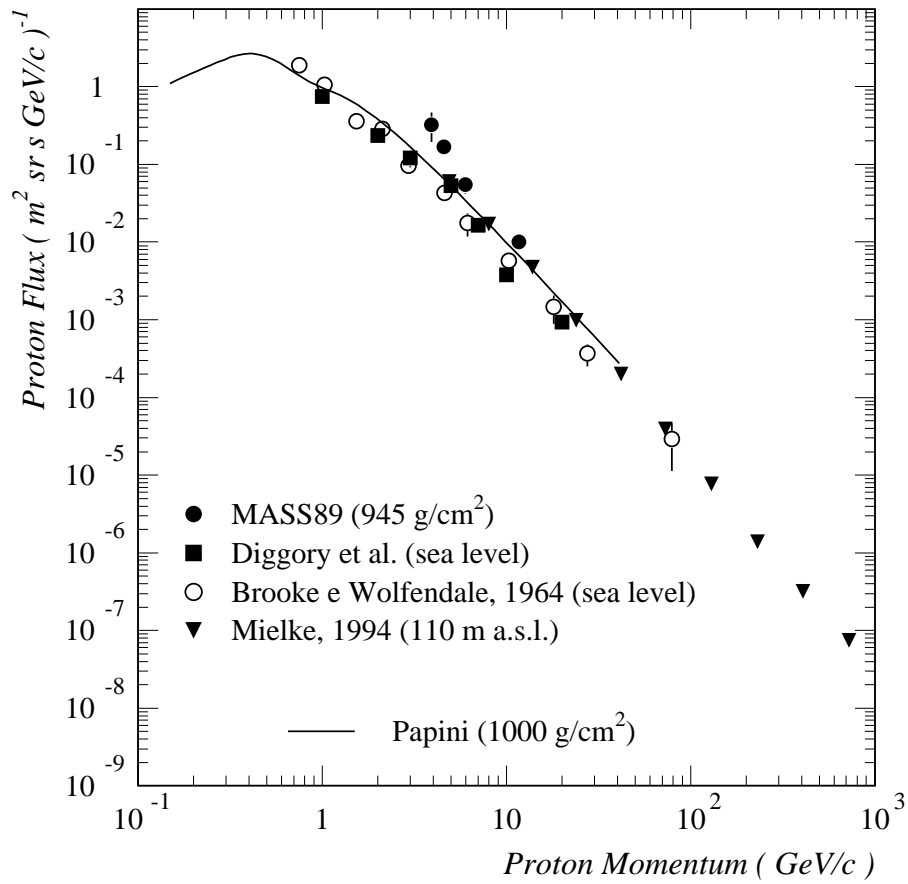


Figura 1.9: Flusso di protoni a terra, a basse altitudini. I dati riportati sono tratti dalle referenze [30, 31, 32, 33]. La linea sovrimposta è un calcolo del flusso di protoni atteso al livello del mare, cioè ad una profondità atmosferica di 1000 g/cm²[34].

Capitolo 2

Il Progetto ADAMO: fase I

Il progetto ADAMO¹ fu inizialmente concepito nel 1998 da un gruppo di Fisica delle Alte Energie facente capo all'Università e alla Sezione INFN² di Firenze. Lo scopo per cui l'esperimento ha avuto origine è quello di effettuare una precisa misura degli spettri dei raggi cosmici carichi a terra a vari angoli e diverse coordinate geografiche. Questo tipo di misure fornisce un'importante informazione per il *fine tuning* dei modelli di propagazione ed interazione di radiazioni ionizzanti nell'atmosfera terrestre utilizzati, ad esempio, per lo studio di componenti difficilmente rivelabili come i neutrini. Il gruppo in questione è impegnato da diversi anni all'interno della collaborazione internazionale WiZard per lo studio della radiazione cosmica e ha partecipato a vari esperimenti su pallone aerostatico, equipaggiati con sofisticata strumentazione per lo studio della componente subnucleare carica proveniente dal cosmo. Alcuni di questi esperimenti (si vedano i voli MASS89[35], MASS91[36, 37], TS93[38], CAPRICE 94[39, 40], CAPRICE 98[41, 42]) hanno prodotto una serie di importanti misure per la fisica dei raggi cosmici, riguardanti principalmente gli spettri di protoni, antiprotoni, elettroni e positroni nei raggi cosmici primari, ma non solo. Una parte non trascurabile dei risultati riguarda pure la misura dello spettro dei muoni a terra e a varie altitudini in atmosfera e di nuclei leggeri nell'alta atmosfera. L'attività principale del gruppo è rivolta attualmente alla preparazione del rivelatore dell'esperimento PAMELA[4]³. Questo rivelatore è stato ideato con lo scopo di estendere le misure dirette esistenti degli spettri primari di particelle e antiparticelle ad energie ancora inesplorate e di effettuare una ricerca di antinuclei con una migliore sensibilità rispetto ai precedenti

¹Altazimuthal Detector for Atmospheric Muons Observations

²Istituto Nazionale di Fisica Nucleare

³Positron Antiproton MEasurement and Light-nuclei Astrophysics

esperimenti. L'apparato verrà installato a bordo del satellite Resurs DK-1 di fabbricazione russa e messo in orbita verso la fine del 2004 dal cosmodromo di Baikonur (Kazakistan). Il satellite verrà equipaggiato in gran parte con una strumentazione in grado di effettuare rilevazioni terrestri di interesse geografico. Tale strumentazione dovrà essere continuamente rivolta verso la superficie della Terra e questo consentirà a PAMELA di occupare una posizione ottimale per gettare uno sguardo verso quello che sta dalla parte opposta, cioè il cosmo. Come la maggior parte dei rivelatori utilizzati nella fisica delle alte energie, PAMELA è un rivelatore composito, costituito da uno spettrometro magnetico, un calorimetro elettromagnetico, un sistema di misura dei tempi di volo, un rivelatore di radiazione di transizione e un rivelatore di neutroni. Il gruppo di Firenze ha realizzato in ogni sua parte lo spettrometro magnetico, basato sull'uso di rivelatori a microstrisce al silicio ad alta risoluzione spaziale disposti in una regione di intenso campo magnetico prodotta da un magnete permanente. Questo ha permesso di acquisire importanti competenze nell'uso dei rivelatori al silicio, uno strumento estremamente attuale e diffuso per quanto riguarda lo studio delle particelle elementari.

Il rivelatore ADAMO, nato come attività collaterale a quella strettamente inerente alla collaborazione WiZard, è stato frequentemente utilizzato nel corso degli scorsi anni come punto di partenza per il test e lo sviluppo dei sottosistemi che costituiscono lo spettrometro magnetico di PAMELA. Ha così consentito di effettuare uno studio della risoluzione spaziale dei rivelatori al silicio e delle prestazioni dell'elettronica in fasi di test su fascio di particelle presso il laboratorio CERN di Ginevra.

Nel paragrafo 2.1 viene descritta la “fase I” dell'esperimento, vale a dire la nascita del rivelatore ADAMO e la sua struttura di base, precedente alla fase di sviluppo che costituisce l'argomento di questa tesi. Una particolare attenzione è rivolta ai vari sottosistemi che lo compongono. Nel paragrafo 2.2 sono riportati i principali risultati preliminari ottenuti in una presa dati effettuata nel corso del 2000 con raggi cosmici [43] e durante un test su fascio di particelle [44], preceduti da un breve riepilogo delle varie misure effettuate a tale scopo. I recenti sviluppi dell'apparato e le nuove misure di raggi cosmici, cioè la “fase II”, vengono trattati nei capitoli successivi; tuttavia, molte caratteristiche discusse in questo capitolo, come le proprietà generali del sistema magnetico e gli elementi costitutivi del sistema tracciante, restano valide.

2.1 Nascita di ADAMO e struttura dell'apparato nella fase I

L'idea alla base del rivelatore ADAMO è quella di un rivelatore di particelle maneggevole, facilmente trasportabile e di costo contenuto, in grado di effettuare, in un tempo relativamente breve, la misura degli spettri energetici e angolari dei raggi cosmici a terra. Questa frase sintetizza molte delle caratteristiche dell'apparato che è attualmente in fase di sviluppo, ma nasconde una serie non trascurabile di difficoltà di realizzazione. Innanzitutto non è difficile immaginare come le richieste di economicità e maneggevolezza puntino immediatamente in direzione opposta rispetto alla possibilità di acquisire una buona statistica di eventi in brevi tempi di acquisizione. La misura dei deboli flussi di raggi cosmici che raggiungono la superficie terrestre richiederebbe uno strumento con un'accettanza geometrica molto grande, in modo da poter accumulare un numero sufficiente di eventi nell'arco di qualche giorno o addirittura di poche ore. Chiaramente questo può portare, a seconda del tipo di rivelatore che si decida di adottare, a costi molto elevati e ad ingombri eccessivi che non consentono di avere un'apparato facilmente trasportabile. La struttura attuale di ADAMO è stata tuttavia dettata in primo luogo dalla necessità di produrre un sistema analogo a quello previsto per l'esperimento PAMELA, in modo da poterne studiare approfonditamente le funzionalità. Si è dunque deciso di costruire un apparato basato su uno spettrometro magnetico a magnete permanente, che facesse uso dei rivelatori a microstrisce al silicio prodotti per PAMELA come sistema tracciante.

La fase iniziale di preparazione dell'apparato, cioè il periodo tra la prima metà del 1999 e il 2000, ha avuto come finalità la misura preliminare del flusso differenziale complessivo dei raggi cosmici carichi a terra in direzione verticale ed ha richiesto la realizzazione del solo cuore dell'apparato, cioè lo spettrometro magnetico che è descritto nel paragrafo 2.1.1. In questa configurazione iniziale, 4 scintillatori plastici veloci sono stati utilizzati per realizzare un sistema di *trigger*, argomento del paragrafo 2.1.2. Nella sezione 2.1.3 è brevemente descritta l'elettronica che ha permesso di gestire tutto il sistema.

Per una descrizione più esauriente delle caratteristiche meccaniche ed elettroniche della struttura iniziale dell'apparato si veda [43].

2.1.1 Lo spettrometro magnetico

Il concetto di spettrometro magnetico sta alla base di un grande numero di rivelatori di particelle e si avvale dell'uso dei cosiddetti rivelatori traccianti, sistemi in grado di identificare uno o più punti lungo la traiettoria di una particella carica. L'uso dei rivelatori traccianti è, ormai da decine di anni, una costante degli esperimenti di fisica delle alte energie. Le prime tracce di particelle cariche osservate sperimentalmente furono quelle prodotte nelle cosiddette emulsioni nucleari, particolari emulsioni fotografiche rivestite di sostanze sensibili ai rilasci di energia dovuti a particelle interagenti; questa tecnica consentiva un'ottima risoluzione spaziale, con l'inconveniente non trascurabile che l'analisi delle emulsioni veniva fatta con l'uso di microscopi e senza l'ausilio di mezzi automatici. I sistemi traccianti attualmente in uso, principalmente i rivelatori a microstrisce al silicio e le camere proporzionali, consentono invece un'analisi degli eventi automatizzata e molto più rapida, che può essere eseguita anche durante la fase di presa dati. Questa possibilità, che consente di effettuare una prima selezione delle informazioni di ciascun evento, è fondamentale soprattutto per i grandi esperimenti, in cui sono previste quantità di dati molto elevate, e per gli esperimenti spaziali, come PAMELA, per i quali ci sono limiti ben precisi al *rate* di informazioni che possono essere trasmesse a terra. I rivelatori in questione forniscono informazioni su singoli punti di passaggio di particelle e, grazie alla disposizione di *array* di questi rivelatori, si riesce ad effettuare uno studio delle traiettorie percorse dalle particelle cariche, come schematizzato nella figura 2.1. In particolare, gli spettrometri magnetici consentono lo studio delle traiettorie in regioni spaziali ad alto campo magnetico. Come ben noto dall'elettromagnetismo, particelle cariche in moto in presenza di un campo magnetico risentono della forza di Lorentz, che si può esprimere nel Sistema Internazionale come $\vec{F}_L = q \left(\vec{v} \times \vec{B} \right)$, dove q è la carica della particella e \vec{v} e \vec{B} i vettori velocità e induzione magnetica. L'equazione di moto per una particella di massa m e carica q soggetta a questa forza è data da

$$m\gamma \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = q \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B} \right)$$

Introducendo la variabile $l = \beta ct$ (*path length*) e tenendo conto che, trascurando in prima approssimazione la perdita di energia della particella nel materiale, β è costante perché il campo magnetico compie un lavoro nullo su una carica in movimento, questa

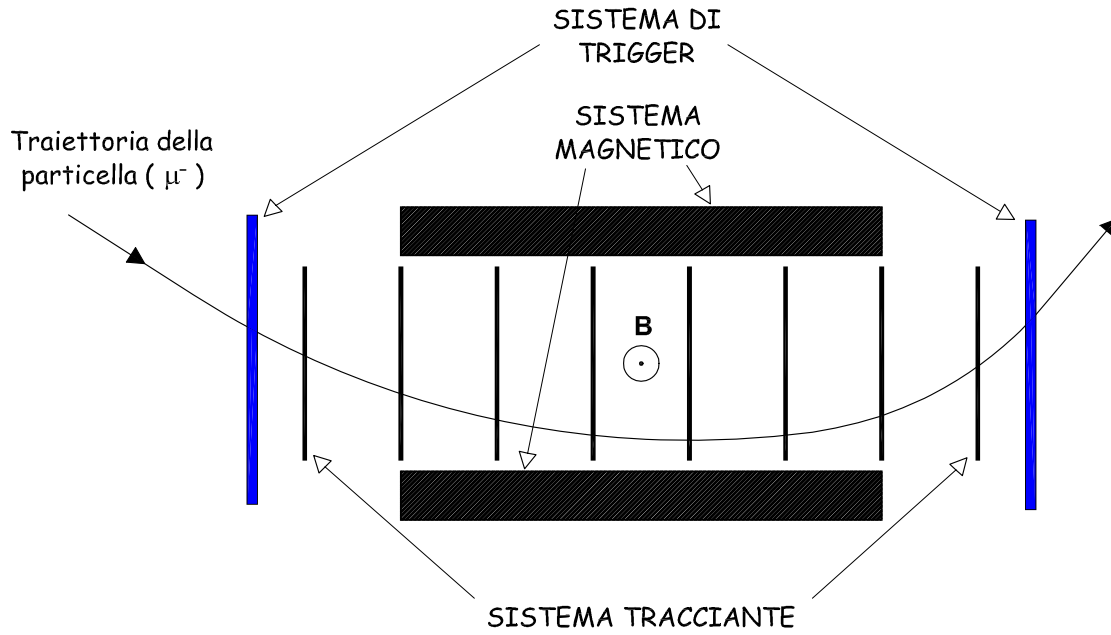


Figura 2.1: Schema generico di uno spettrometro magnetico. Nella figura è rappresentato il passaggio di una particella carica all'interno dello strumento. La traiettoria viene ricostruita utilizzando le informazioni spaziali del “sistema tracciante”, costituito da un insieme di sottorivelatori, disposti in una regione spaziale in cui è presente un intenso campo magnetico. Ciascuno di questi misura un punto di passaggio della particella, consentendo di risalire alla sua deflessione (eq. 2.2).

può essere anche riscritta come

$$\frac{d^2\vec{r}}{dl^2} = \eta \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \times \vec{B} \right) \quad (2.1)$$

dove

$$\eta = \frac{q}{m\gamma\beta c} = \frac{q}{p} \quad (2.2)$$

è detta *deflessione* della particella ed è l'inverso della *rigidità magnetica*. Se il campo magnetico ha un'espressione nota o è comunque nota una sua approssimazione, l'equazione differenziale che descrive il moto della particella sottoposta alla forza di Lorentz può essere risolta con metodi numerici. Si ottengono così informazioni sull'impulso delle particelle rivelate e sulla loro direzione di provenienza. Uno spettrometro magnetico è dunque costituito genericamente da un sistema tracciante e da un sistema magnetico. In ADAMO il sistema tracciante è stato realizzato con una serie di rivelatori a microstrisce al silicio ad alta risoluzione e il sistema magnetico è costituito da

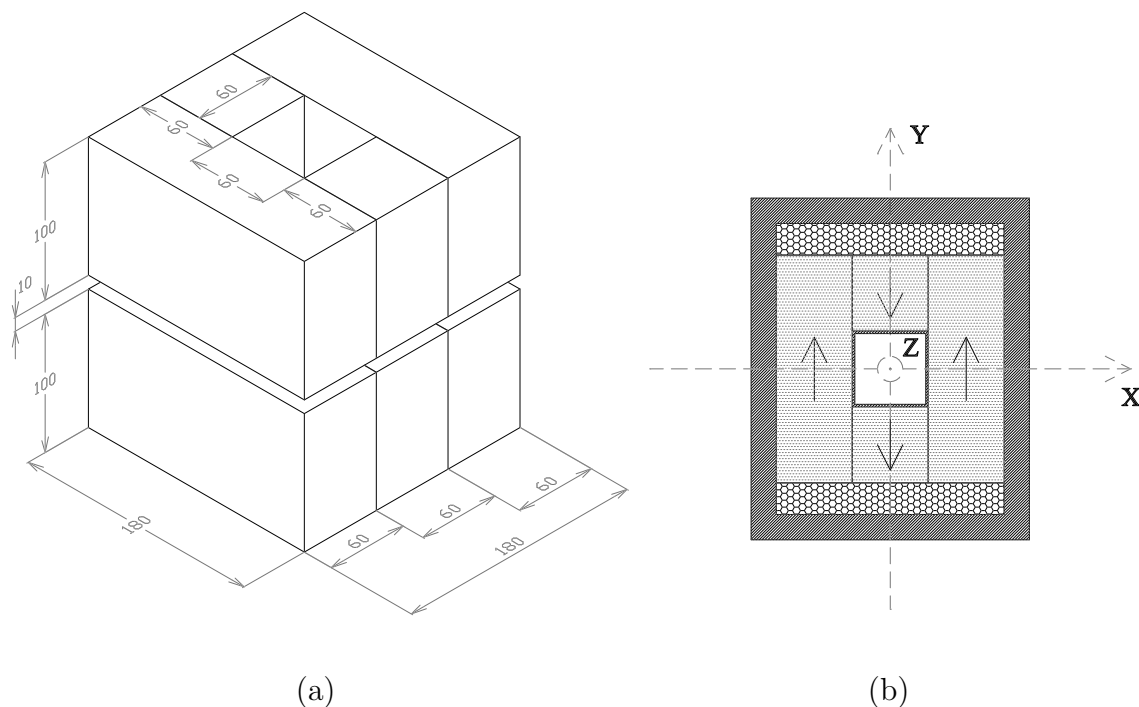


Figura 2.2: (a) Geometria della struttura magnetica. (b) Sezione del magnete in cui è descritta la direzione della magnetizzazione nei blocchi magnetici. La regione quadrata centrale è la sezione della cavità magnetica; le zone a diversa ombreggiatura indicano i diversi materiali utilizzati nell'assemblaggio; muovendosi lungo il verso positivo dell'asse z a partire dall'origine si trovano uno spessore protettivo di 2 mm di alluminio, il materiale magnetico, uno spessore di 25 mm di ferro (utilizzato per la richiusura delle linee del campo magnetico) e la meccanica esterna in alluminio.

una particolare struttura cava, composta di una lega di materiale permanentemente magnetizzato. Entrambi i sottosistemi sono brevemente descritti nelle due prossime sezioni.

Il sistema magnetico

La struttura magnetica originaria, schematizzata nella figura 2.2 a, è stata realizzata nel corso del 1999 utilizzando due blocchi magnetici principali, mantenuti ad una distanza relativa di 1 cm. La sua massa complessiva è approssimativamente di 100 kg. Ciascuno dei due blocchi è configurato in modo da definire una cavità magnetica, cioè una regione di spazio, delimitata dalle pareti interne del magnete, in cui è presente un'intenso campo magnetico. La sezione della cavità è di $6 \times 6 \text{ cm}^2$, per una profondità di 10 cm; la

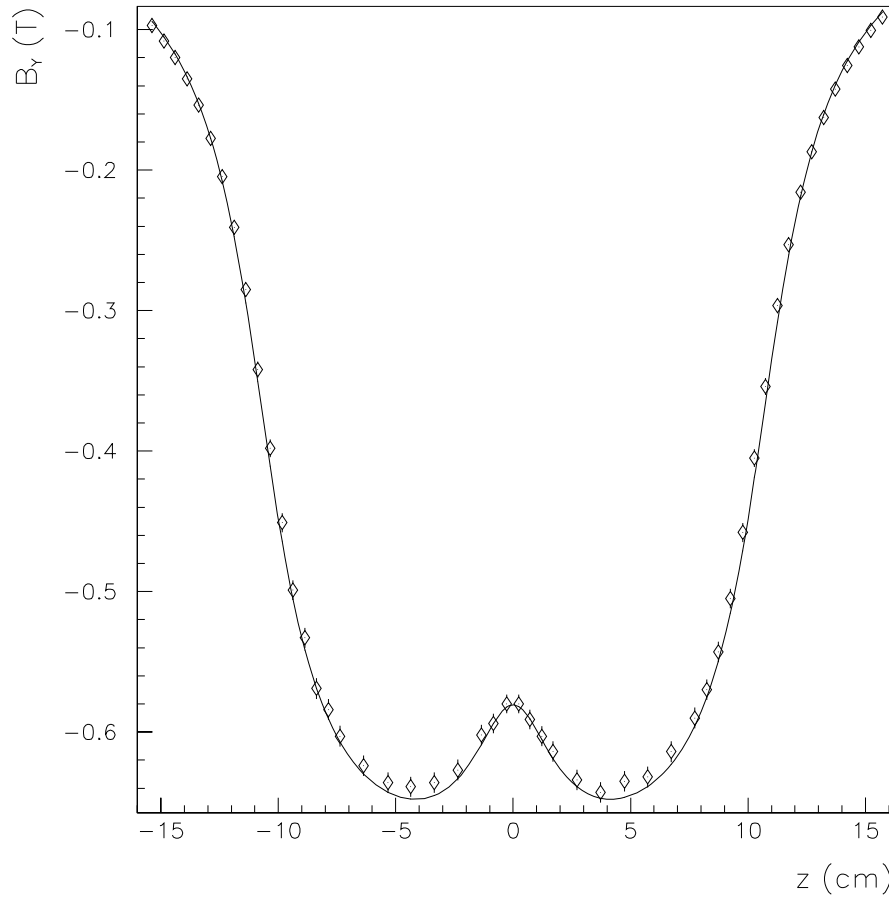


Figura 2.3: Andamento della componente principale del campo nella cavità in funzione della coordinata z in un sistema di riferimento in cui l'asse z coincide con l'asse della cavità e l'origine si trova nel punto di mezzo tra i due blocchi magnetici.

struttura finale determina così una cavità complessiva profonda 21 cm, che costituisce il volume utile del rivelatore. La realizzazione dei blocchi magnetici è stata effettuata a partire da sottoblocchi disposti in modo da consentire una buona richiusura delle linee di campo, garantendo così un intenso campo magnetico all'interno della cavità (figura 2.2 b). Il materiale magnetico utilizzato è una lega di Nd-Fe-B prodotta dalla società tedesca Vacuumschmelze, denominata Vacodym 335 HR. Questo materiale ha una magnetizzazione residua di circa 1.3 T ed è realizzato in modo da garantire una buona stabilità nel tempo e un basso coefficiente di temperatura. Queste caratteristiche, sebbene non completamente indispensabili per un esperimento come ADAMO, sono fondamentali soprattutto nel caso di esperimenti come PAMELA, in cui la presa dati avviene su tempi dell'ordine di qualche anno, con possibili escursioni termiche di

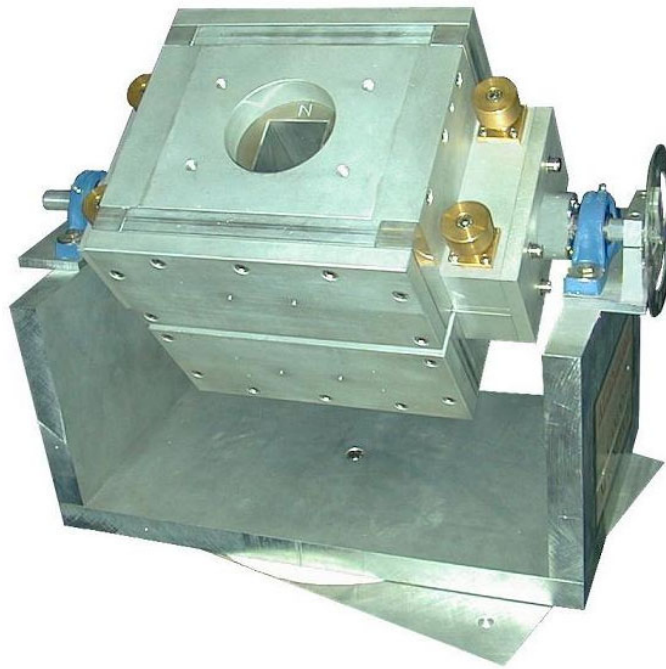


Figura 2.4: Fotografia della struttura magnetica originaria alloggiata sulla piattaforma altazimutale.

alcune decine di gradi centigradi e con la possibilità di effettuare la mappatura del campo solo prima della messa in orbita dell'apparato. Nella figura 2.3 è riportato l'andamento della componente principale del campo magnetico all'interno della cavità, come funzione della coordinata z , cioè la coordinata lungo l'asse della cavità. Come si può vedere, il campo ha una intensità di circa 0.56 T nel centro della cavità.

Nella figura 2.4 è riportata una fotografia del magnete permanente alloggiato sulla sua piattaforma altazimutale; i due assi di rotazione di cui la piattaforma è dotata permettono l'orientazione spaziale del magnete fissando gli angoli zenitale e azimutale dell'asse della cavità.

Il sistema tracciante

Il sistema tracciante di ADAMO è costituito da un *array* di rivelatori a microstrisce di silicio (3 o 5, nelle varie misure che sono state effettuate) analoghi a quelli utilizzati per l'esperimento WiZard-PAMELA [5, 45]. Questi sono disposti in vari punti lungo la cavità del magnete grazie ad un supporto in alluminio che ne consente il bloccaggio direttamente sulla meccanica di rivestimento del magnete. L'unità base di rivelazione

è quello che in gergo tecnico viene chiamato *ladder*, una struttura realizzata con due sensori di silicio delle dimensioni di $(53.3 \times 70.0) \text{ mm}^2 \times 300 \mu\text{m}$ e un circuito ibrido, cioè un supporto ceramico su cui è alloggiata l'elettronica di *front end*.

Il funzionamento dei rivelatori a microstrisce di silicio è basato sulle proprietà della giunzione p-n contropolarizzata. Un'opportuna differenza di potenziale di contropolarizzazione applicata alla giunzione tra due semiconduttori di tipo *p* e di tipo *n* produce, nella zona del semiconduttore intorno alla giunzione, una regione svuotata dai portatori di carica maggioritari. In questa regione è presente un campo elettrico in grado di rimuovere un'eventuale carica in eccesso comunque depositata. Questo effetto è quello che consente di rivelare i rilasci di energia dovuti a particelle ionizzanti. Al passaggio di una particella all'interno della regione di svuotamento, un certo numero di coppie elettrone-lacuna viene prodotto per ionizzazione. Per avere un'idea del numero di coppie prodotte in media ricordiamo che la perdita media di energia di una particella al minimo di ionizzazione nel silicio è di 3.88 MeV/cm . In $300 \mu\text{m}$ vengono così rilasciati in media 116 keV e, considerando che l'energia media per la produzione di una coppia elettrone-lacuna nel silicio è di 3.6 eV , vengono in media prodotte $116000/3.6 \simeq 32000$ coppie. Il campo elettrico rimuove la carica prodotta guidando elettroni e lacune rispettivamente verso lato ohmico e lato giunzione, producendo un segnale elettrico sui rispettivi elettrodi. Questo permette la rivelazione. Una opportuna segmentazione delle impiantazioni di droganti su lato ohmico e lato giunzione permette inoltre di individuare il punto in cui la carica viene raccolta e cioè dove l'energia è stata depositata.

I sensori, prodotti da Hamamatsu Photonics, sono realizzati su *bulk* di silicio di tipo *n*. Come si può osservare nella figura 2.5, in cui è riprodotta una sezione del silicio, la segmentazione in microstrisce è ricavata su entrambe le facce, sul lato giunzione ortogonalmente allo spigolo di 53.3 mm e sul lato ohmico perpendicolarmente a quelle del lato giunzione. Le lavorazioni sulle due facce del sensore sono, come vedremo, necessariamente diverse e questo ha come conseguenza una diversa risoluzione spaziale sui due lati. Sul lato giunzione sono impiantate 2048 microstrisce di tipo p^+ con un passo di impiantazione di $25 \mu\text{m}$. Il passo di *readout* è invece di $50 \mu\text{m}$ perché solo una striscia ogni due viene letta dall'elettronica di *front end*. Al di sopra delle impiantazioni è depositato un sottile spessore di SiO_2 sul quale sono realizzate, in corrispondenza delle 1024 microstrisce lette, delle strisce metalliche che trasportano il segnale verso il *front*

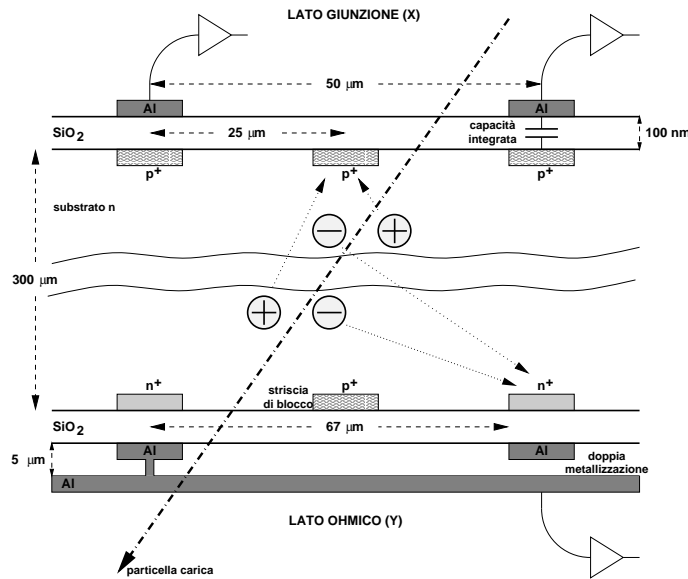


Figura 2.5: Rappresentazione schematica della sezione del sensore di silicio Hamamatsu utilizzato per la produzione dei *ladder* di ADAMO. Nella figura sono riportati i valori dei passi di impiantazione e di *readout*. Sono inoltre evidenti gli spessori di ossido che realizzano le capacità di disaccoppiamento e la struttura di doppia metallizzazione sul lato ohmico. Per esigenze di schematizzazione, le impiantazioni sui due lati hanno nel disegno la stessa direzione; una delle due viste va quindi pensata in realtà ruotata di 90° .

end. Lo spessore di ossido serve sia a proteggere la superficie del silicio dall'attacco di agenti atmosferici che potrebbero deteriorarlo, sia a realizzare delle capacità di disaccoppiamento tra le microstrisce e l'elettronica di *front end*. Sul lato ohmico sono invece realizzate 1024 impiantazioni di tipo n^+ con passo di impiantazione di $67 \mu\text{m}$ intervallate da strisce p^+ che vengono chiamate strisce di blocco. Anche su questo lato è presente una deposizione di 100 nm di SiO_2 . La funzione delle strisce di blocco è quella di evitare che all'interfaccia tra il silicio e lo strato di ossido possa crearsi un canale di bassa impedenza che impedirebbe una precisa ricostruzione del punto in cui è avvenuta la ionizzazione, in quanto la carica raccolta si ripartirebbe su molte strisce. Come descritto sinora, le strisce metalliche sul lato ohmico sono ortogonali a quelle sul lato giunzione. Questo fatto determinerebbe la necessità di collocare l'elettronica di lettura dei due lati su due bordi diversi del sensore. La tecnica della doppia metallizzazione, utilizzata per i lati ohmici dei sensori, consente invece di disporre l'elettronica di *front end* dei due lati sullo stesso bordo. La doppia metallizzazione consiste in una deposizione di uno strato di SiO_2 spesso qualche micron al di sopra dello strato sottile

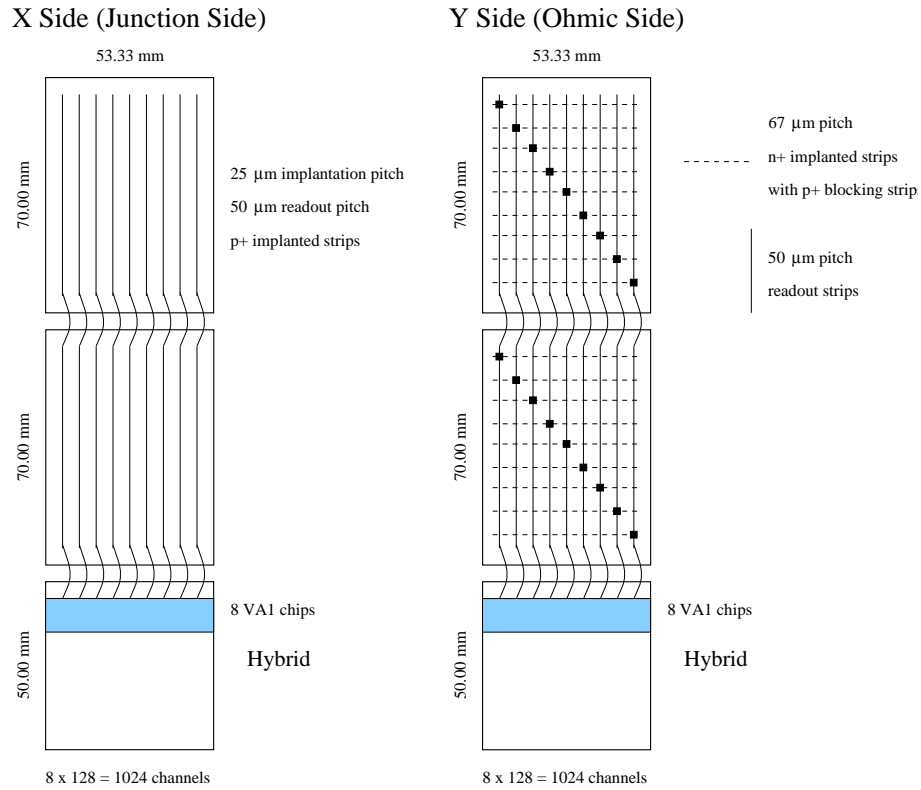


Figura 2.6: Struttura di un *ladder*. Le due figure si riferiscono ai lati giunzione e ohmico del silicio.

di ossido su cui sono realizzate le strisce metalliche accoppiate con le impiantazioni. Sulla deposizione più esterna di ossido sono realizzate delle ulteriori strisce metalliche ortogonali alle sottostanti e connesse a queste una ad una tramite dei microcontatti detti *via*. Le nuove strisce metalliche risultano parallele a quelle sul lato giunzione e quindi i segnali elettrici di entrambi i lati possono essere prelevati disponendo i circuiti ibridi per ciascun lato lungo un unico spigolo, in questo caso quello più corto (53.3 mm). Come premesso, due sensori di silicio ed un circuito ibrido sono incollati in modo da determinare la struttura del *ladder*, schematizzata nella figura 2.6. Nella figura sono mostrati separatamente i due lati del *ladder*, in modo da mettere in evidenza le diverse caratteristiche di lavorazione. Come per la costruzione dei piani di rivelatore del tracciatore di PAMELA, anche l'assemblaggio dei *ladder* di ADAMO è stato effettuato nella *clean room* del dipartimento di fisica di Firenze ed ha richiesto una particolare cura nell'allineamento delle microstrisce corrispondenti dei due sensori di silicio. Per questa operazione sono stati utilizzati vari *jig* realizzati nell'officina del dipartimento,



Figura 2.7: Un particolare della lavorazione dei rivelatori al silicio durante la fase di assemblaggio dei *ladder* di PAMELA, analoghi a quelli usati per ADAMO.

appositamente progettati per il posizionamento e il bloccaggio dei componenti prima dell'incollaggio. La verifica dell'allineamento è stata effettuata utilizzando una macchina di misura di proprietà della sezione INFN di Firenze; si tratta di una macchina di misura della ditta DEA (modello Scirocco) dotata di un braccio meccanico con telecamera Nikon e di un sistema che garantisce il posizionamento triassiale con una precisione di circa $4\mu\text{m}$. Nella figura 2.7 un *ladder* di PAMELA, analogo a quelli in questione, è posizionato sul piano di granito al di sotto della telecamera installata sulla DEA. Ciascun *ladder* utilizzato per ADAMO è stato disposto all'interno di un *box* di alluminio che ha una duplice funzione. Innanzitutto garantisce il mantenimento dei sensori di silicio al riparo dalla luce durante il loro utilizzo; l'interazione dei fotoni provocherebbe altrimenti la produzione di cariche elettriche all'interno dei sensori e questo costituirebbe una sorgente di rumore sufficiente a renderli inutilizzabili. In secondo luogo, l'uso di un contenitore in metallo amagnetico costituisce la sola scelta semplice per poter disporre rigidamente i rivelatori a ridosso del magnete. Per evitare

che questo comporti una presenza di eccessivi strati di materiale lungo le traiettorie delle particelle, in modo da limitare al massimo l'effetto della diffusione multipla, in corrispondenza dei sensori di silicio sono realizzate nei *box* delle finestre che sono state chiuse mediante uno strato di mylar alluminato da $2.5\,\mu\text{m}$.

2.1.2 Il sistema di *trigger*

Nella prima fase di sviluppo di ADAMO, il sistema di *trigger* è stato realizzato con quattro scintillatori plastici disposti a due a due alle estremità della cavità magnetica, in modo da coprire l'angolo solido definito dalla cavità e dai sensori di silicio. Il materiale scintillante utilizzato è il Bicron BC-408, le cui proprietà sono elencate successivamente nel paragrafo 4.5.1. L'uso di quattro scintillatori, anche se sarebbe sufficiente averne tre, consente la misura delle loro efficienze, misura necessaria per lo studio di flussi assoluti di particelle. Si può infatti programmare una logica di *trigger* in modo da avere un evento valido se almeno tre scintillatori su quattro hanno generato un segnale entro alcune decine di nanosecondi. La ricostruzione delle traiettorie delle particelle, resa possibile dal tracciatore, permette di stabilire, nei casi in cui uno scintillatore non abbia dato segnale, se lo scintillatore in questione sia stato o meno attraversato dalla particella.

I fotomoltiplicatori utilizzati per i quattro scintillatori sono degli Hamamatsu H5783. La loro debole sensibilità al campo magnetico ha permesso di utilizzarli senza schermatura, portandoli a qualche decina di centimetri di distanza dalla cavità magnetica. Per due degli scintillatori sono state utilizzate delle normali guide di luce in plexiglas, mentre per gli altri due si sono utilizzate delle fibre di un materiale *wavelength shifter* (Bicron BCF-91A).

Per concludere questa descrizione molto sommaria vorrei sottolineare che la discriminazione dei segnali dei fototubi e la formazione del segnale di *trigger* è stata realizzata con una catena standard di moduli NIM. Come vedremo successivamente, attualmente ADAMO è invece dotato di una scheda apposita per la completa gestione dei segnali del sistema di *trigger*. La logica scelta per la generazione del segnale di evento valido consiste nell'AND degli OR dei segnali delle due coppie di scintillatori all'ingresso e all'uscita dello spettrometro, in modo da eliminare quasi completamente il rischio che eventi di rumore nei singoli fototubi possano produrre segnali di *trigger*.

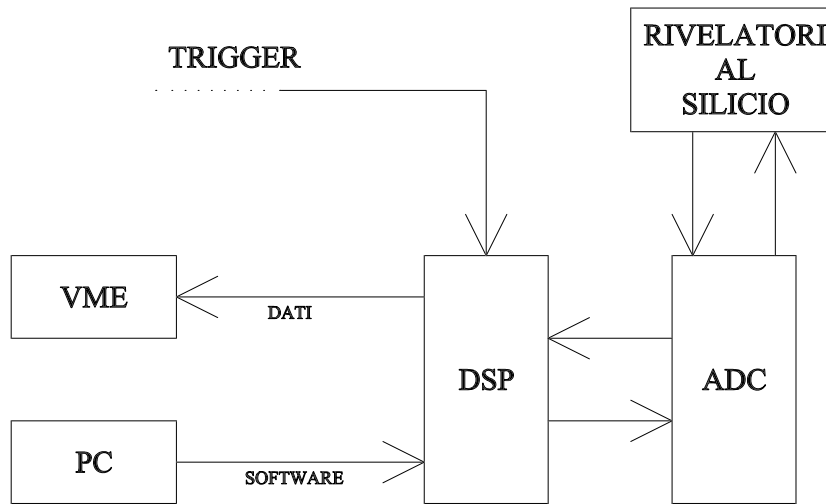


Figura 2.8: Schema della catena di acquisizione dati nella fase I.

2.1.3 L'elettronica di controllo e il sistema di acquisizione

L'acquisizione dei dati è stata effettuata, durante la fase I, con un sistema VME dotato di una scheda di acquisizione in cui è presente un numero sufficiente di memorie FIFO per il salvataggio dei dati di un singolo evento prima della definitiva scrittura su disco rigido. L'interfaccia tra il sistema di acquisizione e le schede elettroniche del tracciatore si componeva di due schede elettroniche, su ciascuna delle quali è installato un DSP (*Digital Signal Processor*) gestito da una logica di controllo programmabile. Uno schema generale descrittivo della catena di acquisizione è riportato nella figura 2.8. Le schede DSP costituiscono a tutti gli effetti il sistema di controllo dell'intero apparato, in quanto si occupano della gestione dei segnali di *trigger* generando, tramite la logica di controllo, la catena di comandi necessaria per l'attivazione dei vari sottosistemi. Durante la fase di acquisizione di raggi cosmici riassunta nel paragrafo 2.2, in cui sono stati utilizzati tre *ladder* di silicio, ciascuna delle due schede è stata configurata in modo da poter gestire le tre viste giunzione (x) o le tre viste ohmiche (y) del tracciatore. La gestione dell'elettronica di *front end* dei singoli rivelatori non avviene direttamente, ma tramite una serie di schede (una per vista) su ciascuna delle quali, oltre ad una logica programmabile di controllo, sono installati gli ADC per la conversione analogico-digitale dei segnali delle microstrisce. Ciascuna scheda ADC esaurisce le operazioni di lettura per quanto riguarda una singola vista di un rivelatore, costituita

utilizzato ($1\mu s$), di presentare sulle uscite differenziali del VA1 il segnale di una singola microstriscia e di inviarlo all'ADC per la conversione analogico-digitale. Durante il periodo di *clock* in cui l'uscita di un canale viene presentata all'ingresso dell'ADC, questo riceve dalla logica programmabile i comandi per la conversione e restituisce una uscita a 12 bit che la logica invia serialmente alla scheda DSP. Il tempo necessario alla scansione di una vista completa di un *ladder* è quindi di circa 1024 periodi del *clock* ($\simeq 1\text{ ms}$). Alla fine delle operazioni di lettura i VA1 vengono riportati nella configurazione iniziale da un segnale di *reset*. I dati digitali a 12 bit ricevuti dal DSP vengono impacchetati in parole a 10 bit per essere trasmessi alla scheda VME di acquisizione per mezzo di una linea seriale veloce a 10 bit gestita da un *chip* TAXI [48].

Alcune osservazioni

È stato sinora sottinteso che i due lati dei *ladder* vengono mantenuti, durante la fase di acquisizione dei dati, ad una differenza di potenziale di contropolarizzazione opportuna per ottenere il completo svuotamento del silicio dai portatori di carica maggioritari; per i sensori di silicio Hamamatsu descritti in precedenza la tensione di svuotamento è di circa 80 V. La polarizzazione viene portata alle microstrisce attraverso le schede ADC, connesse ai *ladder* tramite dei cavetti di kapton. Le microstrisce sul lato giunzione, di tipo p^+ , vengono mantenute al potenziale di *ground* dell'intera catena elettronica e l'elettronica sulla corrispondente scheda ADC può lavorare senza problemi con le tensioni di alimentazione riferite allo stesso *ground*. Le microstrisce sul lato ohmico, di tipo n^+ , vengono invece mantenute a 80 V rispetto al *ground*. Se la scheda ADC corrispondente lavorasse con tensioni di alimentazione riferite al *ground*, e di conseguenza anche l'elettronica di *front end* che da questa viene gestita, si avrebbe una caduta di potenziale di 80 V tra le microstrisce impiantate e le strisce metalliche soprastanti. Questa differenza di potenziale, potenzialmente pericolosa per l'isolamento dei sottili spessori di ossido che garantiscono le capacità di disaccoppiamento sul silicio, viene annullata riferendo le tensioni di alimentazione delle schede ADC dei lati ohmici al potenziale di polarizzazione. Il problema viene così spostato dai sensori di silicio alle schede di elettronica. Si ha infatti la necessità di garantire un colloquio tra la scheda ADC del lato ohmico, che lavora a 80 V, e la scheda DSP, che lavora al potenziale di *ground*. Il disaccoppiamento tra queste due schede è garantito da un circuito capacitivo che consente la caduta della differenza di potenziale di contropolarizzazione dei



Figura 2.10: Fotografia dello spettrometro magnetico di ADAMO nella fase I, costituito dal magnete permanente e da tre rivelatori al silicio. Nella fotografia è visibile solo il rivelatore superiore, al quale è stato rimosso l'involucro protettivo.

rivelatori al silicio ai capi di una capacità opportuna.

2.2 Spettro preliminare dei raggi cosmici a terra e test su fascio

In questo paragrafo sono riassunti i principali risultati ottenuti con lo spettrometro magnetico ADAMO, mostrato in figura 2.10, nella fase iniziale del suo sviluppo. Seguendo la cronologia con cui sono stati raggiunti, vengono presentate le misure preliminari del flusso complessivo di particelle cariche a terra e del loro rapporto di carica (rapporto tra numero di particelle di carica positiva e numero di particelle di carica negativa). Successivamente vengono mostrati gli studi delle prestazioni dei rivelatori al silicio ottenuti in una presa dati su fascio di particelle presso i laboratori del CERN di Ginevra.

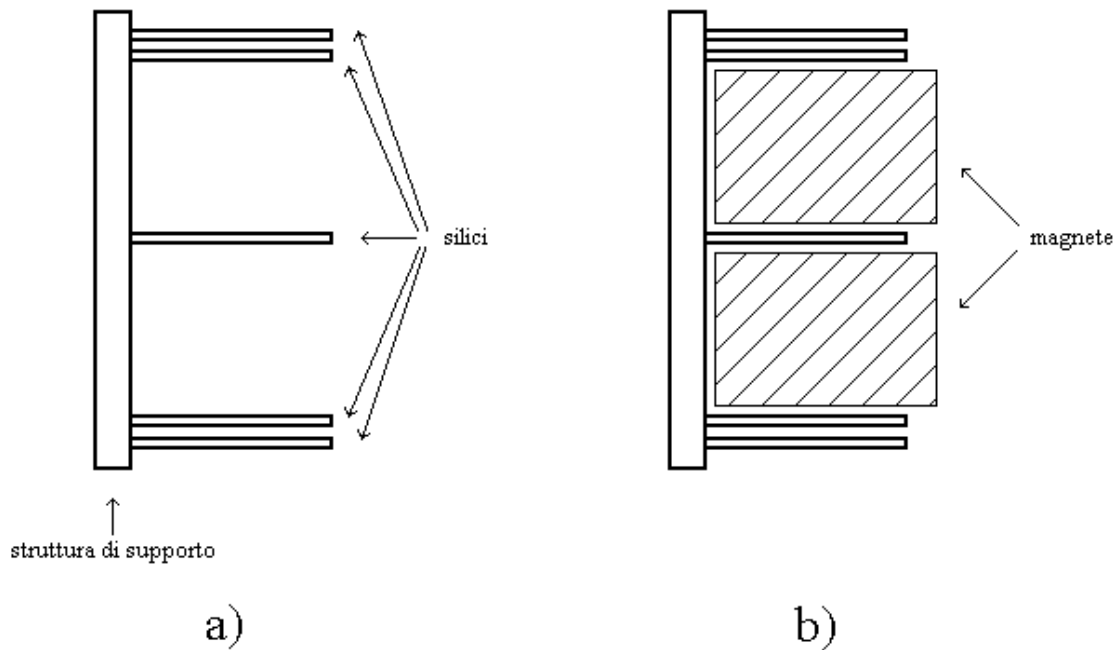


Figura 2.11: Metodo di fissaggio del sistema tracciante al magnete permanente. Il numero massimo di *ladder* previsto è di cinque unità, anche se nelle misure preliminari di raggi cosmici ne sono state usate solamente tre. I rivelatori sono fissati solidalmente ad una lastra in alluminio (a). Questa struttura a “forca” può essere utilizzata singolarmente (per avere tracce dritte di particelle) oppure fissata al magnete (b).

2.2.1 Misure di raggi cosmici

Le prime misure di raggi cosmici effettuate con lo spettrometro ADAMO risalgono al mese di aprile del 2000 [43]. Il *setup* sperimentale era costituito da tre soli rivelatori al silicio fissati sul magnete permanente mediante una lastra di alluminio sulla quale erano fissati pure i quattro scintillatori del sistema di *trigger*. Nella figura 2.11 è mostrato il metodo di fissaggio dei *ladder* in corrispondenza della cavità del magnete per mezzo di un supporto di alluminio che viene serrato sulla meccanica del magnete. Questa configurazione, estremamente compatta, è stata scelta per consentire l’allineamento del sistema tracciante. Data l’impossibilità di “spengere” il campo magnetico prodotto dal magnete permanente si ha infatti la necessità di effettuare una serie di misure di particelle lontano dal magnete; in questo modo si ha a disposizione un set di tracce dritte che consente la determinazione dei parametri di dislocamento dei piani traccianti rispetto alle posizioni ideali. La tecnica di allineamento è riassunta nel paragrafo 5.2.

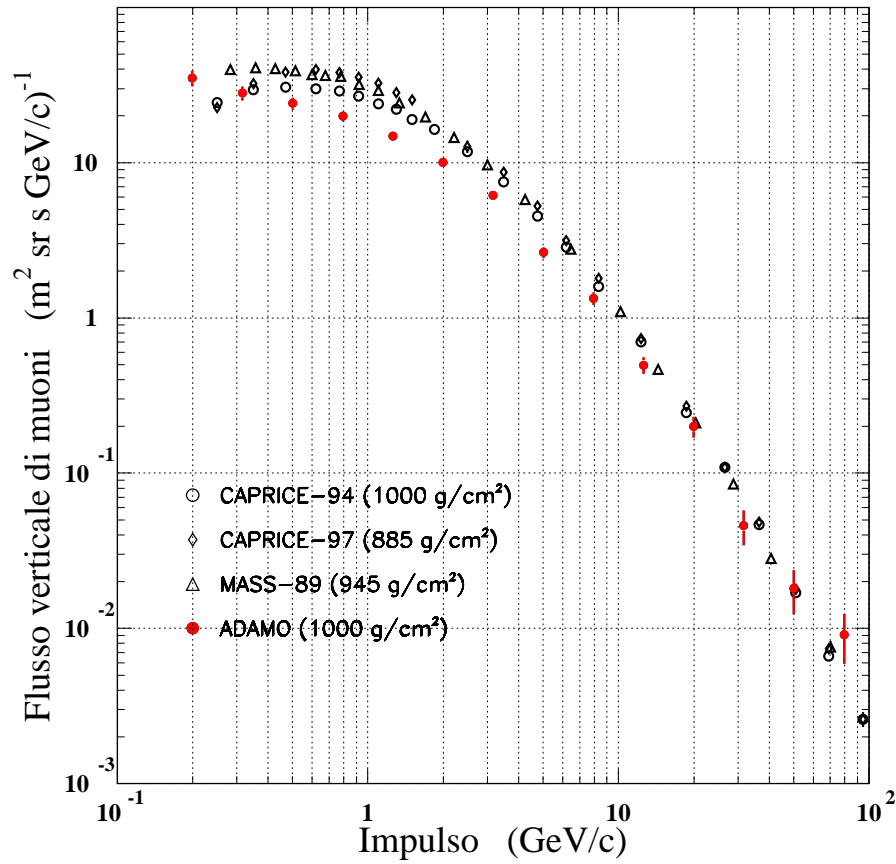


Figura 2.12: Risultati preliminari ottenuti con ADAMO per lo spettro differenziale dei raggi cosmici a terra.

Nelle due figure 2.12 e 2.13 sono riportati i risultati preliminari ottenuti per lo spettro differenziale e per il rapporto di carica complessivi dei raggi cosmici a terra, confrontati con i risultati ottenuti da altri esperimenti per la componente muonica. Il confronto non avrebbe naturalmente senso se i muoni non costituissero la componente carica di gran lunga dominante alle basse altitudini (circa il 99% al di sopra di 1 GeV). Come si può dedurre dalla figura 2.12, lo spettro misurato con ADAMO per impulsi compresi tra 10 GeV/c e 100 GeV/c risulta in sostanziale accordo con quello misurato dagli altri esperimenti. Per impulsi compresi tra 400 MeV/c e 10 GeV/c lo spettro risulta comunque più basso rispetto a quanto ci si aspetterebbe. Le misure sono state infatti condotte in un laboratorio situato al piano terra di un edificio di tre piani; per questo motivo i raggi cosmici perdono una parte della loro energia nell'attraversamento del materiale che incontrano e ciò determina uno spostamento dello spettro verso

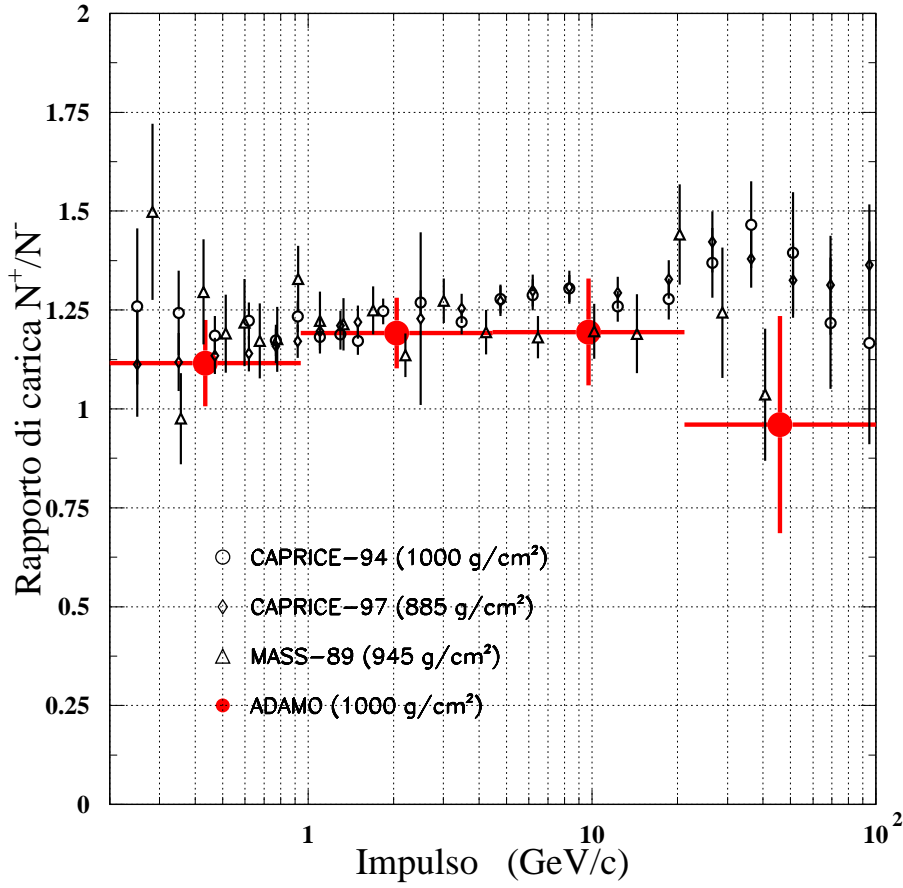


Figura 2.13: Rapporto tra numero di particelle di carica positiva e numero di partcelle di carica negativa.

energie minori. Al di sotto di 400 MeV/c il flusso misurato da ADAMO presenta una risalita facilmente interpretabile. Calcoli teorici e misure sperimentali mostrano infatti che il flusso di e^\pm a terra, per impulsi inferiori a qualche centinaio di MeV/c , diventa comparabile con il flusso di μ^\pm [49]. La risalita che si osserva a bassi impulsi è dunque dovuta a questa componente. Una stima del flusso integrale verticale basata sui dati raccolti tra 150 MeV/c e 100 GeV/c è

$$65.6 \pm 1.7 (\text{m}^2 \text{ s sr})^{-1}.$$

Nella figura 2.13, relativa al rapporto di carica, si osserva ancora che i risultati ottenuti con ADAMO sono in accordo entro gli errori sperimentali con quelli ottenuti dagli altri esperimenti. Il rapporto di carica misurato è compatibile, entro l'intero

intervallo d'impulso, con uno spettro costante del valore:

$$\frac{N^+}{N^-} = 1.16 \pm 0.06$$

come si trova calcolando la media pesata dei quattro punti riportati nella figura.

2.2.2 Test su fascio

Durante il 2000 lo spettrometro di ADAMO è stato utilizzato in un test su fascio effettuato dalla collaborazione WiZard-PAMELA presso il laboratorio CERN. Ciò ha permesso di determinare la risoluzione spaziale dei rivelatori e di studiare le prestazioni dello spettrometro in termini di risoluzione d'impulso [44]. In questa occasione cinque *ladder* sono stati utilizzati per il sistema tracciante.

Risoluzione spaziale

Per determinare la risoluzione spaziale, in una prima fase i *ladder* sono stati disposti lungo la traiettoria del fascio al di fuori del magnete permanente, per avere la possibilità di selezionare un set di tracce dritte. Questa serie di misure ha consentito innanzitutto di effettuare l'allineamento dei sensori di silicio, di determinarne cioè le posizioni relative. La risoluzione spaziale dei rivelatori è stata successivamente misurata in base agli scarti (residui) δ tra i punti di impatto determinati da un sensore e i punti ricostruiti in base ad un *fit* rettilineo delle informazioni degli altri quattro rivelatori. Le distribuzioni dei residui per le due viste di un *ladder* sono mostrate nella figura 2.14, insieme alle distribuzioni del rapporto segnale/rumore. I grafici mostrano che il rapporto segnale/rumore ha un valore medio di circa 50 sul lato giunzione e di 23 sul lato ohmico. Questi alti valori consentono di raggiungere ottime prestazioni di risoluzione spaziale; dall'analisi dei residui, si determinano infatti delle risoluzioni di $3\mu\text{m}$ e $11\mu\text{m}$ sui suoi lati rispettivamente. La relazione utilizzata per risalire alla risoluzione spaziale σ_i a partire dalla larghezza σ_δ delle distribuzioni mostrate nella figura, è data da [44]:

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{\delta_i}}{\sqrt{1 - \frac{1}{N_{pl}} - \frac{z_i^2}{\sum_j z_j^2}}} \quad (2.3)$$

dove N_{pl} è il numero di piani traccianti e z_i la coordinata z del piano i -esimo. Questa equazione può essere ricavata dalla propagazione degli errori sulla variabile δ_i ottenuta in base al *fit* rettilineo.

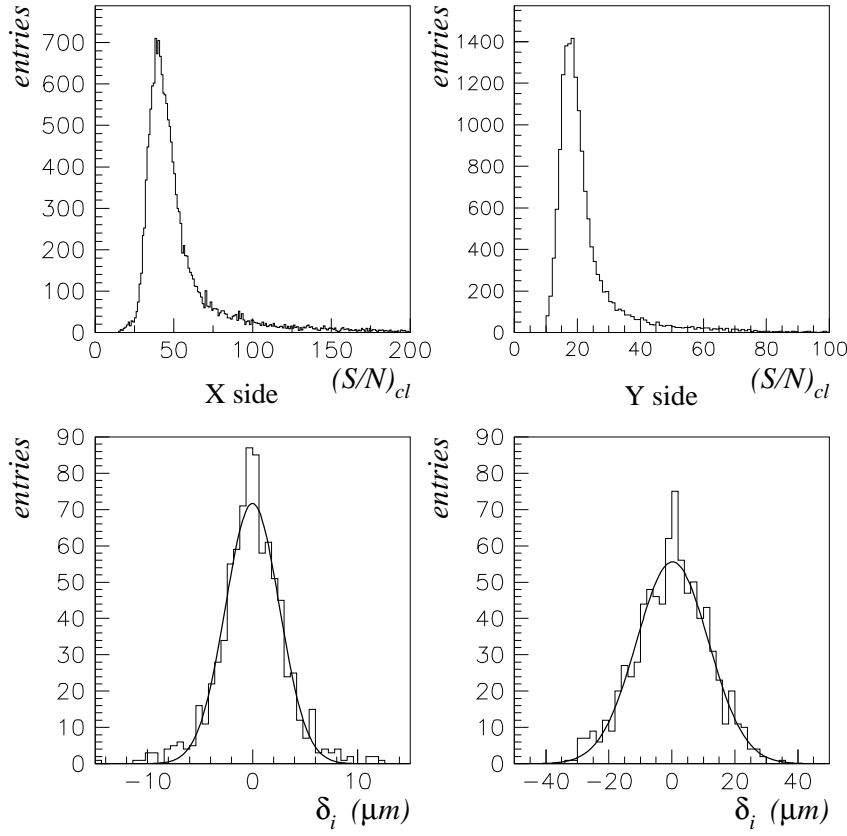


Figura 2.14: Rapporto segnale rumore (in alto) e distribuzione dei residui (in basso) per le viste giunzione (a sinistra) e ohmica (a destra) di un *ladder* di ADAMO.

Risoluzione d'impulso

In una seconda fase di misura è stata studiata la risoluzione d'impulso dello spettrometro. Sono stati utilizzati pioni carichi di impulso compreso tra 40 GeV/c e 100 GeV/c, ottenendo, in base alla ricostruzione degli eventi, il grafico riportato nella figura 2.15. Per l'interpretazione di questo grafico è opportuna qualche precisazione riguardo al comportamento dello strumento per diversi valori di impulso. Osserviamo innanzitutto che gli effetti che determinano l'incertezza sull'impulso sono essenzialmente due, uno dominante nel limite di bassi impulsi, l'altro nel limite opposto. Nel primo caso si tratta della diffusione multipla, effetto dovuto ad una serie di interazioni nell'attraversamento di un materiale, che ha come conseguenza una variazione della direzione della traiettoria. La larghezza della distribuzione dell'angolo di diffusione

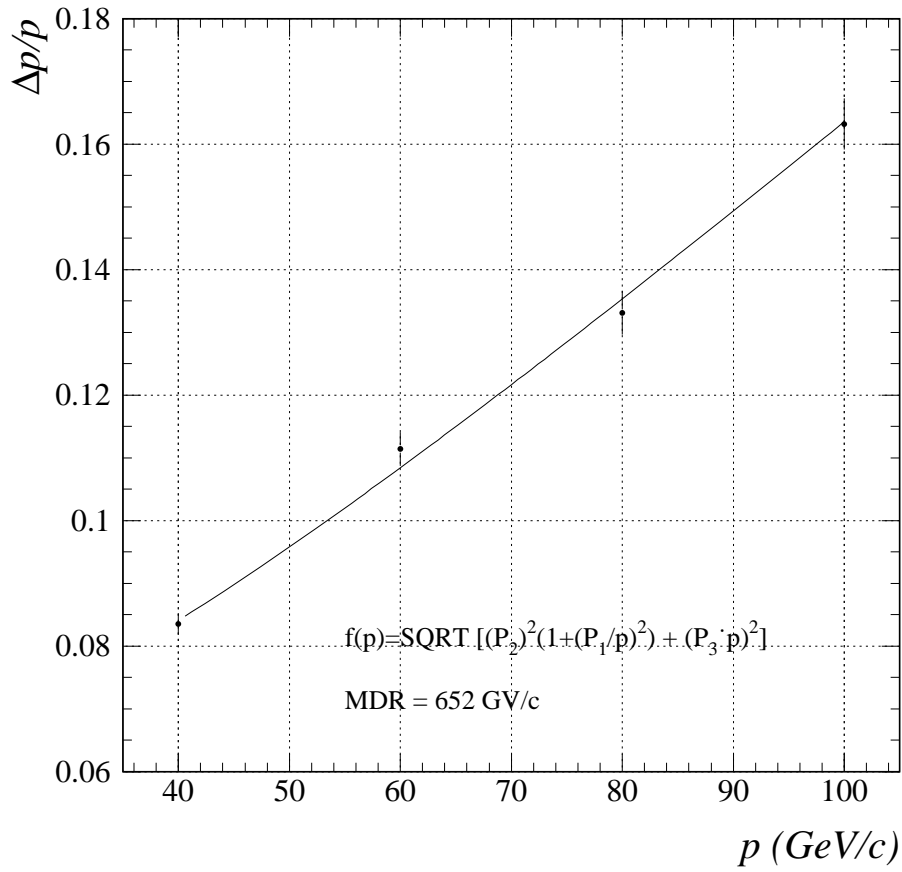


Figura 2.15: Risoluzione d'impulso ottenuta in una fase di presa dati durante un test su fascio di particelle presso il laboratorio CERN di Ginevra.

multipla è data da [14]:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (2.4)$$

dove βc , p e z sono la velocità, l'impulso e la carica della particella (espressa in cariche elettroniche), x lo spessore di materiale attraversato e X_0 la sua lunghezza di radiazione. L'effetto ha quindi un andamento crescente al diminuire dell'impulso. Consideriamo per semplicità il caso in cui le particelle siano immerse in un campo magnetico uniforme \vec{B} . Indicando con p il modulo dell'impulso, con λ l'angolo formato con il vettore induzione magnetica, con q la carica della particella, con R il raggio di curvatura della traiettoria e con $k = 1/R$ la curvatura, la componente dell'impulso perpendicolare al campo può essere scritta come

$$p \cos \lambda = q B R = \frac{q B}{k} \quad (2.5)$$

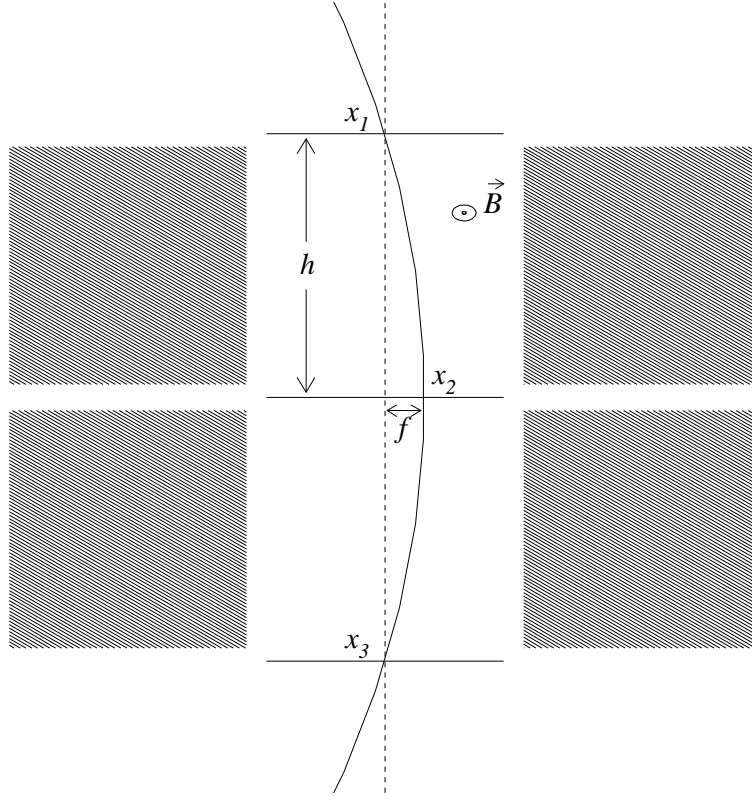


Figura 2.16: Rappresentazione della *bending view* dello spettrometro attraversata da una particella. In questo modello semplificato si suppone che il tracciatore sia composto da tre soli piani a distanza relativa h immersi in un campo \vec{B} uniforme. Le zone ombreggiate rappresentano le sezioni del materiale magnetico.

La diffusione multipla in un dato spessore di materiale determina un'incertezza sulla curvatura k della traiettoria [14]

$$\delta k_{ms} \propto \frac{1}{p\beta}$$

Dall'eq. 2.5 è semplice verificare che l'incertezza sull'impulso è legata a quella sulla curvatura dalla relazione

$$\frac{\delta p_{ms}}{p} = \frac{p}{qB} \Delta k_{ms} \propto \frac{1}{\beta} = \sqrt{1 + \left(\frac{mc}{p}\right)^2} \quad (2.6)$$

Spostandosi da bassi valori di impulso verso alti valori, la diffusione multipla diviene trascurabile e l'effetto che diviene dominante per l'incertezza sulla ricostruzione dell'impulso è invece quello dovuto alla risoluzione spaziale finita dei rivelatori. Vediamone l'andamento riferendosi alla figura 2.16, dove per semplicità è rappresentata una traccia simmetrica rispetto al piano centrale e si considerano tre soli rivelatori a distanza h

l'uno dall'altro. In base a considerazioni puramente geometriche si trova che la freccia f è legata al raggio di curvatura R della traiettoria dall'equazione

$$R = \frac{f^2 + h^2}{2f}$$

Poiché ad alto impulso $f \ll h$, si può approssimare

$$R \simeq \frac{h^2}{2f} \longrightarrow p = q B \frac{h^2}{2f}$$

Essendo la freccia una grandezza puramente geometrica, la sua incertezza risulta dipendere esclusivamente dall'incertezza spaziale con cui vengono determinati i punti di passaggio delle particelle sui piani di rivelatore. Nella schematizzazione attuale si vede ad esempio che

$$f = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \longrightarrow \delta f = \sqrt{\sigma_x^2 + \frac{1}{4}\sigma_x^2 + \frac{1}{4}\sigma_x^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x$$

dove $\sigma_x \simeq 3 \mu\text{m}$ è la risoluzione spaziale della vista su cui si misura la curvatura delle traiettorie (*bending view*). Si vede così che

$$\frac{\delta p_{ris}}{p} = \frac{\delta f}{f} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x}{\left(\frac{q B h^2}{2p}\right)} = \frac{2 \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x}{q B h^2} p \propto p$$

Ad alto impulso l'incertezza relativa sull'impulso è dunque una funzione lineare dell'impulso stesso. È utile definire una grandezza che viene spesso utilizzata per caratterizzare la prestazioni degli spettrometri magnetici nel limite di alte energie. La grandezza in questione è denominata MDR e rappresenta la rigidità massima misurabile (*Maximum Detectable Rigidity*). La rigidità altro non è che il rapporto tra impulso e carica di una particella. L'MDR rappresenta il valore della rigidità per cui l'incertezza percentuale sulla ricostruzione dell'impulso dovuta alla finita risoluzione spaziale diviene unitaria. Dall'analisi del semplice modello descritto segue che

$$\frac{\delta p_{ris}}{p^*} = 1 \quad \Longrightarrow \quad p^* = \frac{q B h^2}{2 \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x} \quad \Longrightarrow \quad MDR = \frac{B h^2}{2 \sqrt{\frac{3}{2}} \sigma_x} \quad (2.7)$$

Introducendo l'MDR, l'indeterminazione sull'impulso dovuta alla risoluzione spaziale può essere riscritta come

$$\frac{\delta p_{ris}}{p} = \frac{p}{q MDR} = \frac{r}{MDR} \quad (2.8)$$

dove $r = p/q$ è la rigidità della particella.

Combinando quadraticamente le incertezze dovute alla diffusione multipla e alla risoluzione dei rivelatori traccianti (equazioni 2.6 e 2.8) si trova una funzione la cui dipendenza dall'impulso è riportata nella figura 2.15 ($f(p)$).

Osserviamo che durante il test su fascio i *ladder* più esterni erano disposti in modo che $h = 16.5$ cm. Considerando un valore medio del campo pari a 0.55 T e una risoluzione spaziale $\sigma_x = 2.8 \mu\text{m}$ si trova $MDR = 655$ GV/c. Il valore sperimentale della massima rigidità misurabile che si ottiene dal fit dei valori riportati nella figura 2.15 è di 652 GV/c.

Capitolo 3

Sviluppo di ADAMO: fase II

La struttura originaria di ADAMO, realizzata per la misura dei flussi di muoni a terra, aveva fondamentalmente due limitazioni. La prima, direttamente legata alla sua progettazione, riguarda la piccola accettazione del rivelatore, mentre la seconda, più di carattere generale, è sintetizzabile nell'impossibilità di discriminare le diverse famiglie di particelle eventualmente presenti nei flussi misurati. L'interesse mostrato da parte della comunità scientifica verso nuove misure dei flussi di raggi cosmici in atmosfera e a terra, che sono complementari, per quanto riguarda lo studio dei flussi di neutrini atmosferici, a più accurate misure dei flussi primari, ha indotto il gruppo di studio dei raggi cosmici di Firenze a progredire nello sviluppo del rivelatore, in modo da renderlo uno strumento versatile e più completo, in grado di raggiungere risultati di maggiore interesse scientifico. In questo capitolo vengono esposti gli aspetti fondamentali concernenti lo sviluppo del rivelatore, cioè le linee guida tracciate e seguite durante questo lavoro di tesi e le indicazioni per uno sviluppo futuro. Nel capitolo successivo verrà data una descrizione dettagliata delle modifiche apportate ad ADAMO nel corso del 2003.

3.1 Studio delle componenti cariche dei raggi cosmici al livello del suolo

Come è stato sostenuto nel capitolo 2, il progetto ADAMO è nato con lo scopo di effettuare uno studio sistematico delle componenti cariche dei raggi cosmici a terra. L'idea di base è quella di costruire un apparato dalle dimensioni contenute, leggero, facilmente trasportabile e con la possibilità di essere orientato nello spazio, per misurare la dipendenza dei flussi di raggi cosmici, oltre che dall'impulso, anche dagli angoli

zenitale e azimutale. Un apparato concepito in questo modo permette inoltre di ripetere le stesse misure, senza un eccessivo sforzo organizzativo, anche cambiando la località di misura.

La possibilità di realizzare un rivelatore con queste caratteristiche dipende intrinsecamente dall'intensità dei flussi che si vogliono misurare e dalla precisione che si intende raggiungere, sia nella misura dei parametri cinematici e della composizione delle particelle, sia nella stima del loro flusso. Il flusso di raggi cosmici è infatti estremamente debole, se riferito, ad esempio, alle dimensioni geometriche dello spettrometro originario di ADAMO, la cui cavità magnetica aveva una sezione di circa 36 cm^2 . In realtà, se pensiamo che il *rate* di particelle che al livello del suolo incidono su una superficie orizzontale provenienti dall'alto è di circa $180 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$, l'affermazione precedente può sembrare scorretta. Naturalmente tutto dipende dal tipo di analisi che si vuole effettuare. La misura della dipendenza del flusso dall'impulso o dagli angoli di incidenza delle particelle richiede una suddivisione dell'insieme complessivo degli eventi misurati in intervalli di impulso e di angoli. Questo tipo di analisi necessita perciò di una statistica maggiore rispetto, ad esempio, ad una misura del flusso integrale di particelle su tutto l'intervallo di impulso e su tutta l'accettanza del rivelatore.

Muoni

Per mettere in evidenza le difficoltà che derivano da questo tipo di studi, è utile concentrarsi sulle caratteristiche dello spettro differenziale dei muoni, che rappresentano la componente dei raggi cosmici di gran lunga dominante al livello del suolo. Riferendosi alla figura 2.12 è immediato osservare la forte variazione del flusso differenziale in funzione dell'impulso delle particelle. Il flusso presenta un massimo per impulsi dell'ordine di poche centinaia di MeV/c e si trova inoltre che l'energia media dei muoni al livello del suolo è di circa $4 \text{ GeV}/c$. Spingendosi verso valori più alti dell'impulso, al di sopra di alcuni GeV/c , il flusso decresce come una potenza dell'impulso il cui esponente è circa pari a -3 . Questo significa che, spostandosi di una decade sulle ascisse, ad esempio da $10 \text{ GeV}/c$ a $100 \text{ GeV}/c$, il flusso decresce quasi di un fattore 10^3 . Un apparato che sia pensato per affettuare misure in questo intervallo d'impulso deve quindi garantire, oltre ad un'ottima risoluzione nella misura dell'impulso, un'accettanza geometrica sufficiente a realizzare una misura statisticamente significativa in tempi relativamente brevi, almeno non superiori ad alcuni giorni.

Come brevemente discusso nel capitolo 1, l'importanza delle misure di muoni al livello del suolo è legata principalmente allo stretto rapporto che lega i flussi di muoni a quelli dei neutrini nell'atmosfera terrestre. La quantità di misure realizzate a partire dalla scoperta dei raggi cosmici fino ad oggi [15] testimonia inequivocabilmente l'interesse che la comunità scientifica ha rivolto in questa direzione.

I muoni vengono generati essenzialmente in vicinanza dei punti di interazione dei raggi cosmici primari negli strati più alti dell'atmosfera terrestre, cioè nella stratosfera, la regione atmosferica compresa fra le altitudini di 10 km e 50 km circa. Nonostante che le energie tipiche con cui vengono prodotti e la loro vita media siano tali da permettere ad una buona parte di queste particelle di raggiungere la crosta terrestre, i muoni di più bassa energia decadono invece in prossimità del luogo di produzione. La misura dei flussi di muoni nella stratosfera fornirebbe quindi un'informazione indiretta precisa sui flussi di neutrini muonici, poiché consentirebbe di studiare anche la componente di più bassa energia, che non è possibile rivelare a basse altitudini. In realtà esistono poche misure di muoni effettuate nell'alta atmosfera. Misure di questo tipo richiedono infatti di attrezzare, con apparati relativamente leggeri, appositi palloni sonda il cui costo è spesso molto elevato. I voli su pallone, che hanno fornito importanti misure anche sulla dipendenza dei flussi dalla profondità atmosferica, molto importanti per la comprensione dello sviluppo degli sciami atmosferici, sono inoltre caratterizzati da brevi periodi di presa dati, particolare che pone un limite alla statistica di eventi che può essere raccolta.

Più semplici e meno costose risultano invece le misure dei flussi a terra, obiettivo primario dell'esperimento ADAMO. Molti degli esperimenti progettati per essere installati su pallone sonda hanno effettuato, nel periodo precedente al volo, importanti misure dei flussi di raggi cosmici a terra. Tuttavia gli apparati in questione hanno generalmente dimensioni dell'ordine di qualche metro, sufficienti per rendere impensabile il loro uso per campagne di misura in diverse località geografiche, vista la loro difficile trasportabilità. Altra limitazione nell'uso di questi apparati a terra è la difficoltà di realizzare sistemi meccanici per l'orientazione spaziale. Le misure esistenti sono quindi state ottenute, nella grande maggioranza, ad una località geografica fissata in direzione verticale. Per questo motivo l'idea di partenza dell'esperimento ADAMO è quella di realizzare una serie di misure in diverse località, possibilmente variando l'altitudine, e di effettuare uno studio sistematico dei flussi differenziali al variare degli angoli zen-

tale e azimutale, grazie alla versatilità della semplice montatura altazimutale su cui il rivelatore è installato.

Componenti rare: protoni ed elettroni

Sebbene i muoni rappresentino la componente più studiata dei raggi cosmici carichi a terra, questi non costituiscono tuttavia l'unica componente carica che giunge fino alle basse altitudini, come è stato mostrato nel capitolo 1. Le particelle cariche più abbondanti al livello del suolo, dopo il muone, sono il protone e l'elettrone. I flussi di queste componenti risultano tuttavia notevolmente ridotti, se confrontati con il flusso di muoni. Come si può dedurre dalla figura 1.5, in cui vengono confrontati i flussi integrali delle componenti atmosferiche principali per impulsi superiori ad $1 \text{ GeV}/c$ in funzione dell'altitudine, il flusso di protoni al livello del suolo è circa un fattore 100 più debole rispetto a quello dei muoni, mentre il fattore di soppressione aumenta quasi di un altro ordine di grandezza per gli elettroni. Per bassi valori dell'impulso, cioè al di sotto del GeV/c , si trova invece che il flusso di elettroni diviene confrontabile con quello dei muoni. Gli abbondanti flussi di elettroni di bassa energia a basse quote costituiscono lo stadio finale delle cascate elettromagnetiche, iniziate dal decadimento dei pioni neutri (π^0), che si sviluppano lungo tutta la profondità atmosferica e, in modo particolare, a basse altitudini, dove il gas atmosferico è più denso. La misura e l'analisi della componente elettronica risulta quindi difficilmente ricollegabile alle caratteristiche delle interazioni che avvengono alle altitudini in cui viene prodotta la maggior parte dei muoni e dei neutrini atmosferici.

Lo misura della componente protonica può invece rappresentare uno strumento importante, complementare alla misura dei muoni, per quanto riguarda la comprensione dello sviluppo degli sciami atmosferici, della composizione dei raggi cosmici primari e delle sezioni d'urto d'interazione nell'atmosfera. I protoni che penetrano nell'atmosfera terrestre sono infatti il residuo diretto delle interazioni dei raggi cosmici primari con i nuclei del gas atmosferico; il loro flusso in atmosfera dipende sensibilmente dalla composizione dei raggi cosmici primari, in termini di nuclei pesanti, e dalle sezioni d'urto nucleo-nucleo. Queste dipendenze risultano più marcate rispetto a quanto avviene per i muoni, essendo questi meno sensibili ai dettagli delle cascate nucleari che si sviluppano in atmosfera. L'informazione che dunque si può trarre dallo studio dei protoni, per la

calibrazione dei modelli di interazione e propagazione di particelle nel gas atmosferico, ha quindi un'importanza non trascurabile.

Vista la scarsità di misure esistenti relative ai flussi di protoni in atmosfera e la totale inesistenza di misure a vari angoli zenitali, le modifiche a cui è stato deciso di sottoporre l'apparato sperimentale originario, sono state delineate in modo da dotarlo delle caratteristiche necessarie ad effettuare anche la misura della componente protonica. Nei prossimi paragrafi vengono discusse le scelte fatte allo scopo di raggiungere questi risultati.

3.2 Necessità di uno sviluppo dell'apparato sperimentale

Le modifiche alla struttura originaria di ADAMO hanno seguito fino ad ora due linee principali, la prima nella direzione di un aumento dell'accettanza geometrica dello spettrometro, la seconda basata sull'idea di dotarlo di sottorivelatori in grado di garantire la discriminazione delle diverse famiglie di particelle nell'intervallo d'impulso accessibile.

In particolare, per quanto riguarda l'accettanza, si tenga presente che la prima misura del flusso di raggi cosmici effettuata con ADAMO, riassunta nei grafici delle figure 2.12 e 2.13, è stata ottenuta con una presa dati della durata complessiva di circa sei giorni. Il numero di eventi accumulato in quell'occasione è comunque tale che gli errori statistici risultano dominanti su quelli sistematici, soprattutto ad alti impulsi, dove i flussi sono più deboli. La modifica dell'accettanza dell'apparato è quindi di primaria importanza per raggiungere gli obiettivi prefissati. È necessario, a questo proposito, introdurre il concetto di “fattore geometrico”, una grandezza che caratterizza l'accettanza geometrica degli apparati di misura di flussi di particelle.

3.2.1 Stima dei flussi attesi: il fattore geometrico

L'idea di ampliare l'accettanza del rivelatore è nata grazie ad una peculiarità della struttura dei rivelatori al silicio. Come è stato mostrato nel paragrafo 2.1.1 l'unità base di rivelazione del sistema tracciante è costituita da due sensori di silicio. La struttura magnetica originaria consentiva tuttavia di sfruttarne uno soltanto per via delle ridotte dimensioni della cavità magnetica. La possibilità di sfruttare anche il secondo silicio, semplicemente ingrandendo la cavità magnetica fino ad ottenere una

sezione circa uguale alla superficie sensibile del *ladder*, ha reso attuabile la modifica dell'apparato senza uno sforzo enorme.

Non è difficile valutare quantitativamente il vantaggio che si ottiene da questa modifica per la misura dei flussi. È prima comunque necessario definire la grandezza che si vuole misurare. Lo studio dei flussi della radiazione cosmica viene usualmente affrontato misurando il cosiddetto “flusso differenziale” di particelle, definito dall'equazione 3.1

$$J(t, p, \theta, \phi) = \frac{dN}{dt dp d\omega dS_{\perp}} \quad (3.1)$$

in cui dN rappresenta il numero di particelle di impulso compreso fra p e $p + dp$ che attraversano una superficie dS_{\perp} , ortogonale alla direzione di moto (θ, ϕ) , nell'elemento di angolo solido $d\omega = \sin \theta d\theta d\phi$ e nell'intervallo di tempo dt . Il flusso differenziale rappresenta una grandezza che è indipendente dalle caratteristiche intrinseche dell'esperimento con cui viene misurata e consente quindi un confronto diretto tra misure ottenute con diversi apparati ed in diverse situazioni sperimentali. La quantità che chiaramente viene misurata da un esperimento, disinteressandoci per ora delle efficienze di rivelazione, è il numero di particelle N che attraversano la regione sensibile dell'apparato in un certo tempo di misura Δt , in un intervallo di impulso $\Delta p = p_2 - p_1$ definito e tenendo conto dello spazio Ω dei parametri geometrici $(S_{\perp}, \theta$ e $\phi)$ definito dall'accettanza dell'apparato. Si tratta cioè dell'integrale del flusso 3.1:

$$N(\Delta t, \Delta p) = \int J(t, p, \theta, \phi) dt dp d\omega dS_{\perp}$$

Assumendo in prima approssimazione che il flusso sia costante nel tempo e non dipenda dagli angoli di misura e dalla posizione di incidenza sulla superficie S_{\perp} , l'integrale può essere riscritto come

$$N(\Delta t, \Delta p) = \Delta t \int_{\Omega} d\omega dS_{\perp} \int_{p_1}^{p_2} J(p) dp$$

L'integrale in impulso può essere calcolato come prodotto dell'intervallo di integrazione Δp e del flusso $J(p)$ valutato per un opportuno valore \bar{p} interno all'intervallo. L'e-

quazione può quindi essere scritta come

$$N(\Delta t, \Delta p) = \left[\int_{\Omega} d\omega dS_{\perp} \right] J(\bar{p}) \Delta t \Delta p = G_F J(\bar{p}) \Delta t \Delta p \quad (3.2)$$

in cui si è definito il fattore geometrico G_F come

$$G_F = \int_{\Omega} d\omega dS_{\perp} \quad (3.3)$$

Fissato l'intervallo di tempo di misura e l'intervallo di impulso di osservazione, il numero di particelle che attraversano l'apparato sperimentale risulta proporzionale al flusso differenziale incidente e la costante di proporzionalità, il fattore geometrico G_F , dipende esclusivamente dalla geometria dell'apparato. In realtà tutto ciò è corretto solo se si assume che l'accettanza del rivelatore sia la stessa indipendentemente dall'impulso delle particelle. Nel caso degli spettrometri magnetici questa condizione è soddisfatta solo per particelle di impulso sufficientemente grande, la cui traiettoria non viene sensibilmente curvata dal campo magnetico. Al diminuire dell'impulso la curvatura diviene via via più importante, fino a che, per impulso inferiore di un valore caratteristico, tutte le particelle vengono deflesse al di fuori della geometria dell'apparato. Questo significa che il fattore geometrico di ADAMO ha un andamento approssimativamente costante nel limite di alti impulsi e decresce al diminuire dell'impulso fino ad annullarsi al di sotto di un valore caratteristico dell'apparato di misura. L'equazione 3.2 deve dunque essere riscritta introducendo la dipendenza del fattore geometrico dall'impulso:

$$N(\Delta t, \Delta p) = \Delta t \int_{p_1}^{p_2} G_F(p) J(p) dp = G_F(\bar{p}) J(\bar{p}) \Delta t \Delta p \quad (3.4)$$

Nella tabella 3.1 sono riportate le stime della frequenza di eventi di muoni attesi dopo l'ampliamento della cavità descritto all'inizio del paragrafo, confrontati con le previsioni per la struttura originaria. Le stime sono state ricavate integrando numericamente l'equazione 3.4 con la funzione $G_F(p)$ che si ottiene per la nuova configurazione, il cui calcolo è descritto nel paragrafo 4.3. La funzione $J(p)$ utilizzata nel calcolo ha la forma seguente:

$$J(p) = A \cdot [p + B]^{-\alpha} \cdot p^{\alpha-\gamma} \quad (3.5)$$

Eventi di muoni attesi in 24 h			
P_{inf} GeV/ c	P_{sup} GeV/ c	ADAMO I	ADAMO II
0.049	0.098	4.8	41.7
0.098	0.195	20.8	136.9
0.195	0.39	52.4	336.1
0.39	0.78	104.6	672.5
0.78	1.56	162.9	1049.2
1.56	3.13	183.2	1182.0
3.13	6.25	142.6	920.6
6.25	12.5	78.6	507.4
12.5	25.0	33.1	213.8
25.0	50.0	11.7	75.5
50.0	100.	3.7	24.0
100.	200.	1.1	7.2

Tabella 3.1: Numero di eventi attesi nell'accettanza di ADAMO in un giorno di presa dati, suddivisi nei loro intervalli di impulso. I dati per la configurazione originaria del rivelatore (ADAMO I) sono confrontati con i dati attesi per la configurazione attuale (ADAMO II).

dove A , B , α , e β sono parametri adimensionali, p è l'impulso espresso in GeV/ c e $J(p)$ è il flusso espresso in $(\text{m}^2 \text{ s sr GeV}/c)^{-1}$. I valori dei parametri che vi compaiono, riportati nella tabella 3.2, sono stati determinati [43] interpolando i dati sperimentali sul flusso di muoni misurato ad un'altitudine di 600 m dall'esperimento MASS89 [30] della collaborazione WiZard (figura 3.1). Nella nuova configurazione, il numero

Interpolazione del flusso dei muoni	
Parametro	Valore
A	1487 ± 19
B	2.49 ± 0.04
α	3.259 ± 0.022
γ	2.823 ± 0.016

Tabella 3.2: Parametri adimensionali della funzione utilizzata per parametrizzare il flusso di muoni a terra, stimati in base all'interpolazione dei dati ottenuti dall'esperimento MASS89 [30].

medio di eventi di muoni attesi nell'accettanza del rivelatore, con impulso compreso

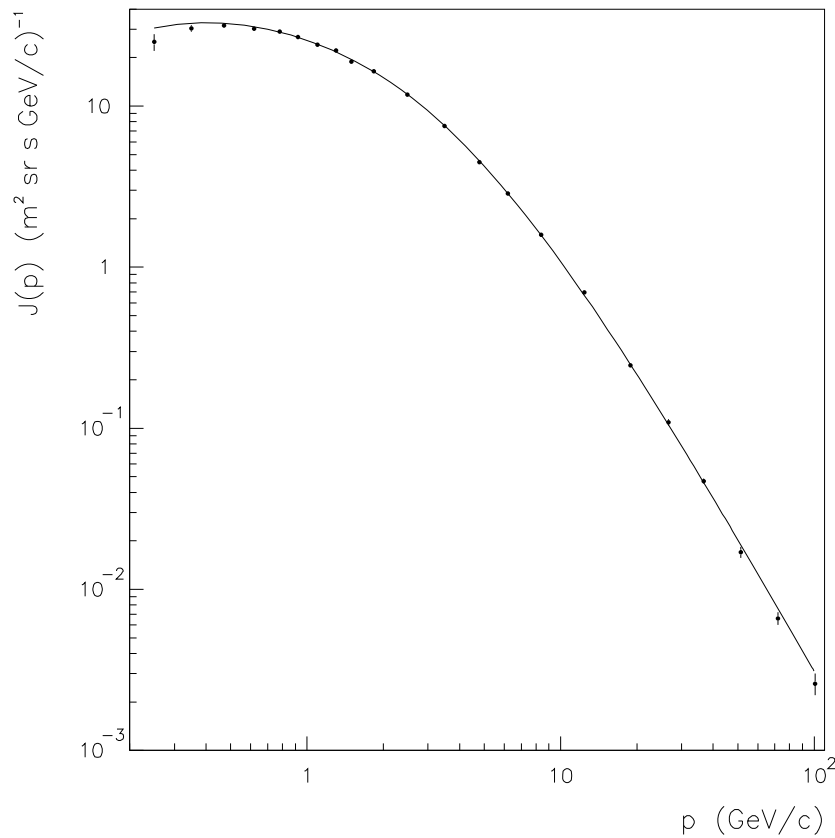


Figura 3.1: Flusso di muoni misurato dall'esperimento MASS89 [30] ad un'altitudine di 600 m, interpolato con la funzione 3.5.

tra $49 \text{ MeV}/c$ e $200 \text{ GeV}/c$, in un giorno di presa dati, è circa 5167 (contro gli 800 eventi attesi per la configurazione originaria). Questo permette di ottenere una prefissata statistica di eventi in tempi di acquisizione dati $6 \div 7$ volte più bassi rispetto alla configurazione originaria.

Una stima grossolana del numero di protoni attesi nella nuova accettazione può essere valutata osservando che il flusso di protoni (figura 1.9) è dell'ordine del 3.5% rispetto al flusso totale di muoni (3.1), per impulsi dell'ordine di $1 \text{ GeV}/c$, e scende allo 0.5% a $10 \text{ GeV}/c$ [14]. Considerando gli intervalli della tabella 3.1 con impulso compreso tra $96 \text{ MeV}/c$ e $1.56 \text{ GeV}/c$ ed assumendo $p/\mu^\pm \simeq 0.035$ si trova che il numero di protoni attesi nella nuova accettazione del rivelatore è circa 77, contro i 12 della vecchia configurazione. Per avere una statistica di almeno 1000 eventi di protoni in questo intervallo di impulso occorrono quindi circa 13 giorni.

3.2.2 Discriminazione della componente protonica con un sistema di misura del tempo di volo

Oltre alla modifica del sistema magnetico per aumentare l'accettanza geometrica complessiva di ADAMO, l'altra questione sollevata all'inizio di questo capitolo riguarda la discriminazione delle famiglie di particelle.

L'uso del solo spettrometro magnetico, come avvenuto durante la fase I dell'esperimento, non permette infatti di distinguere i vari tipi di particella che attraversano l'apparato. Il moto di una particella carica in un campo magnetico è determinato (equazione 2.1) dalla deflessione della particella, cioè dal rapporto tra la sua carica e l'impulso. Anche supponendo di avere a che fare esclusivamente con particelle di carica nota ± 1 (in unità e), come nel caso di muoni, protoni ed elettroni, l'informazione sull'impulso non è sufficiente a determinare il tipo di particella rivelata. Il vettore impulso, $\vec{p} = m \gamma \vec{v}$, è infatti il prodotto della massa m della particella e di una quantità, $\gamma \vec{v} = (1 - v^2/c^2)^{-\frac{1}{2}} \vec{v}$, dipendente dalla sua velocità, \vec{v} . Esistono quindi infinite combinazioni di questi due parametri fisici corrispondenti ad uno stesso impulso. L'informazione dello spettrometro risulta quindi insufficiente per determinare la massa della particella (e quindi la sua famiglia di appartenenza) e necessita perciò dell'informazione complementare di rivelatori indipendenti.

I metodi utilizzati per discriminare le diverse famiglie di particelle dipendono dall'intervallo di energia considerato. Comunemente, per la discriminazione di particelle di bassa energia, la fisica dei raggi cosmici si avvale dei sistemi di misura dei tempi di volo (*Time Of Flight*, TOF), che permettono di risalire alla velocità della particella rivelata misurando il tempo impiegato a percorrere distanze note. Combinando quest'informazione con quella dello spettrometro si ha così una misura della massa della particella. Le prestazioni temporali caratteristiche dei sistemi di TOF consentono di spingere il loro uso fino a qualche GeV/ c .

La discriminazione fino ad impulsi dell'ordine di 1 GeV/ c dei deboli flussi di protoni dai più abbondanti flussi di muoni ed elettroni può quindi essere effettuata con un TOF. Questo dispositivo è generalmente costituito da due rivelatori a scintillazione posti ad una distanza d l'uno dall'altro. Per dare una stima dell'intervallo di impulso nel quale un sistema di questo tipo riesce a discriminare protoni da muoni, con riferimento ai flussi sperimentali dei raggi cosmici, consideriamo per semplicità particelle che seguano

traiettorie rettilinee ortogonali alla superficie degli scintillatori. La relazione relativistica che lega il tempo di percorrenza t_d della distanza d , alla massa m e all'impulso p della particella è

$$t_d = \frac{d}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{m c^2}{c p} \right)^2} \quad (3.6)$$

A parità di impulso, due particelle di massa diversa percorrono la distanza d in tempi diversi e, in particolare, la particella di massa maggiore impiega un tempo maggiore rispetto all'altra. È inoltre evidente dall'equazione 3.6 che nel limite ultrarelativistico, cioè per $p \rightarrow \infty$, la differenza di tempi di percorrenza tende ad annullarsi, dato che nell'equazione scompare la dipendenza da m e p . Esiste quindi un limite massimo all'intervallo di impulso per cui l'informazione del TOF risulta utile, e questo limite dipende dalla risoluzione temporale del sistema a disposizione, dalla distanza d tra gli scintillatori e della sensibilità richiesta in termini di discriminazione. Quest'ultima affermazione risulta molto importante nel caso in cui si voglia discriminare una componente rara rispetto ad una dominante, in quanto la contaminazione del campione di eventi "buoni" risulta tanto più grande quanto più abbondante è la componente contaminante. Supponiamo infatti di aver misurato il tempo di volo per un campione contenente due diverse famiglie di particelle, di cui una dominante, con lo stesso impulso. Riferendosi alla figura 3.2 siano A e B i numeri complessivi di eventi relativi ai due tipi di particella ($A \rightarrow$ protoni e $B \rightarrow$ muoni). Siano a e b gli eventi selezionati dal taglio $t > t_{CUT}$ sul tempo di volo, rappresentato dalla linea tratteggiata verticale tra le due distribuzioni. Si definiscono le quantità "efficienza" (ϵ) e "contaminazione" (c) della selezione come i rapporti

$$\epsilon = \frac{a}{A} \quad c = \frac{b}{B} \quad (3.7)$$

che rappresentano le probabilità di selezionare eventi di A e di B . Fissata l'efficienza sulla selezione degli eventi buoni che si vuole ottenere, il problema principale è quello di mantenere al di sotto di un livello opportuno ξ il rapporto b/a , cioè la frazione degli eventi contaminanti rispetto a quelli buoni. Dalle due definizioni 3.7 si osserva che questo rapporto può essere scritto come

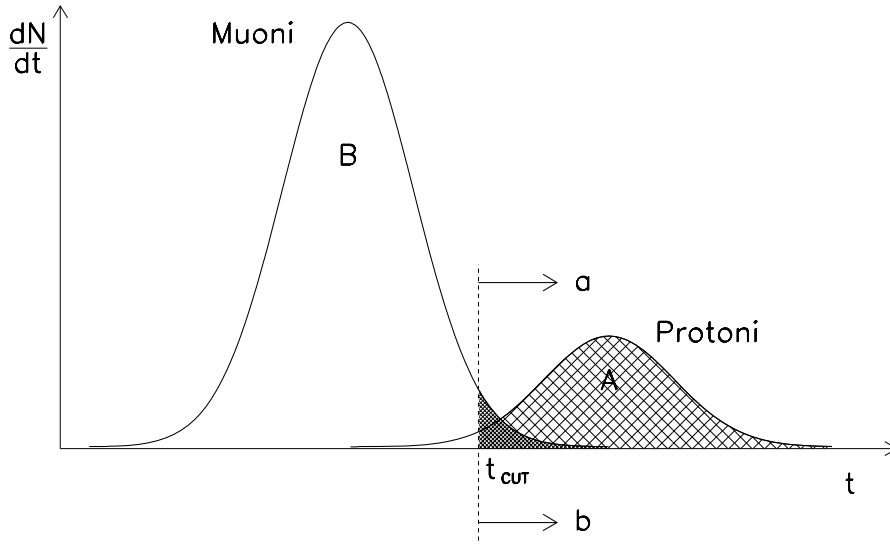


Figura 3.2: Studio della contaminazione di muoni nella selezione di un campione di protoni. A e B sono i numeri di conteggi totali per le due particelle, supposte di uguale impulso. I conteggi sono riportati in funzione del tempo di volo ricostruito e la selezione del campione di protoni è indicata dalla linea tratteggiata verticale, che definisce un taglio sul tempo di volo. Nel testo ci si riferisce ai sottoinsiemi selezionati di A e B , riportati nel grafico con diverse ombreggiature, come ad a e b .

$$\frac{b}{a} = \frac{c}{\epsilon} \frac{B}{A}$$

La richiesta $b/a < \xi$ porta quindi alla condizione

$$\frac{c}{\epsilon} \frac{B}{A} < \xi \quad \longrightarrow \quad c < \xi \frac{A}{B} \epsilon$$

Consideriamo adesso la situazione particolare in cui ci si viene a trovare nella misura dei flussi di protoni a terra e supponiamo di voler selezionare un campione a di protoni in cui la contaminazione di muoni sia un fattore 10 più bassa, $\xi = 0.1$. Considerando i deboli flussi di queste particelle e l'accettanza relativamente piccola del rivelatore, occorre definire delle selezioni che rigettino il minor numero possibile di eventi dovuti a protoni. Questo significa che dovrà essere richiesta un'efficienza prossima a 1. Poiché il rapporto tra protoni (A) e muoni (B) nei raggi cosmici al livello del suolo è dell'ordine di 10^{-2} , questo implica che la richiesta sarà soddisfatta se $c < 10^{-3}$; occorre cioè che il

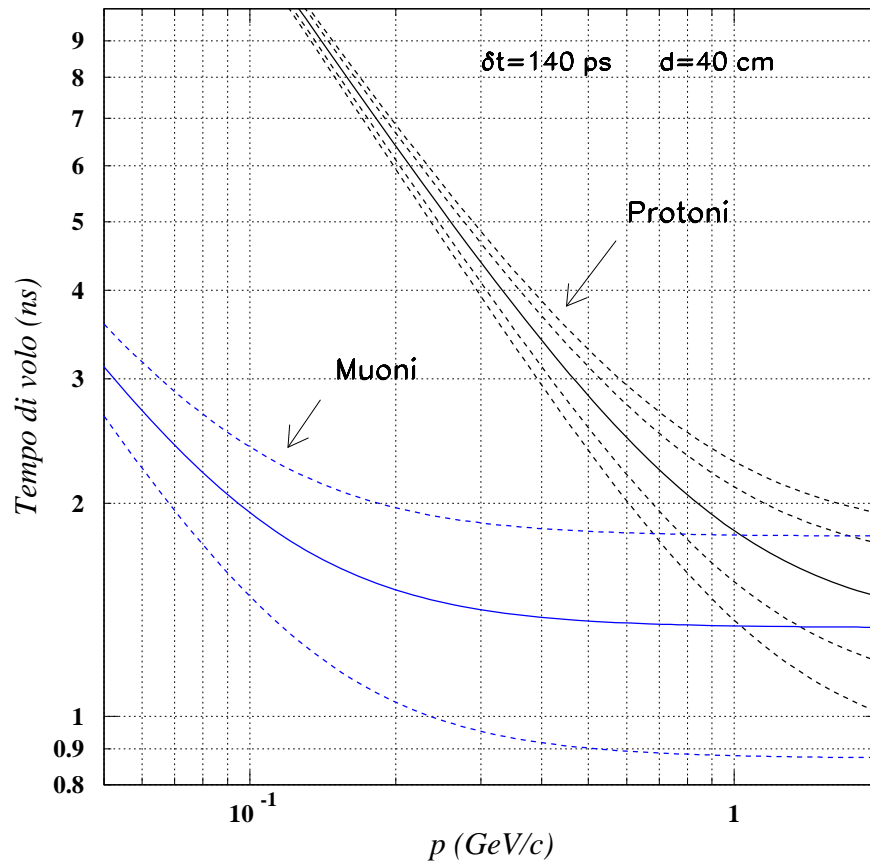


Figura 3.3: Dipendenza del tempo di volo dall'impulso per protoni e muoni, considerando una distanza percorsa pari a 40 cm. In entrambi i casi sono evidenziate con linee tratteggiate le bande comprese entro 3.3 deviazioni standard dai valori medi, considerando come deviazione standard la una risoluzione temporale dello strumento pari a 140 ps. Per i protoni è inoltre riportata la banda a 2 deviazioni standard (linee tratteggiate più interne).

taglio sul tempo di volo selezioni al massimo l'1‰ del campione di muoni. Supponendo che i tempi di volo misurati siano distribuiti gaussianamente con una larghezza pari alla risoluzione temporale δt attorno al valore medio, questo vuol dire considerare un taglio che escluda la regione compresa entro circa 3.3 deviazioni standard rispetto al valore medio della distribuzione dei muoni. Nella figura 3.3 è riportato l'andamento del tempo di volo t_d per protoni e muoni in funzione dell'impulso, eq. 3.6, con $d = 40$ cm. Le linee tratteggiate rappresentano gli estremi posti a 3.3 deviazioni standard da t_d , avendo assunto come deviazione standard la risoluzione temporale del TOF, supposta pari a $\delta t = 140$ ps. Il sistema di misura dei tempi di volo, così concepito, consente

quindi, per quanto riguarda i raggi cosmici a terra, la discriminazione di protoni da muoni fino a circa $0.7 \text{ GeV}/c$ con una frazione di muoni inferiore a 0.1 e con un'efficienza di selezione pari a circa il 99.9%.

Sebbene la condizione sull'efficienza di selezione possa essere in parte rilasciata, si trova che il limite di impulso fino a cui è possibile spingersi con il TOF resta comunque dell'ordine di $1 \text{ GeV}/c$, molto più basso del limite superiore di impulso misurabile con lo spettrometro (oltre $100 \text{ GeV}/c$). La discriminazione delle famiglie di particelle su tutto l'intervallo di impulso di misura di ADAMO richiede perciò l'introduzione di ulteriori sottorivelatori, basati su principi di misura diversi da quello dei tempi di volo.

3.3 Sviluppi futuri

L'estensione dell'intervallo di discriminazione delle famiglie di particelle, rispetto a quello determinato dal TOF, è attualmente in una fase preliminare di studio. Come è mostrato nel capitolo 4, il sistema definitivo per la misura dei tempi di volo deve infatti ancora essere ultimato. La progettazione di ulteriori rivelatori richiede una conoscenza approfondita delle prestazioni del TOF, in modo da garantire che i nuovi apparati risultino ad esso complementari.

Per estendere le capacità di discriminazione per impulsi superiori ad $1 \text{ GeV}/c$ è stato previsto l'uso di un rivelatore ad effetto Čerenkov a soglia [50]. I rivelatori ad effetto Čerenkov danno la possibilità di estendere le prestazioni discriminanti fino ad alcune decine di GeV/c , a seconda del tipo e della quantità di materiale utilizzato per l'emissione della luce Čerenkov. Il loro funzionamento si basa sulla rivelazione con fotomoltiplicatori della luce prodotta in conseguenza del passaggio di particelle cariche relativistiche in un mezzo trasparente, il cosiddetto *radiatore*. La produzione di questa luce, chiamata luce Čerenkov, è un effetto di tipo elettromagnetico che presenta la particolarità di essere vincolato ad una soglia di produzione sulla velocità della particella. La condizione per avere emissione Čerenkov è esprimibile come

$$\beta > \frac{1}{n} \longrightarrow v > v_{th} = \frac{c}{n} = c'$$

dove $v = \beta c$ è la velocità della particella, v_{th} la velocità di soglia, n l'indice di rifrazione del radiatore e c e c' le velocità della luce nel vuoto e nel mezzo radiatore. La pro-

duzione di luce può avvenire quindi soltanto se la velocità della particella supera la velocità della luce nel radiatore. Questo definisce un impulso di soglia che dipende linearmente dalla massa della particella

$$p_{th} = \frac{m c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.8)$$

Supponendo che il TOF riesca a discriminare protoni da muoni fino ad un impulso di circa $0.7 \text{ GeV}/c$, occorre utilizzare un radiatore il cui indice di rifrazione determini un impulso di soglia di quest'ordine. Il materiale che forse meglio si presta a questo scopo è l'aerogel, un polimero di aspetto simile ad una schiuma rigida quasi trasparente, costituito da biossido di silicio e acqua in proporzione 1:2 [51]. L'indice di rifrazione con cui questo materiale viene prodotto va da circa 1.005 a oltre 1.1 [52].

Un valore di soglia opportuno può essere ottenuto utilizzando un indice di rifrazione $n = 1.014$. In questo caso si trova che le soglie per muoni e protoni valgono

$$p_{th}^{\mu} = 630 \text{ MeV}/c \quad p_{th}^p = 5.6 \text{ GeV}/c$$

Un sistema di questo tipo permetterebbe di discriminare i muoni dai protoni nell'intervallo di impulso compreso tra queste due soglie, intervallo che si sovrappone in parte a quello di funzionamento del TOF.

Oltre all'intervallo di impulso utile per la discriminazione, per la realizzazione di un simile apparato occorre valutare la quantità di fotoni prodotta in media nell'attraversamento di uno spessore di radiatore, rappresentato dall'integrale dello spettro differenziale di emissione Čerenkov definito dall'equazione

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2 \pi \alpha z^2}{\lambda^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right] \quad (3.9)$$

dove N è il numero di fotoni prodotti, λ la lunghezza d'onda, x lo spessore di radiatore attraversato, $\alpha = 1/137$ la costante di struttura fine, β e z la velocità della particella e la sua carica in unità di carica elettronica e n l'indice di rifrazione del radiatore. Per dare una stima del numero di fotoni che possono essere raccolti si è considerato un

tipo di fotomoltiplicatore comunemente diffuso, il Photonis XP 2262 B, sensibile alle lunghezze d'onda tra circa 350 nm e 550 nm e un radiatore di aerogel.

Trascurando la dipendenza dell'indice di rifrazione dalla lunghezza d'onda e considerando uno spessore complessivo di aerogel $L=8$ cm, si trova che il numero medio di fotoni Čerenkov utili è dell'ordine del centinaio. Il numero di fotoni che vengono raccolti e convertiti in fotoelettroni nei fotocatodi è tuttavia molto più basso, a causa dell'autoassorbimento nel materiale e della bassa efficienza quantica dei fotocatodi stessi. Poiché il potere discriminante del sistema è limitato dalle fluttuazioni poissoniane nel numero di fotoni utili prodotti nel materiale, raccolti e convertiti in fotoelettroni, è necessaria una particolare attenzione nella realizzazione di un sistema ad alta efficienza di raccolta dei fotoni e l'uso di un radiatore con un basso coefficiente di autoassorbimento.

Occorre inoltre tenere presente che il numero di fotoni stimato in precedenza è il numero di fotoni prodotti da particelle ultrarelativistiche ($\beta \simeq 1$). In realtà per particelle di impulso generico, superiore all'impulso di soglia, viene prodotta una frazione di questo numero di fotoni che può essere espressa come

$$\frac{\beta^2 n^2 - 1}{\beta^2 (n^2 - 1)}$$

Con un indice di rifrazione $n=1.014$ e per muoni di impulso $p=700$ MeV/ c si trova che viene prodotto circa il 20% del numero massimo di fotoni. Si ha quindi a che fare con non più di qualche decina di fotoni.

Nella figura 3.4 è mostrato uno schema della struttura prevista di ADAMO in cui sono visibili il tracciatore, il TOF, costituito inizialmente da due scintillatori (S_2 e S_3) e successivamente da tre (con l'aggiunta di S_1), e il Čerenkov. La camera di riflessione costituisce la regione spaziale in cui i fotoni prodotti nel radiatore vengono intrappolati, mediante una lavorazione delle pareti interne alla camera con materiali riflettenti o diffusori, e raccolti da fotomoltiplicatori che vi si affacciano mediante delle apposite finestre. La copertura dell'accettanza dello spettrometro con un radiatore di spessore $L=8$ cm richiede un volume complessivo di aerogel di circa $(20 \times 40 \times 8)$ cm³, corrispondenti a circa 6 litri di materiale.

I futuri ulteriori sviluppi del rivelatore sono volti ad estendere fino ad alcune decine di GeV/ c l'intervallo per la discriminazione di protoni da muoni e ad effettuare una discriminazione anche per la componente elettronica. In questo senso, oltre alla simu-

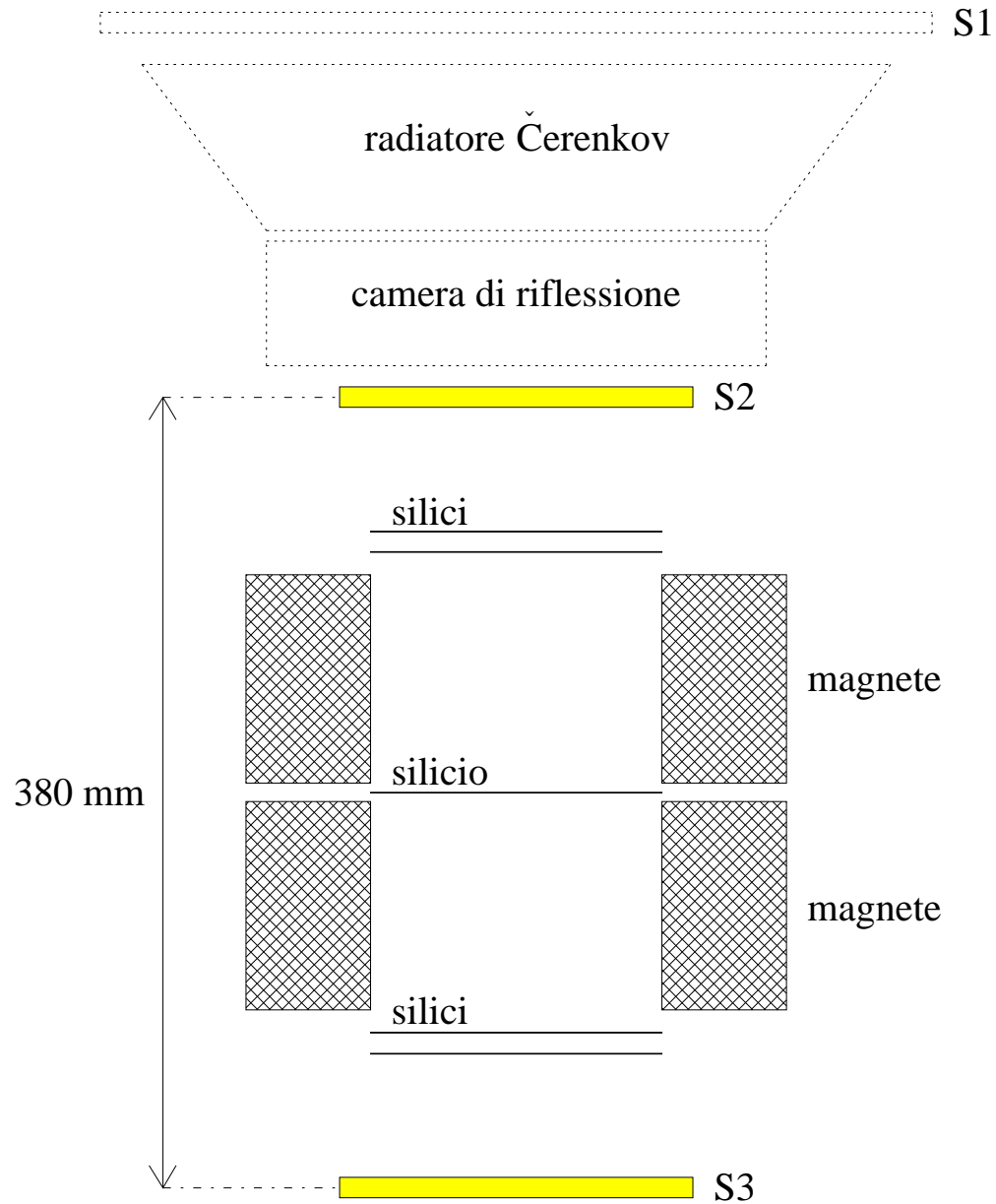


Figura 3.4: Sezione schematica del progetto del rivelatore ADAMO nella fase II. Sono rappresentati il sistema magnetico, il sistema tracciate (costituito da cinque piani di rivelatori al silicio), il TOF (scintillatori S_1 , S_2 e S_3) ed il Čerenkov. Le parti tratteggiate sono ancora in fase di studio. Il normale utilizzo dell'apparato prevede che le particelle entrino nel rivelatore provenienti da S_1 , anche se il TOF può essere utilizzato per determinarne il verso di provenienza.

lazione del sistema dei tempi di volo e del Čerenkov ad aerogel, è stata effettuata una simulazione di un rivelatore Čerenkov ad aria compressa e di un calorimetro elettromagnetico a cristalli di ioduro di sodio e BGO. La descrizione dei vari sottosistemi ed un loro studio preliminare sono presentati in [53].

Capitolo 4

L'apparato sperimentale nella fase II

In questo capitolo viene descritta l'attuale configurazione del rivelatore ADAMO, dopo le modifiche apportate a partire dalla fine del 2002. I motivi che hanno portato dalla fase I alla fase II, cioè dalla struttura originaria a quella descritta nei prossimi paragrafi, sono stati discussi nel capitolo 3. Nei paragrafi 4.1 e 4.2 viene descritto il nuovo spettrometro magnetico. Nei paragrafi 4.3 e 4.4 vengono mostrati i risultati di uno studio preliminare del fattore geometrico e della risoluzione d'impulso dello spettrometro. Nel paragrafo 4.5 è analizzato in dettaglio il sistema di misura dei tempi di volo; nel paragrafo successivo vengono infine presentate le relazioni che ne definiscono l'uso.

4.1 La nuova struttura magnetica

Le caratteristiche generali del sistema magnetico sono descritte nel paragrafo 2.1.1, cioè laddove è stato mostrato lo spettrometro nella sua configurazione originaria. In questa sezione verranno mostrate soltanto le modifiche alla struttura, determinate dall'esigenza di avere un'accettanza geometrica sufficiente per misurare i flussi di raggi cosmici a terra in tempi dell'ordine di pochi giorni. Va detto innanzitutto che la scelta della nuova configurazione dei magneti è strettamente legata sia alle possibilità definite dalla struttura dei rivelatori al silicio, sia alla necessità di non ridurre eccessivamente l'intensità del campo magnetico. La vecchia struttura era progettata per realizzare una cavità magnetica di sezione $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$, utile per sfruttare un solo sensore di silicio di ciascun *ladder* utilizzato. In questa situazione il campo magnetico nel centro della cavità era di circa 0.55 T. La lista dei sottoblocchi di magneti permanente usati per il

magnete originario è riportata nella tabella 4.1.

Materiale magnetico (spessore: 10 cm)	
n° unità	sezione
4	6 cm×6 cm
4	6 cm×18 cm

Tabella 4.1: Blocchi di materiale magnetizzato utilizzati per il sistema magnetico di ADAMO.

Prima della modifica definitiva del sistema è stata effettuata un'analisi di varie configurazioni ottenibili con i sottoblocchi a disposizione. Le principali configurazioni prese in considerazione sono riportate nella figura 4.1. Come si può vedere è stata valutata anche la possibilità di usare tutti i sottoblocchi per realizzare una struttura costituita da un singolo blocco magnetico con cavità profonda 10 cm (configurazioni 1, 2, 4). In particolare, la configurazione 1 consiste nella separazione dei due blocchi principali del magnete originario e comporta la realizzazione di due spettrometri separati. Nonostante la grande accettazione che risulterebbe da queste nuove disposizioni, si è comunque deciso di mantenere una configurazione simile a quella originaria, con due blocchi principali separati da un *gap* di 9 mm, ma con una cavità tale da garantire l'uso di entrambi i sensori al silicio dei *ladder* (configurazione 7). Questa scelta permette di avere un campo magnetico sufficiente per gli scopi del rivelatore e un'accettazione quasi sette volte maggiore rispetto alla struttura relativa alla fase I. Il campo nel centro della cavità è di poco inferiore a 0.4 T, valore che rappresenta il campo medio sul volume della cavità. La nuova disposizione dei blocchi magnetici è schematizzata nella figura 4.2. La sezione della nuova cavità, 6 cm×14 cm, è adesso leggermente più ampia della sezione complessiva dei due sensori di silicio di un *ladder*, 5.33 cm×14 cm.

Naturalmente l'ampliamento della cavità magnetica determina un fattore geometrico più elevato, come mostrato nel paragrafo 4.3. L'inconveniente che ne consegue riguarda l'intensità del campo magnetico nel volume utile del rivelatore. L'intervallo di impulso di funzionamento dello spettrometro è strettamente legato sia alla risoluzione spaziale del sistema tracciante, sia all'intensità del campo magnetico che determina la curvatura delle traiettorie. Più il campo magnetico è intenso, più si riesce a spingersi verso alti valori di impulso.

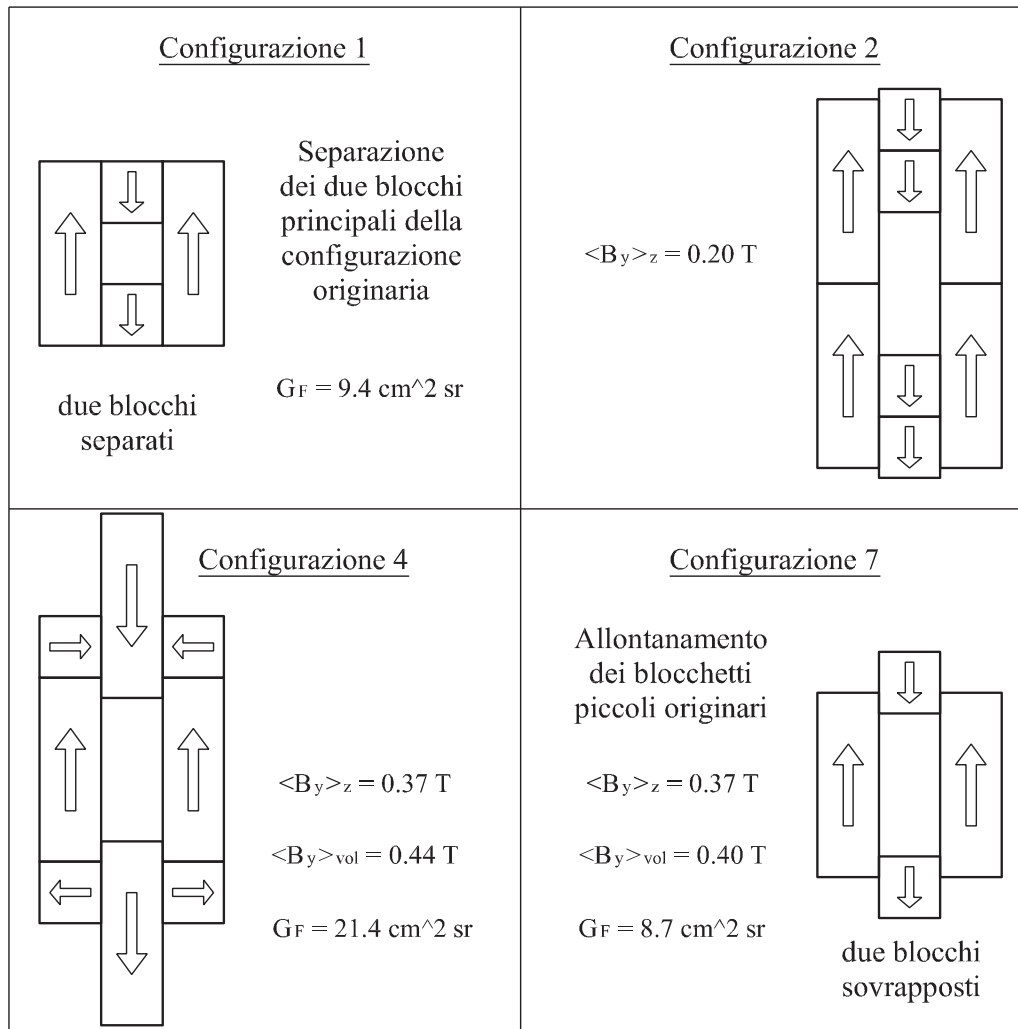


Figura 4.1: Alcune delle configurazioni del sistema magnetico prese in esame per la realizzazione del magnete permanente di ADAMO (fase II). La numerazione corrisponde all'ordine con cui le varie configurazioni sono state studiate. Per quanto riguarda la configurazione 1, si tratta dell'ipotesi di separare i due blocchi principali dell'assemblaggio originario del magnete permanente, in modo da avere la possibilità di realizzare due spettrometri separati, aumentando l'accettanza. Sia questa ipotesi che quelle rappresentate dalle configurazioni 2 e 4 sono state scartate perché non permettono la disposizione di rivelatori traccianti all'interno della zona ad alto campo magnetico, ma solo al suo esterno. Si è preferito invece adottare la configurazione 7, diversa da quella originaria solo per l'allontanamento dei blocchetti più piccoli rispetto al centro della cavità. Questa configurazione ha di per sé un'accettanza circa $8 \div 9$ volte maggiore di quella originaria (senza considerare gli altri sistemi che compongono il rivelatore complessivo) e dà comunque la possibilità di inserire un rivelatore tracciante al centro del sistema magnetico.

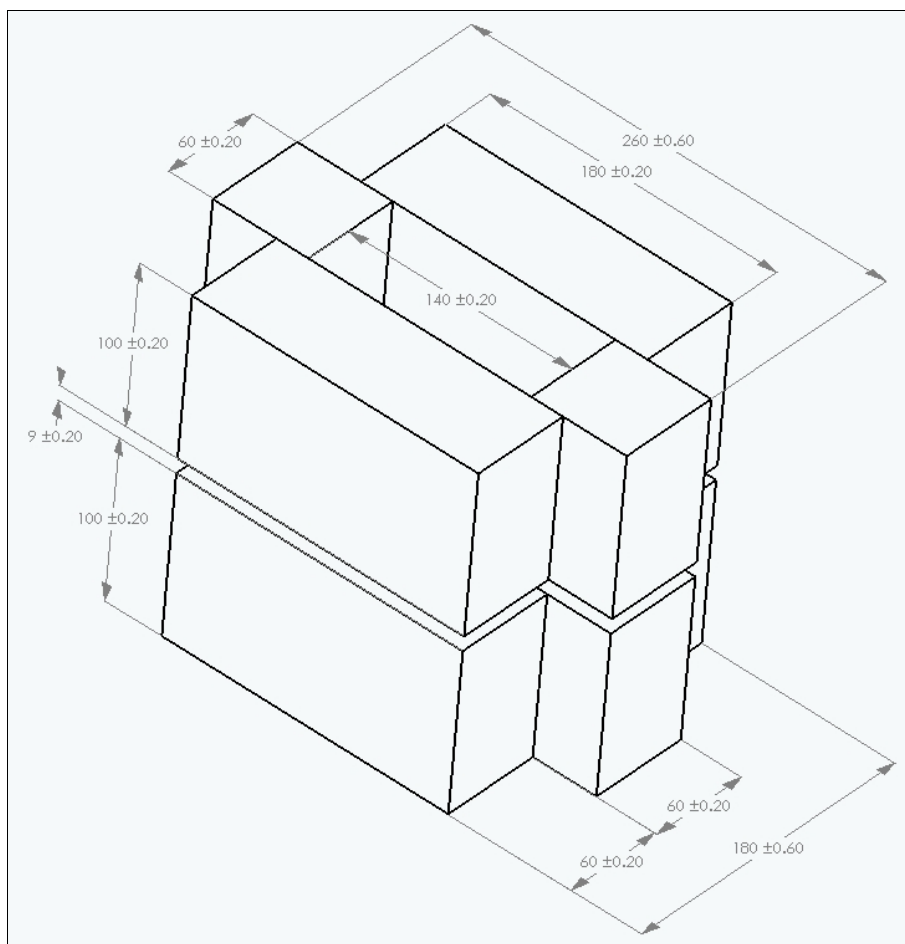


Figura 4.2: Nuova disposizione dei blocchi magnetici. Le dimensioni della cavità magnetica passano da $(6 \times 6 \times 10) \text{ cm}^3$ a $(6 \times 14 \times 10) \text{ cm}^3$.

Come abbiamo visto, con la configurazione originale dello spettrometro si aveva una MDR pari a circa $650 \text{ GV}/c$. Nel paragrafo 4.4 viene presentato uno studio delle prestazioni nella nuova configurazione dal quale si può constatare che la nuova MDR è di circa $260 \text{ GV}/c$. Tra breve tempo è prevista una modifica ulteriore della struttura magnetica. Ciascuno dei due blocchi principali verrà completato con quattro nuovi blocchetti delle dimensioni di $60 \times 40 \times 100 \text{ mm}^3$, disposti in modo da realizzare la struttura definitiva

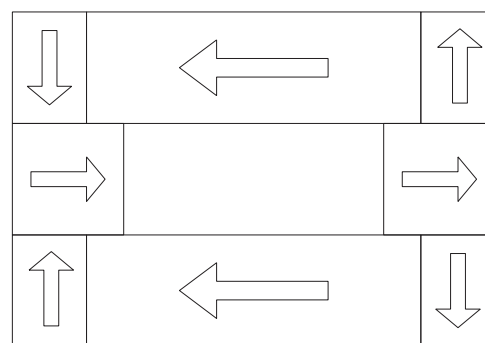


Figura 4.3: Configurazione futura.

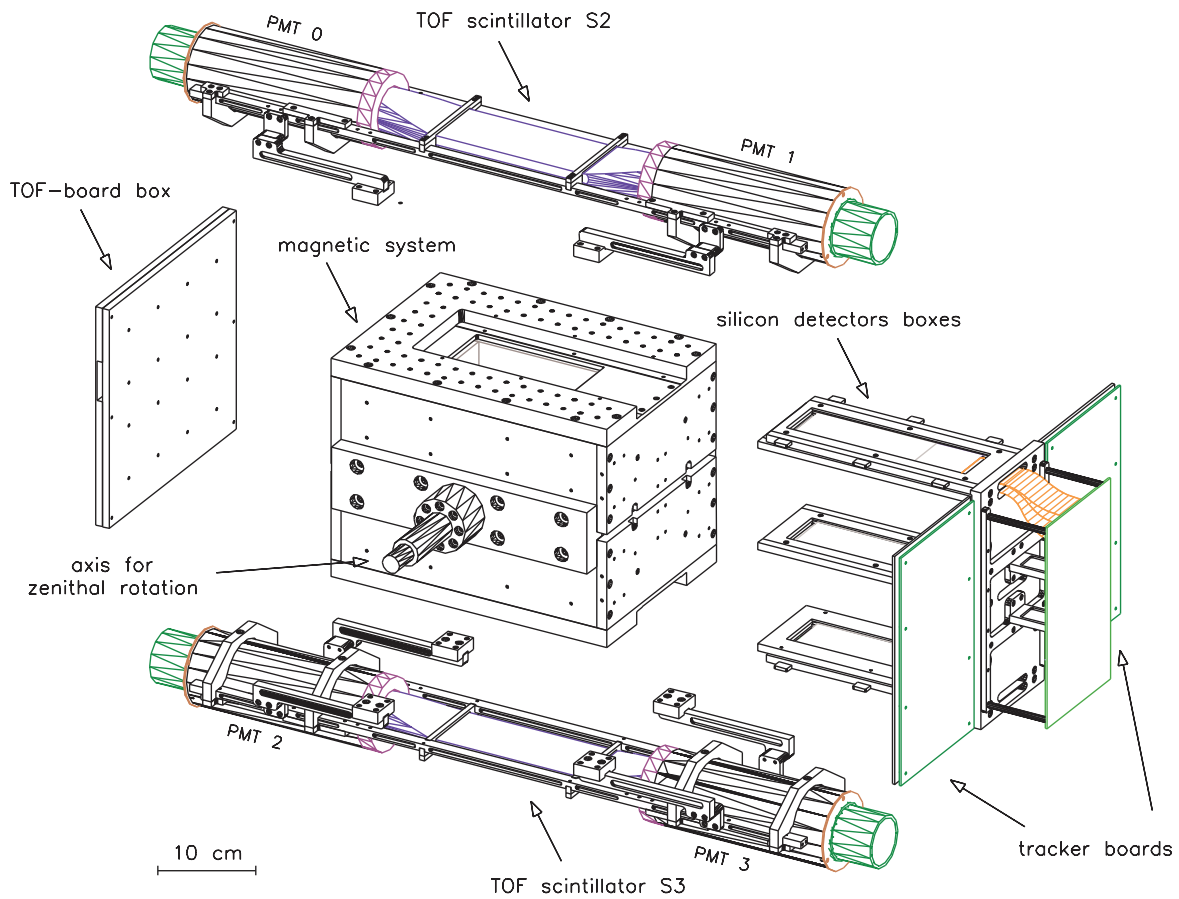


Figura 4.4: Progetto delle parti meccaniche del rivelatore. Il volume al centro è il sistema magnetico, la cui meccanica esterna è realizzata in modo da consentire il fissaggio del sistema tracciante, altri sottorivelatori e schede di elettronica relative.

la cui sezione è mostrata nella figura 4.3.

4.1.1 Struttura meccanica di assemblaggio

La modifica del sistema magnetico ha imposto la realizzazione di un'apposita meccanica di assemblaggio. Nella figura 4.4 è mostrato il progetto di questa meccanica insieme alle altre componenti che attualmente costituiscono il rivelatore nella sua totalità, e che vengono descritte nel resto del capitolo. Rispetto alla meccanica originaria si è cercato di snellire le parti più spesse, che raggiungevano anche 5 cm di spessore, e di rendere la struttura più versatile. In questa ottica le pareti frontale e laterale sono state lavorate in modo da prevedere il fissaggio del sistema tracciante e di alcune schede elettroniche, come verrà mostrato successivamente. Le pareti laterali sono invece utilizzate

per il bloccaggio delle due parti magnetiche principali e per la realizzazione dei supporti cilindrici che definiscono l'asse di rotazione zenitale del rivelatore. Sulle piastre superiore e inferiore sono state realizzate due griglie di forature per rendere possibile il fissaggio di ulteriori sotorivelatori (TOF, Cherenkov, ecc). Due ampie lavorazioni consentono il posizionamento dei rivelatori al silicio vicino alle estremità della cavità. Nella situazione attuale il fissaggio del sistema tracciante sul magnete segue la filosofia utilizzata originariamente, descritta nella figura 2.11. La lavorazione della nuova meccanica del sistema magnetico consente tuttavia l'eventuale futuro fissaggio dei *ladder* direttamente sul sistema magnetico. Questa possibilità è stata presa in considerazione in quanto il metodo di fissaggio utilizzato sinora è molto delicato ed è determinato dalla necessità di poter estrarre rigidamente i *ladder* dal magnete per poter acquisire tracce di raggi cosmici non deflessi dal campo magnetico e determinare i parametri di disallineamento dei rivelatori. In futuro si prevede invece di fissare definitivamente i rivelatori traccianti al sistema magnetico e di effettuare l'allineamento in una fase di test su fascio di particelle presso il CERN. Questo elimina senz'altro l'inconveniente di dover operare sul sistema tracciante introducendo disallineamenti che possono essere verificati soltanto rieseguendo un allineamento alla fine delle misure vere e proprie. Sorge tuttavia la scomoda necessità di effettuare l'allineamento esclusivamente con fasci di particelle di impulso noto, non potendo sfruttare i flussi naturali di raggi cosmici.

4.1.2 Mappatura del campo magnetico

La conoscenza dell'andamento del campo magnetico all'interno del volume utile del rivelatore è essenziale per poter determinare le traiettorie delle particelle al suo interno. La relazione 2.5 che definisce la curvatura della traiettoria di una particelle di impulso p in moto in un campo magnetico uniforme B è naturalmente inutilizzabile nel caso realistico in questione, in quanto il campo magnetico risulta diverso nelle varie zone della cavità. Lo studio delle traiettorie delle particelle all'interno di un campo non uniforme richiede l'integrazione dell'equazione di moto 2.1 e quindi la conoscenza del campo magnetico punto per punto.

Per la mappatura del nuovo sistema magnetico è stato utilizzato un gaussmetro F.W. Bell 9950 dotato di una sonda di Hall triassiale modello Z0A99-3208 [54]. Le principali caratteristiche della sonda sono tabulate in figura 4.5. Diversamente dalla mappatura utilizzata nella fase I del rivelatore, di cui un esempio è riportato nel capi-

THREE AXIS PROBE

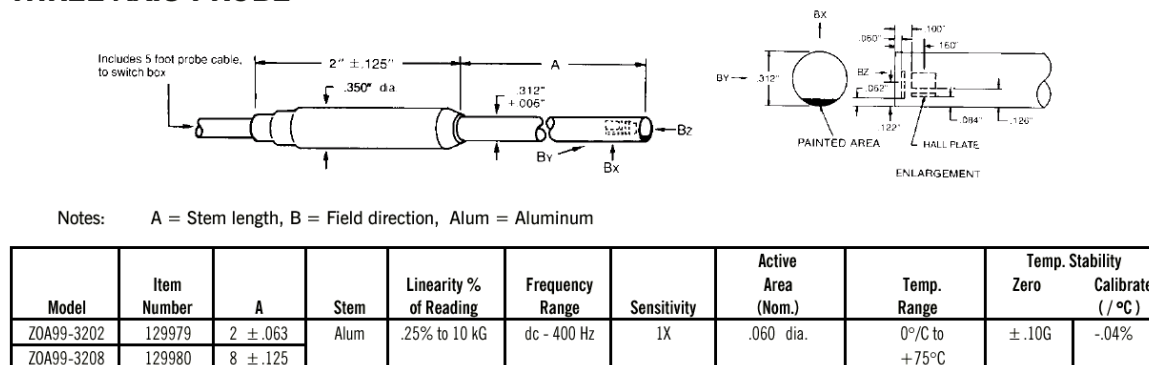


Figura 4.5: Principali caratteristiche e geometria della sonda di Hall triassiale utilizzata per la mappatura del campo magnetico.

tolo 2, le misure riportate in questo paragrafo non sono state effettuate manualmente, ma sono state ottenute con l'ausilio di un sistema automatico di posizionamento programmabile, sul cui braccio meccanico è stata fissata la sonda di Hall. Questo metodo di mappatura è stato utilizzato in precedenza per il modello ingegneristico e per il modello di volo del sistema magnetico dello spettrometro di PAMELA (figura 4.6) e ha dato ottimi risultati, sia come precisione di posizionamento, circa 0.2 mm, sia per la precisione di misura del campo (dell'ordine del percento). Il sistema è completamente gestito da un *software* installato su PC che consente sia di effettuare gli spostamenti della sonda, sia di eseguire la misura del campo magnetico, salvandola direttamente su file. Il *software* in questione dà la possibilità di programmare una misura completa della cavità magnetica, definendo le geometrie della zona da mappare, il passo di mappatura, la sezione della sonda utilizzata (per definire i limiti di sicurezza della zona mappabile), le velocità di spostamento lungo i tre assi, il tempo di attesa tra misura a misura ed altri parametri non essenziali. Questo ha permesso di determinare senza grandi sforzi il compromesso ottimale per garantire una misura accurata del campo in un tempo relativamente breve, definendo ad esempio le velocità di movimentazione ed i tempi di attesa in modo da limitare le vibrazioni meccaniche della sonda. La sonda utilizzata è un dispositivo triassiale costituito da tre diverse sonde di Hall, in grado di misurare contemporaneamente le tre componenti del campo magnetico. A differenza della mappatura manuale del primo magnete di ADAMO, che ha richiesto il lavoro di una persona quasi a tempo pieno per alcune settimane, le caratteristiche del sistema

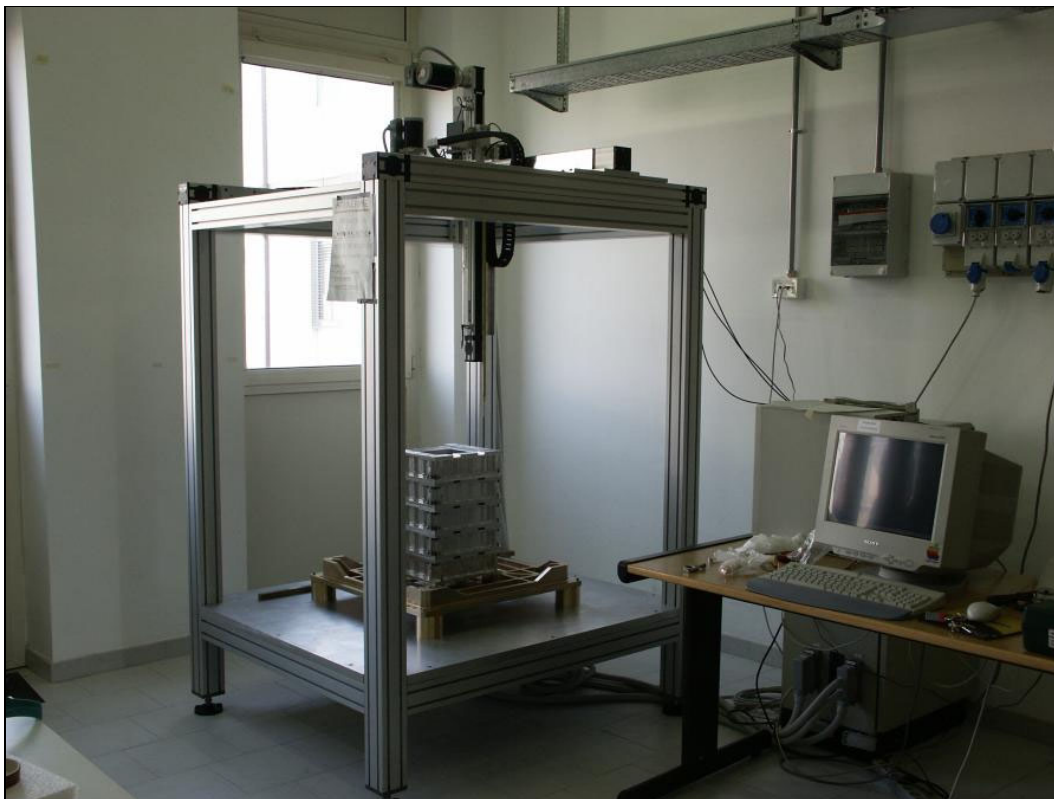


Figura 4.6: Macchina per il posizionamento utilizzata per effettuare la mappatura del magnete permanente di ADAMO. Nella figura è visibile il modello di volo del magnete di PAMELA durante la fase di misura.

che è attualmente a disposizione permettono di effettuare in maniera automatica una mappatura fine dell'intera cavità del magnete nell'arco di tempo di alcune ore.

Descrizione delle misure

La mappa realizzata per il sistema attuale è stata ottenuta allineando i tre assi lungo i quali la macchina effettua i suoi spostamenti, con i tre assi del sistema di riferimento di ADAMO, scelti come in figura 2.2 b. L'allineamento è stato ottenuto direttamente posizionando la sonda in modo da contattare vari punti della struttura magnetica e spostando il magnete fino ad ottenere l'allineamento delle sue pareti laterali e superiore con i movimenti della sonda. Il passo di misura è stato scelto di 5 mm lungo le direzioni y e z e di 4.7 mm lungo la direzione x . Questa leggera differenza è stata dettata dall'esigenza di ottenere un numero sufficiente di punti anche lungo x , direzione nella quale la cavità ha una dimensione di 5.4 cm soltanto. Il volume complessivamente

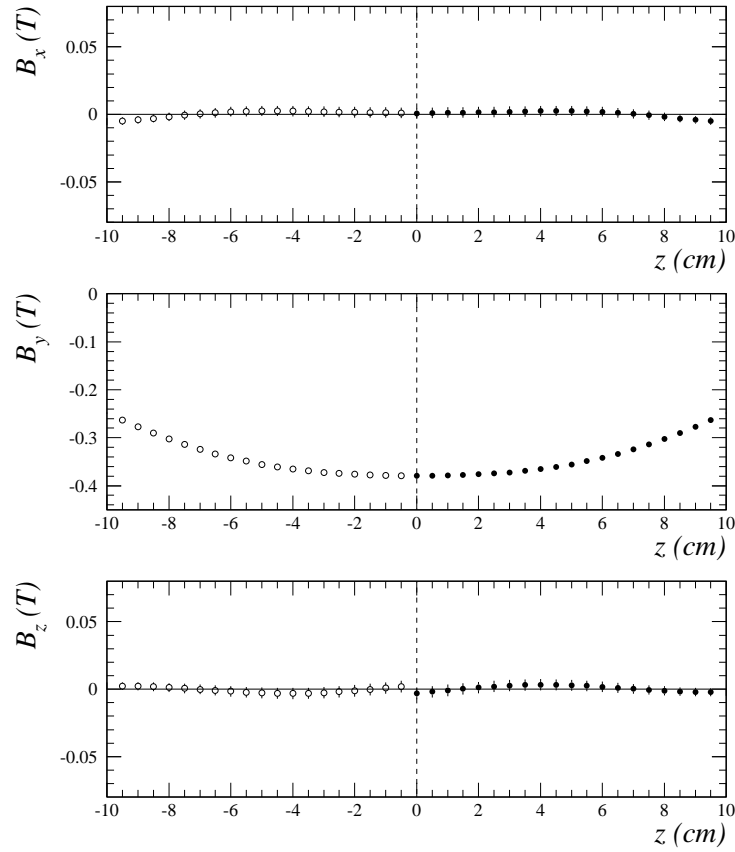


Figura 4.7: Risultati della misura delle tre componenti del campo magnetico lungo l'asse della cavità magnetica, coincidente con l'asse z del sistema di riferimento. L'origine del riferimento è nel centro della cavità. La misura è stata effettuata per $z > 0$; tenendo conto della simmetria del sistema magnetico e delle tolleranze meccaniche della lavorazione, per $z < 0$ vengono assunte come buone le misure effettuate a $z > 0$. È comunque prevista entro breve tempo una mappatura completa della cavità magnetica.

mappato è di $37.6 \times 120 \times 240 \text{ mm}^3$, per un totale di $9 \times 25 \times 49 = 11025$ punti di misura. Per esigenze tecniche la mappatura del magnete di ADAMO è stata effettuata fino ad ora soltanto nel semispazio superiore, cioè per $z > 0$, e la regione mappata si estende fino alla quota dello scintillatore S_2 . Tenendo conto delle simmetrie e delle tolleranze meccaniche nella costruzione del sistema, il campo nel semispazio a $z < 0$ viene valutato in base alle misure effettuate per $z > 0$, trascurando gli effetti dovuti all'eventuale non uniformità della magnetizzazione dei vari blocchi magnetici. Entro breve tempo è tuttavia prevista la mappatura dell'intero sistema magnetico.

Nella figura 4.7 sono riportate le misure delle componenti del campo lungo l'asse z , coincidente con l'asse della cavità magnetica. La componente più intensa del campo,

B_y , raggiunge un valore poco inferiore a 0.4 T al centro della cavità ($z=0$) e vale circa 0.2 T vicino alle estremità ($z=\pm 10.45$ cm). Il campo magnetico è dunque molto maggiore del campo terrestre (circa $5 \cdot 10^{-5}$ T) anche in un'ampia zona esterna alla cavità, dell'ordine delle decine di centimetri, costituendo in parte un ostacolo al buon funzionamento di eventuali ulteriori sottomisuratori, come ad esempio il sistema di misura dei tempi di volo. Le altre due componenti risultano nulle entro gli errori di misura, come ci si aspetta per via della simmetria del sistema magnetico.

Incertezze sperimentali

Gli errori che affliggono le misure effettuate sono dovuti principalmente a tre diverse sorgenti. Innanzitutto lo strumento utilizzato per la misura, cioè il sistema gaussmetro+sonda, ha un errore dichiarato dalla ditta produttrice dello 0.1% in condizioni standard di utilizzo. Si ha cioè un primo contributo strumentale all'errore nella misura delle tre componenti B_l , con $l = x, y, z$, dato da

$$\Delta B_l^S(P) = 0.001 B_l(P) \quad (4.1)$$

La verifica della calibrazione e delle prestazioni del gaussmetro è stata effettuata con alcuni magneti di riferimento ed ha confermato le caratteristiche dichiarate.

A parte questa evidente sorgente di errore, le due sorgenti dominanti sono di altra natura, legate alle incertezze sulla posizione in cui il campo viene misurato e alla eventuale inclinazione delle sonde rispetto agli assi di riferimento del sistema magnetico. Il primo di questi due contributi è stato valutato assumendo una incertezza di 0.2 mm sul singolo posizionamento della sonda. Dalla propagazione sulla misura della componente $B_l(P)$ del campo nel punto P si ottiene

$$\Delta B_l^P(P) = \sqrt{\left(\left.\frac{\partial \hat{B}_l}{\partial x}\right|_P \Delta x\right)^2 + \left(\left.\frac{\partial \hat{B}_l}{\partial y}\right|_P \Delta y\right)^2 + \left(\left.\frac{\partial \hat{B}_l}{\partial z}\right|_P \Delta z\right)^2} \quad (4.2)$$

dove le derivate parziali vengono stimate con i rapporti incrementali fra i punti adiacenti al punto P in esame.

Il secondo dei due contributi dominanti all'incertezza di misura viene determinato ipotizzando che dopo l'allineamento del magnete con la macchina di posizionamento, la sonda presenti dei piccoli angoli di rotazione β, γ e ω attorno agli assi del sistema

di riferimento del magnete. Questo significa che la sonda utilizzata per misurare la componente lungo la direzione \vec{n}_l misura in realtà lungo la direzione $\vec{n}'_l = \mathbf{R}\vec{n}_l$, cioè la componente

$$B_l = [\mathbf{R}\vec{n}_l] \vec{B}, \quad \text{dove} \quad \mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & -\omega & \gamma \\ \omega & 1 & -\beta \\ -\gamma & \beta & 1 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

è la matrice delle rotazioni sviluppata al primo ordine negli angoli. Sviluppando i conti si trova rapidamente che le componenti misurate differiscono da quelle reali di quantità che, assumendo che gli angoli di rotazione siano inferiori ad un angolo generico $\Delta\theta$, possono essere stimate come

$$\begin{aligned} \Delta B_x^O &= [|B_y(P)| + |B_z(P)|] \Delta\theta \\ \Delta B_y^O &= [|B_x(P)| + |B_z(P)|] \Delta\theta \\ \Delta B_z^O &= [|B_x(P)| + |B_y(P)|] \Delta\theta \end{aligned} \quad (4.4)$$

dove l'apice "O" indica che l'errore dipende dall'orientazione della sonda.

L'incertezza complessiva sulle misure delle componenti del campo magnetico nel punto P viene valutata come somma in quadratura dei tre contributi descritti in questo paragrafo e riassunti dalle relazioni 4.1, 4.2 e 4.4:

$$\Delta B_l = \sqrt{(\Delta B_l^S(P))^2 + (\Delta B_l^P(P))^2 + (\Delta B_l^O(P))^2} \quad (4.5)$$

Interpolazione lineare delle misure

La griglia delle misure che costituiscono la mappa del campo permette di risalire al valore approssimato del campo magnetico in tutto il volume utile della cavità. È stato infatti sviluppato un algoritmo, implementato in codice FORTRAN, che esegue un'interpolazione lineare partendo dai valori discreti della mappa. L'algoritmo in questione, già precedentemente utilizzato [44], è una estensione al caso tridimensionale di un metodo presentato in [55] per il caso bidimensionale.

Riferendosi alla figura 4.8, supponiamo di voler misurare le tre componenti del campo nel punto P . L'algoritmo identifica gli otto punti della mappatura, $P_i = (x_i, y_i, z_i)$ con $i=1, \dots, 8$, che delimitano il volumetto in cui il punto P è contenuto. Il metodo sfrutta gli otto punti per ricavare, tramite interpolazioni lineari successive, prima il

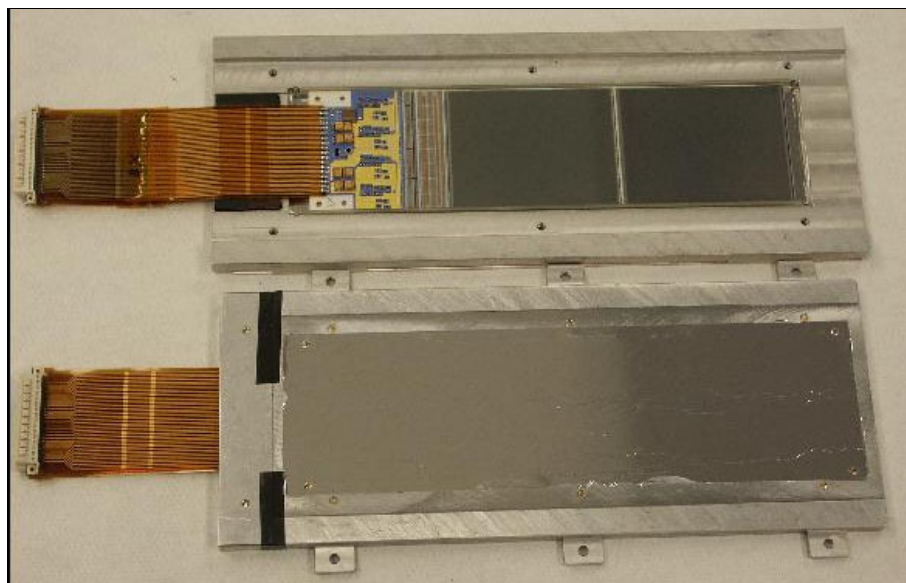


Figura 4.9: Due dei cinque *ladder* di rivelatori al silicio utilizzati come sistema tracciante di ADAMO. Il *ladder* in basso è stato mantenuto nella sua meccanica in modo da mettere in evidenza lo strato di mylar che consente di mantenere i sensori al silicio al buio disponendo il minore spessore possibile lungo le traiettorie delle particelle incidenti.

ladder. I *ladder* utilizzati in questa fase (figura 4.9) sono gli stessi usati nella fase I. Per una descrizione più approfondita del funzionamento e delle prestazioni dei rivelatori al silicio usati ci si riferisca al paragrafo 2.1.1.

Per quanto riguarda invece l'elettronica che gestisce il sistema tracciante, le varie schede ADC originarie (sommariamente descritte nel paragrafo 2.1.3) sono state sostituite durante il 2003 da due sole schede ADC, una per i lati giunzione e una per i lati ohmici dei *ladder*, per la gestione di un numero massimo di 5 *ladder*. Le due schede ADC sono a loro volta gestite da una scheda principale multifunzionale contenente un DSP, utilizzata in modo analogo alle schede dei DSP originarie (vedere il paragrafo 2.1.3 e la referenza [43]). Nel prossimo paragrafo viene fornita una breve descrizione del funzionamento dell'elettronica di acquisizione dati, peraltro molto simile a quello dell'elettronica di acquisizione originaria.

4.2.1 L'elettronica per la gestione dei rivelatori al silicio

Per introdurre la filosofia alla base della progettazione dell'elettronica di acquisizione di ADAMO occorre innanzitutto prestare attenzione ad un fatto. L'uso dei sensori

a semiconduttore a microstrisce determina una situazione in cui il numero di canali elettronici che portano le informazioni del rivelatore è estremamente alto, se confrontato con molti altri tipi di rivelatore. Ciascuno dei piani di rivelatori al silicio contiene infatti 2048 linee di uscita relative alle $1024+1024$ microstrisce delle due viste fisiche. L'utilizzo di 5 *ladder* comporta quindi la necessità di effettuare il campionamento di $2048 \times 5 = 10240$ segnali analogici e di trasmettere i dati digitalizzati al sistema di acquisizione e scrittura su disco rigido. Questo rende di per sé evidente che il flusso dei dati non possa procedere completamente in parallelo, ma debba essere in parte serializzato già a partire dall'elettronica di *front end*. Come è stato descritto nel paragrafo 2.1.3, i *chip* VA1 vengono gestiti dalla scheda ADC in modo da effettuare una scansione seriale delle microstrisce. Vediamo come avviene l'intero processo di acquisizione dei dati del tracciatore.

Il segnale di *trigger*, generato al passaggio di una particella dal nuovo sistema di misura dei tempi di volo (descritto nel paragrafo 4.5), viene ricevuto dalla scheda *main*, contenente il DSP, circa $1\mu s$ dopo il passaggio della particella, in modo da garantire la corretta formazione del segnale analogico nei VA1. La scheda *main* è programmata in modo da gestire la lettura dei dati di tutti i sottosistemi presenti, compresi quelli del sistema di TOF che ha generato il *trigger*. La lettura dei canali dei *ladder* avviene tramite due schede ADC, facilmente identificabili nella figura 4.10.

Un *chip* di logica programmabile, installato su ciascuna di queste schede, riceve dalla scheda *main* un flusso di comandi la cui decodifica determina la generazione del flusso di segnali necessari ai *chip* VA1 per la scansione di tutte le microstrisce. La lettura delle cinque viste dei *ladder* connesse ad una scheda avviene in parallelo. Focalizzando l'attenzione sulla lettura di una singola vista, il fronte di salita di un segnale di *clock* con periodo di $2\mu s$ comanda lo *shift register* dei VA1 selezionando la microstriscia da analizzare. Durante i $2\mu s$ successivi, utilizzando il convertitore analogico/digitale AD7476 [56] comandato con un segnale di *clock* a 10Mhz, viene effettuata la conversione del valore analogico della microstriscia selezionata in un dato digitale seriale a 12 bit. In questo intervallo di tempo la scheda *main* riceve indietro i dati digitalizzati delle dieci microstrisce analizzate, cinque relative ai lati giunzione e cinque relative ai lati ohmici. I dati vengono parallelizzati, immagazzinati nella memoria dati del DSP e, successivamente, inviati con un protocollo di comunicazione seriale di tipo TAXI ad una scheda VME contenente una memoria FIFO utilizzata per

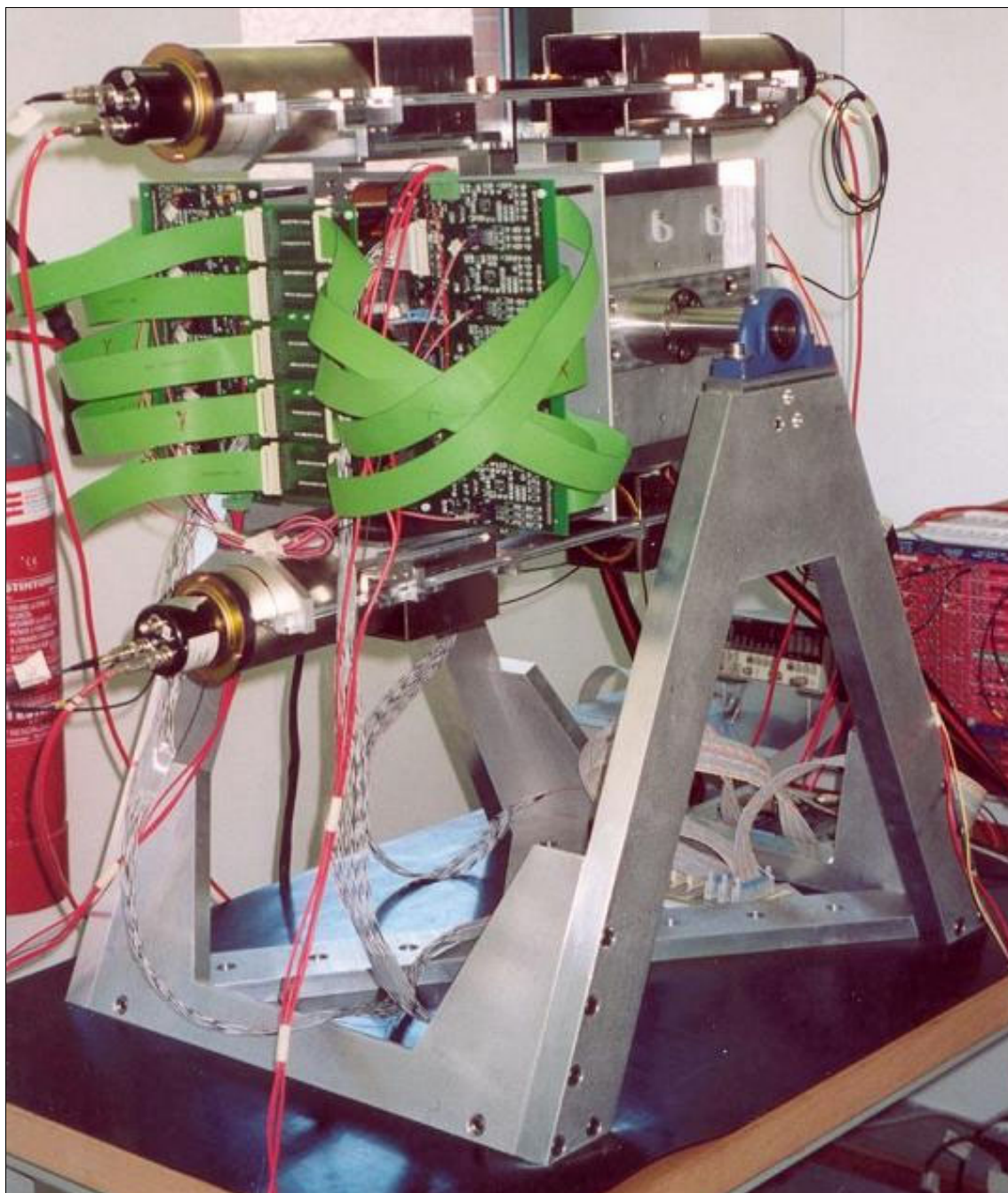


Figura 4.10: Il rivelatore ADAMO. Nella fotografia sono messe in evidenza le due schede ADC che digitalizzano i segnali dei rivelatori al silicio. I 10 cavetti piatti in primo piano servono per connettere alle schede le uscite dell'elettronica di *front end* dei *ladder*.

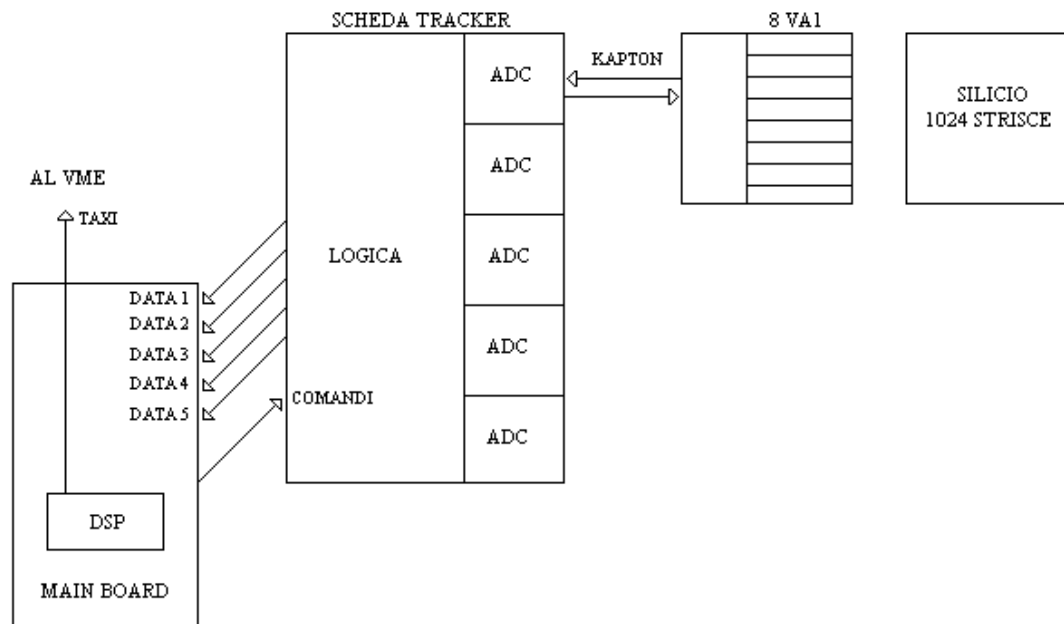


Figura 4.11: Schema dell'acquisizione dei dati del sistema tracciante. I *ladder* sono fisicamente collegati con dei cavi piatti di kapton alle schede ADC (schede *tracker*) utilizzate per la conversione A/D dei segnali analogici delle microstrisce. Una scheda multifunzionale (*main board*) gestisce il flusso di comandi necessari per la conversione dei dati e si occupa della trasmissione definitiva verso il sistema di acquisizione VME.

il salvataggio temporaneo dei dati prima della scrittura definitiva su disco rigido. Uno schema generale di acquisizione dei dati del tracciatore è riportato in figura 4.11 dove, per semplicità, sono schematizzati un solo rivelatore al silicio ed una sola scheda ADC.

4.3 Fattore geometrico

Il fattore geometrico G_F è stato definito nel paragrafo 3.2.1. Come abbiamo visto si tratta di una grandezza che definisce l'accettanza di un rivelatore e che mette quindi in relazione il flusso di particelle realmente incidente sul rivelatore con il flusso misurato dal rivelatore stesso. Nello stesso paragrafo è stato evidenziato come il fattore geometrico dipenda, per rivelatori in cui sia presente un campo magnetico intenso, dall'impulso delle particelle incidenti. Poiché lo scopo di questa tesi è la misura del flusso differenziale in impulso dei raggi cosmici, occorre conoscere la dipendenza del fattore geometrico dall'impulso in tutto il *range* di misura, cioè, indicativamente, tra

10 MeV/c e 100 GeV/c. Il calcolo di $G_F(p)$ è stato effettuato determinando l'integrale

$$G_F(p) = \int_{D(p)} \cos\theta \, d\Omega dS_{\perp} \quad (4.7)$$

con un metodo numerico. Le notazioni usate sono $d\Omega$ per l'elemento di angolo solido, dS_{\perp} per l'elemento di superficie ortogonale alla direzione del flusso incidente, θ per l'angolo zenitale e $D(p)$ per il dominio di integrazione, che dipende dall'impulso.

Il metodo seguito prevede, per impulso fissato, il tracciamento della particella immaginaria nel campo magnetico sperimentale di ADAMO al variare dei parametri di ingresso nel rivelatore, cioè del punto di impatto e della direzione di incidenza. Il tracciamento viene effettuato usando la routine *grkuta* delle librerie del CERN (una routine standard per la ricostruzione della tracce di particelle cariche in campi magnetici a bassa omogeneità), che utilizza l'algoritmo di Nyström [57] per la risoluzione dell'equazione di moto 2.1.

Il valori di G_F nella nuova geometria di ADAMO a vari impulsi sono mostrati nella figura 4.12 dai cerchi pieni. Il calcolo tiene conto sia della geometria delle superfici sensibili, cioè delle dimensioni e posizioni di rivelatori al silicio e scintillatori, sia del fatto che la cavità magnetica contiene internamente un rivestimento in alluminio dello spessore di 3 mm che ne riduce la sezione da $6 \times 14 \text{ cm}^2$ a $5.4 \times 13.4 \text{ cm}^2$. La figura riporta anche il fattore geometrico valutato per la vecchia struttura magnetica di ADAMO (cerchi vuoti), in cui si utilizzava soltanto uno dei due sensori al silicio di ciascun *ladder*. La nuova struttura ha un'accettanza molto maggiore, circa un fattore 6.5 più grande; il valore limite del fattore geometrico nel caso di grande impulso (cioè per tracce dritte, è $6.71 \text{ cm}^2 \text{ sr}$, contro $1.04 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ per la vecchia configurazione.

Le interpolazioni riportate nella figura 4.12 sono state ottenute osservando che per impulsi superiori a qualche GeV/c, G_F assume un valore costante, il valore che si avrebbe indipendentemente dall'impulso nel caso di assenza di campo magnetico, cioè per tracce dritte. Si può osservare inoltre che a bassi impulsi G_F ha una dipendenza lineare dal logaritmo dell'impulso (le ascisse sono riportate in scala logaritmica) e tende ad annullarsi per un particolare valore p_{min} , che corrisponde al valore dell'impulso per cui il campo magnetico impedisce alle particelle cariche di attraversare completamente il rivelatore. La funzione $G_F(p)$ utilizzata per i fit è stata scelta in modo da riprodurre

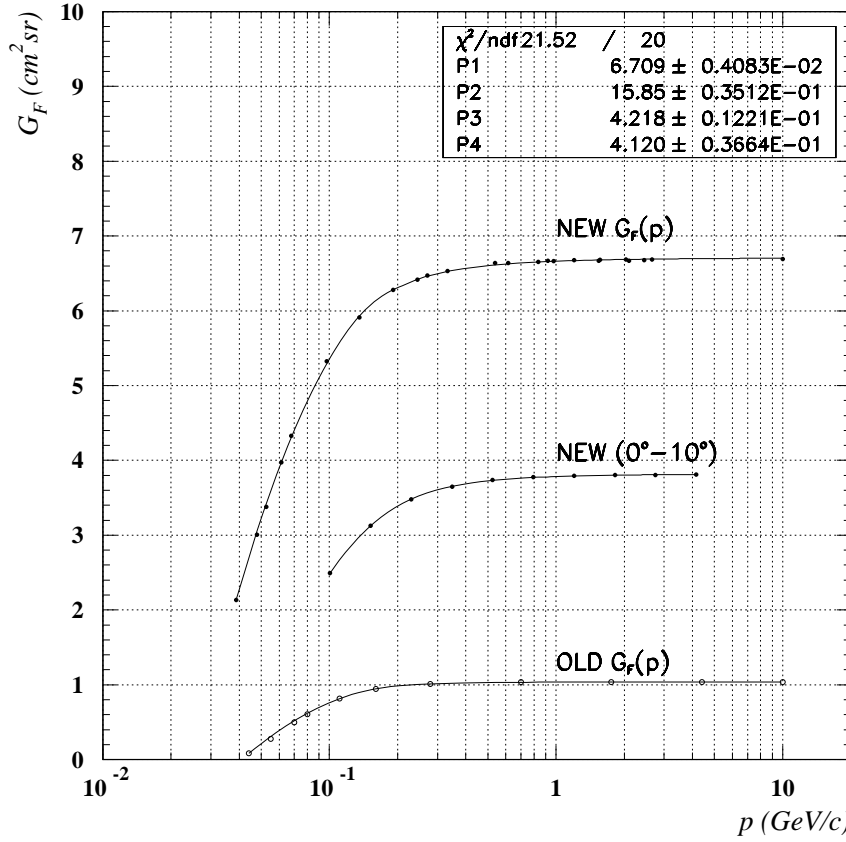


Figura 4.12: Dipendenza del fattore geometrico nell'attuale configurazione dall'impulso delle particelle. L'interpolazione dei punti superiori, alla quale si riferiscono i valori riportati in alto nella figura, rappresenta l'integrale 4.7 valutato sull'intera accettazione dello strumento. I punti sottostanti sono invece ottenuti limitando l'angolo di incidenza delle particelle (angolo tra la direzione di moto e la normale ai *ladder*, nullo per particelle incidenti ortogonalmente ai *ladder*) tra 0° e 10° . I cerchi vuoti in basso rappresentano il fattore geometrico della configurazione originaria dell'apparato.

correttamente gli andamenti lineari in questi due limiti:

$$G_F(p) \longrightarrow \begin{cases} f_1(p) = B + C \log(p) & p \rightarrow p_{min}^+ \\ f_2(p) = A & p \rightarrow \infty \end{cases}$$

ed ha l'espressione

$$G_F(p) = \frac{1}{\left\{ \frac{1}{[f_1(p)]^\alpha} + \frac{1}{[f_2(p)]^\alpha} \right\}^{\frac{1}{\alpha}}} \quad (4.8)$$

dove α è un parametro libero del fit. È semplice verificarne i limiti discussi. Per $p \rightarrow \infty$

Parametri del fit di $G_F(p)$			
Parametro	G_F^{new}	$G_F^{\text{new}}(\theta < 10^\circ)$	G_F^{old}
A	6.709 ± 0.004	3.821 ± 0.007	1.04 ± 0.06
B	15.85 ± 0.04	7.86 ± 0.13	2.93 ± 0.09
C	4.218 ± 0.012	2.29 ± 0.05	0.91 ± 0.03
α	4.12 ± 0.04	4.35 ± 0.15	4.0 ± 0.4

Tabella 4.2: Risultati del fit del fattore geometrico come funzione dell'impulso per la nuova configurazione del rivelatore. Nella colonna di sinistra sono riportati i risultati del fit considerando tutta l'accettanza di ADAMO; la colonna centrale è invece ottenuta limitando l'angolo di vista del rivelatore entro 10° dall'asse della cavità magnetica. Nell'ultima colonna sono riportati i risultati per il rivelatore originario. Considerando come adimensionali i parametri riportati nella tabella e misurando l'impulso in GeV/c, dalla funzione 4.8 si ottiene il fattore geometrico espresso in $\text{cm}^2 \text{sr}$.

$f_1(p)$ diverge e quindi

$$G_F(p) \simeq \frac{1}{\left\{ \frac{1}{[f_2(p)]^\alpha} \right\}^{\frac{1}{\alpha}}} = f_2(p) = A$$

Nel caso opposto, quando $p \rightarrow p_{\min}^+$ si ha che $f_1(p) \ll f_2(p)$ e così

$$G_F(p) = \frac{1}{\frac{1}{[f_1(p)]} \left\{ 1 + \left[\frac{f_1(p)}{f_2(p)} \right]^\alpha \right\}^{\frac{1}{\alpha}}} \simeq f_1(p) = B + C \log(p)$$

I parametri determinati per la nuova configurazione del rivelatore ADAMO sono riportati nella tabella 4.2.

Come errore sui valori misurati per la configurazione nuova, rappresentati nel grafico, si è assunta l'incertezza dovuta alla granularità con cui vengono suddivisi gli intervalli di integrazione delle quattro variabili che compaiono nell'integrale 4.7. Per un valore fisso dell'impulso (1 GeV/c) è stato ripetuto varie volte il calcolo del fattore geometrico scegliendo casualmente il valore delle variabili all'interno degli intervalli di integrazione, prima di effettuare il tracciamento delle traiettorie. In questo modo si è trovata una distribuzione pressoché gaussiana dei valori di G_F , riportata nella figura 4.13, la cui deviazione standard è stata assunta come indeterminazione sul singolo valore di $G_F(p)$ calcolato.

Una serie di misure di flussi, discussa nel capitolo 6, è stata effettuata ruotando l'apparato di angoli λ attorno all'asse di rotazione orizzontale definito dalla meccanica su cui alloggia il rivelatore (coincidente con la direzione x del sistema di riferimento di

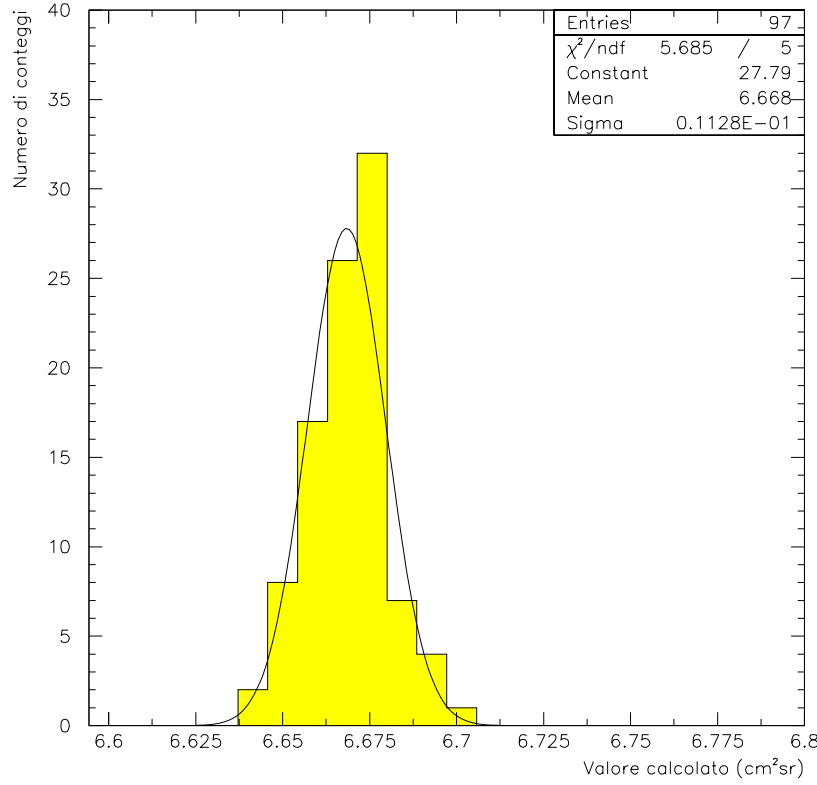


Figura 4.13: Distribuzione dei valori di $G_F(p)$ per $p = 1 \text{ GeV}/c$ usata per la valutazione dell'incertezza di calcolo nella stima del fattore geometrico. I valori riportati sono stati calcolati variando casualmente il valore delle variabili di integrazione nei piccoli sub-intervalli che definiscono il reticolato di integrazione.

ADAMO). Questo ha consentito di effettuare una misura della dipendenza dei flussi dall'angolo zenitale α . Per una fissata configurazione di misura del rivelatore, descritta dall'angolo di rotazione λ , il rivelatore ha accesso ad un certo intervallo di angolo zenitale. Questo tipo di analisi richiede quindi la determinazione del fattore geometrico $G_F^\lambda(\Delta\alpha)$ in intervalli di angolo zenitale predefiniti $\Delta\alpha$. È cioè necessario individuare l'angolo zenitale di provenienza delle particelle, partendo dagli angoli di incidenza delle particelle nel sistema di riferimento intrinseco del rivelatore.

Supponiamo che, fissato l'angolo λ , l'accettanza del rivelatore venga suddivisa in n intervalli di angolo zenitale. L'integrazione numerica del fattore geometrico avviene, come descritto in precedenza, definendo l'impulso, il punto di impatto e la direzione di provenienza (θ, ϕ) della particella nel sistema di riferimento intrinseco di ADAMO ed effettuando il tracciamento nel campo magnetico. Se la traiettoria ricostruita rientra

nell'accettanza del rivelatore, viene determinato l'angolo zenitale α corrispondente alla direzione considerata, legato agli angoli θ , ϕ e λ dalla relazione

$$\cos \alpha = \cos \theta \cos \lambda + \sin \theta \sin \phi \sin \lambda, \quad (4.9)$$

e l'intervallo di angolo zenitale $\Delta\alpha$ in cui questo valore è compreso. Il contributo dG_F al fattore geometrico, ottenuto in quella configurazione dell'apparato e per quella particolare traiettoria, viene infine sommato al fattore geometrico complessivo relativo all'intervallo di angolo zenitale corrispondente, $G_F^\lambda(\Delta\alpha)$. Il fattore geometrico complessivo risulta così suddiviso in tante parti quanti sono gli intervalli $\Delta\alpha$ di angolo zenitale considerati e questo permette di determinare il flusso di particelle relativamente a ciascuno di questi intervalli.

4.4 Risoluzione d'impulso dello spettrometro magnetico

Richiamando quanto visto nel paragrafo 2.2.2 a proposito della rigidità massima misurabile, tre fattori, relativi alla modifica della struttura del rivelatore, comportano una diminuzione della MDR dello strumento rispetto al valore stimato dai test su fascio. L'allargamento della cavità magnetica comporta innanzitutto una diminuzione dell'intensità media del campo magnetico all'interno della cavità da circa 0.55 T a circa 0.4 T. Dall'equazione 2.7 si osserva immediatamente che la diminuzione del campo provoca una riduzione percentuale dello stesso ordine nella MDR. Per aumentare ulteriormente l'accettanza, i rivelatori al silicio alle due estremità del magnete sono stati avvicinati al centro del magnete, cosicché la distanza dei rivelatori più esterni è passata da 33 cm a 25.1 cm, determinando ancora una variazione negativa della MDR. In base a questi due considerazioni di tipo geometrico, il valore della MDR che si ottiene per la nuova configurazione è di circa 273 GV/c. Nella figura 4.14 sono riportati i risultati di una simulazione di protoni e muoni effettuata con il programma GEANT delle librerie del CERN. I valori delle risoluzioni spaziali utilizzati sono quelli determinati in base ai dati del test su fascio riportati nel paragrafo 2.2.2, e cioè di $3\mu\text{m}$ per i lati giunzione e di $13\mu\text{m}$ per i lati ohmici. Le risoluzioni d'impulso per le due componenti sono simili nel limite di alte energie, mentre risultano chiaramente diverse per basse energie a causa della diffusione multipla. Il valore medio che si ottiene per la MDR in base ai fit è di

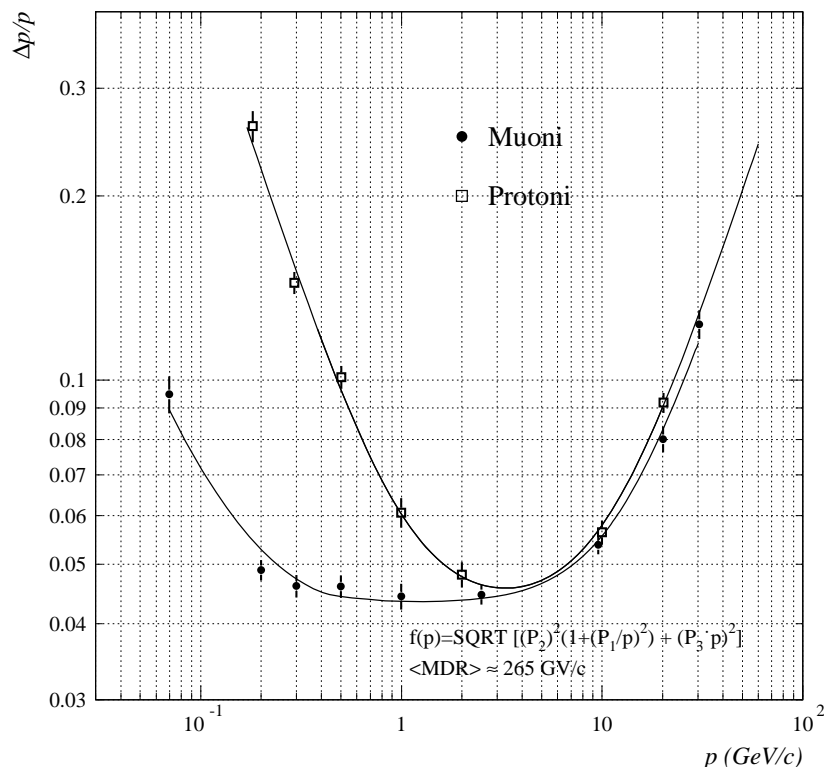


Figura 4.14: Funzione di risoluzione d'impulso dello spettrometro magnetico ottenuta con una simulazione con il programma GEANT delle librerie del CERN.

circa 265 GV/c.

4.5 Discriminazione di particelle a basso impulso: il progetto del sistema di TOF

Come abbiamo visto in precedenza, lo spettrometro magnetico non è sufficiente per determinare la famiglia di appartenenza delle particelle rivelate, in quanto il tipo di informazione che se ne può trarre non dipende dalla massa della particella, ma soltanto dalla sua carica e dal suo vettore impulso. La scelta fatta per discriminare particelle di basso impulso è stata quella di dotare l'apparato di un sistema di misura dei tempi di volo (TOF), in modo riuscire a separare particelle che, a parità di impulso, risultano viaggiare con velocità diverse, in quanto la loro massa è diversa.

Il TOF progettato per ADAMO consiste di tre scintillatori plastici, ciascuno dotato

di due fotomoltiplicatori per una migliore risoluzione temporale. Attualmente solo due dei tre scintillatori sono stati realizzati e la loro struttura è descritta nella prossima sezione. Nella sezione successiva è invece descritta la scheda elettronica realizzata per il TOF.

4.5.1 Progettazione e costruzione degli scintillatori

Il materiale che è stato scelto per la realizzazione degli scintillatori del sistema di misura dei tempi di volo è il **BICRON BC-408**, uno dei materiali più utilizzati per questo tipo di applicazioni. La sua ampia diffusione è dovuta alle sue ottime proprietà di *timing* e alla sua buona resa in luce, binomio difficilmente riscontrabile in altri materiali organici scintillanti. Le principali caratteristiche di questo materiale sono riportate in tabella 4.3. I fotoni prodotti nello scintillatore, che hanno lo spettro riprodotto in figura

Materiale: BC-408	
Densità (g/cm ³)	1.032
Indice di rifrazione	1.58
Resa in luce (% Anthracene)	64
Tempo di salita del segnale (ns)	0.9
Tempo di decadimento (ns)	2.1
Sviluppo del segnale luminoso (FWHM, ns)	~2.5
Lunghezza di attenuazione della luce (cm)	210
Lunghezza d'onda del massimo di emissione (nm)	425
N° di atomi di H per cm ³ ($\times 10^{23}$)	5.23
N° di atomi di C per cm ³ ($\times 10^{23}$)	4.74
Rapporto H/C	1.104
N° di elettroni per cm ³ ($\times 10^{23}$)	3.37

Tabella 4.3: Principali caratteristiche del materiale scintillante utilizzato per il TOF.

4.15, vengono raccolti tramite due guide di luce in polimetilmetacrilato (cioè plexiglas, con un indice di rifrazione 1.49) che fungono da raccordo tra le superfici rettangolari degli scintillatori e le superfici sensibili dei fotocatodi, che hanno invece forma circolare. I fotomoltiplicatori, dei Photonis XP2020 [58], sono stati scelti, oltre che per la loro velocità ed economicità, anche per l'ampia superficie del fotocatodo. Il diametro della zona sensibile è infatti circa due pollici e si ha una superficie sensibile di circa 20 cm², assai più grande di quella dello scintillatore a cui sono accoppiati, che è di 7 cm². Le guide di luce hanno una forma che consente di adattare al meglio le due superfici di

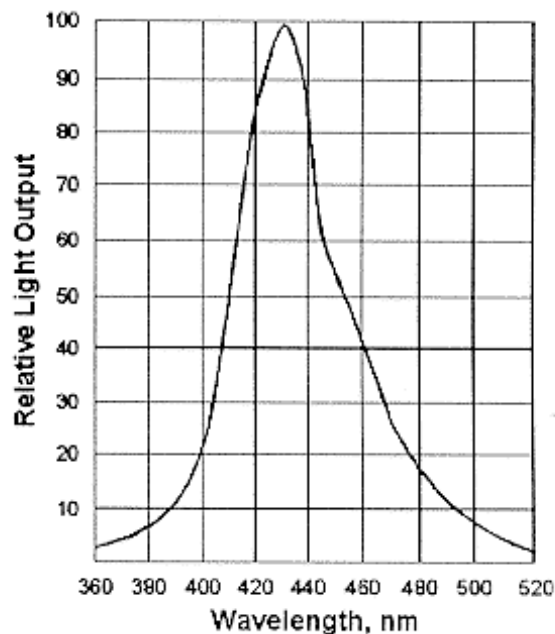


Figura 4.15: Spettro di emissione dello scintillatore BICRON BC-408.

raccordo. Sono infatti realizzate partendo da un tronco di cono dal quale sono state eliminate le due parti esterne individuate dall'intersezione con due piani obliqui rispetto all'asse del cono. La loro struttura è mostrata in figura 4.16, nella quale è possibile identificare le due sezioni, circolare e rettangolare, che ne permettono l'accoppiamento con fotocatodo e scintillatore. La lunghezza, 10.5 cm, è stata scelta per garantire che una buona parte della luce uscente dalla faccia dello scintillatore dov'è situata la guida, subisca una riflessione totale sulle pareti della guida e non vada persa. La scelta che in genere viene fatta è quella di avere una guida lunga almeno quanto la dimensione più ampia della faccia servita e un fotocatodo di superficie maggiore o uguale a quella della stessa faccia. Come abbiamo appena visto, queste richieste sono state soddisfatte entrambe.

Le guide di luce, realizzate presso l'officina del dipartimento di Fisica di Firenze, sono incollate allo scintillatore con il cemento ottico BC-600 prodotto dalla stessa BICRON. Questo prodotto è una resina epossidica molto trasparente, con un coefficiente di trasmissione superiore al 98% sopra i 400 nm, e il suo indice di rifrazione di 1.56 lo rende adatto per l'interfacciamento tra i materiali scintillanti standard BICRON e guide di luce in pexiglas. L'adattamento ottico tra guide di luce e fotocatodo è invece ottenuto con il grasso ottico silconico BICRON BC-630 (indice di rifrazione 1.465).

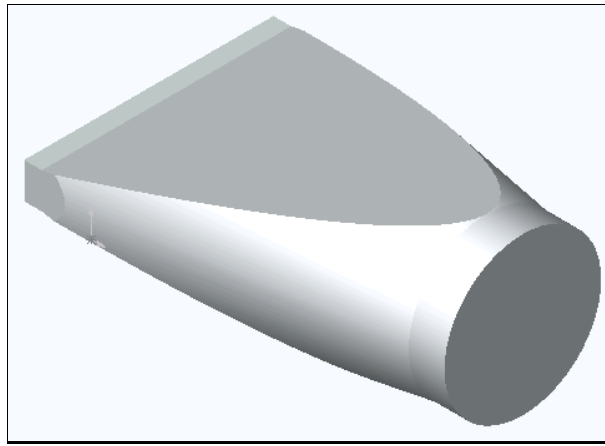


Figura 4.16: Progetto di una guida di luce utilizzata per gli scintillatori del sistema di TOF.

I fotomoltiplicatori utilizzati, che come già accennato sono i **Photonis XP2020**, sono dei fototubi standard molto veloci. La loro struttura, a 12 stadi di moltiplicazione, è a cosiddetto *focheggiamento lineare*. La finestra di ingresso è una finestra in borosilicato non ottimizzata per luce UV, in quanto non necessario. La risposta spettrale, riportata in figura 4.17 ha un *range* compreso tra 290 nm e 650 nm, con un massimo a circa 420 nm. Come si vede confrontando le figure 4.15 e 4.17 i due spettri hanno una buona sovrapposizione; in particolare si può osservare la coincidenza dei due massimi degli spettri, attorno a $(420 \div 430)$ nm.

Nella tabella 4.4 sono riportate alcune caratteristiche dei fotomoltiplicatori XP-2020 fornite da Photonis nel caso sia utilizzato con il *voltage divider* VD124K/T nella configurazione A che è stata usata per ADAMO e per una tensione di polarizzazione di 2000 V. Come si vede dai dati riportati nella tabella, i fototubi utilizzati sono estremamente sensibili al campo magnetico e questo è un inconveniente assai importante a causa dell'intenso campo magnetico disperso nelle immediate vicinanze del magnete permanente dello spettrometro di ADAMO. Alternative più convenienti da questo punto di vista sono state prese in considerazione. I motivi che determinano il cattivo funzionamento del fototubo in presenza di campo magnetico sono in parte dovuti alle sue notevoli dimensioni (diametro di circa 5 cm per una lunghezza di circa 17 cm), in parte alla disposizione dei dinodi. Esistono in commercio alcuni tipi di fotomoltiplicatori realizzati con tecniche che sono state sviluppate appositamente per limitare gli effetti di campi magnetici. Una scelta appropriata per questo tipo di utilizzo sarebbero i foto-

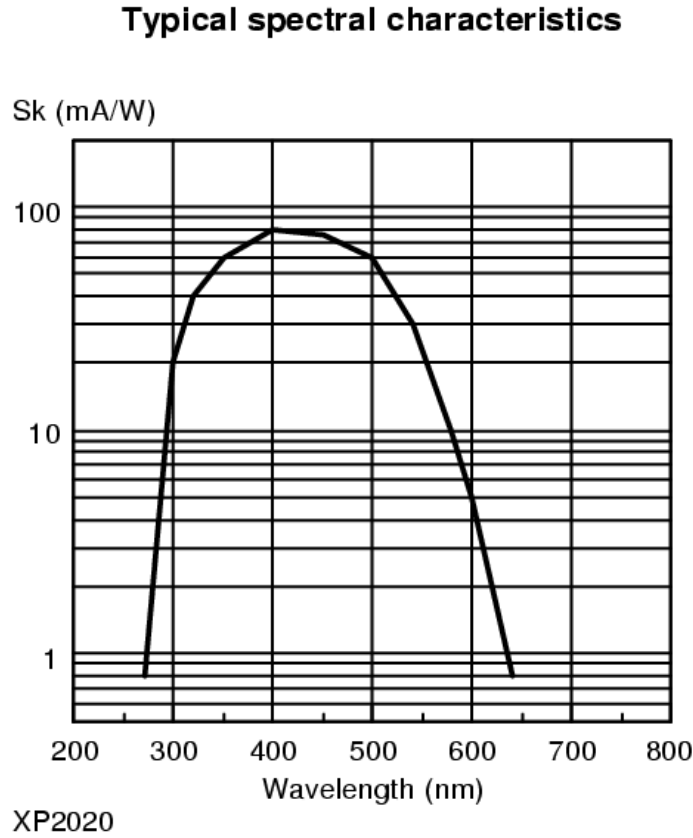


Figura 4.17: Spettro di risposta del fotomoltiplicatore Photonis XP-2020.

moltiplicatori *fine mesh*, studiati per essere utilizzati in presenza di campi magnetici; in questi fototubi i dinodi, realizzati da una griglia metallica, sono disposti uno dietro l'altro tra fotocatodo e anodo (non lateralmente) e separati da sottili *gap*; il primo dinodo è disposto particolarmente vicino al fotocatodo in modo da rendere uniforme il potenziale in questa regione e da intrappolare più efficacemente i fotoelettroni (una breve descrizione di questo tipo di fotomoltiplicatori è riportata in [59]). Questa tecnica consente di ottenere, anche in presenza di campi magnetici, una buona efficienza di raccolta, indipendente dalla traiettoria dei primi fotoelettroni generati sul catodo. I prodotti presi in esame come possibili alternative agli XP-2020, per esempio gli Hamamatsu [60], con analoghe proprietà di *timing* e guadagno, sono risultati incompatibili con il budget prestabilito e si è dunque scelto di utilizzare gli XP-2020 dotandoli di uno schermo magnetico. Questo è possibile in quanto non si hanno rigidi limiti da rispettare per quanto riguarda le masse in gioco. Poiché nella configurazione scelta il campo nel-

Photonis XP-2020	
Gain	$3 \cdot 10^7$
Tempo di salita	1.6 ns
FWHM	3.7 ns
Tempo di transito	30 ns (s.d. 0.25 ns)
Campo magnetico a cui si ha il dimezzamento del guadagno	0.15 mT (ortogonale all'asse) 0.12 mT (parallelo all'asse)

Tabella 4.4: Prestazioni temporali del fotomoltiplicatore Photonis XP-2020. Si osservi che il campo magnetico per il quale si ha il dimezzamento del guadagno del fotomoltiplicatore è dell'ordine del decimo di mT, mentre il campo residuo di ADAMO nella zona del fotocatodo è, in assenza di schermi, superiore alla decina di mT.

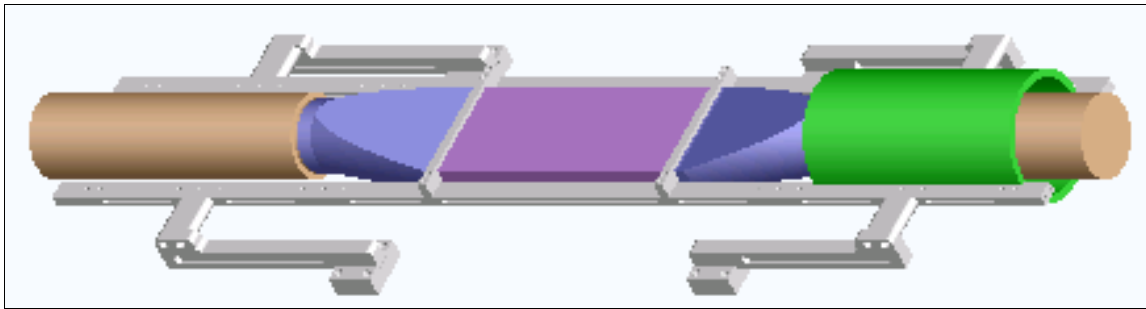


Figura 4.18: Struttura completa di uno degli scintillatori del TOF.

la zona dei fotocatodi risulta dell'ordine di 15 mT e quindi due ordini di grandezza superiore al campo in corrispondenza del quale si ha il dimezzamento del guadagno, è necessario l'utilizzo schermi magnetici molto efficaci. Per questo motivo sono stati provati, in aggiunta a sottili schermi in mumetal, degli appositi schermi cilindrici in ferro, dello spessore di 5 mm, prodotti dal CERN. Nonostante questi accorgimenti non è stato sinora possibile schermare sufficientemente il campo residuo nella zona del fotocatodo in modo che il segnale in uscita non ne risentisse. L'ampiezza dei segnali risulta infatti soppressa di un fattore $5 \div 10$ a causa del campo e la degradazione delle prestazioni temporali dei fotomoltiplicatori ha impedito, per questo lavoro di tesi, l'uso del TOF per l'identificazione della componente protonica dei raggi cosmici, scopo dei futuri sviluppi dell'apparato.

Nella figura 4.18 è riportata la struttura definitiva dei due scintillatori realizzati sino ad ora per il sistema di TOF.

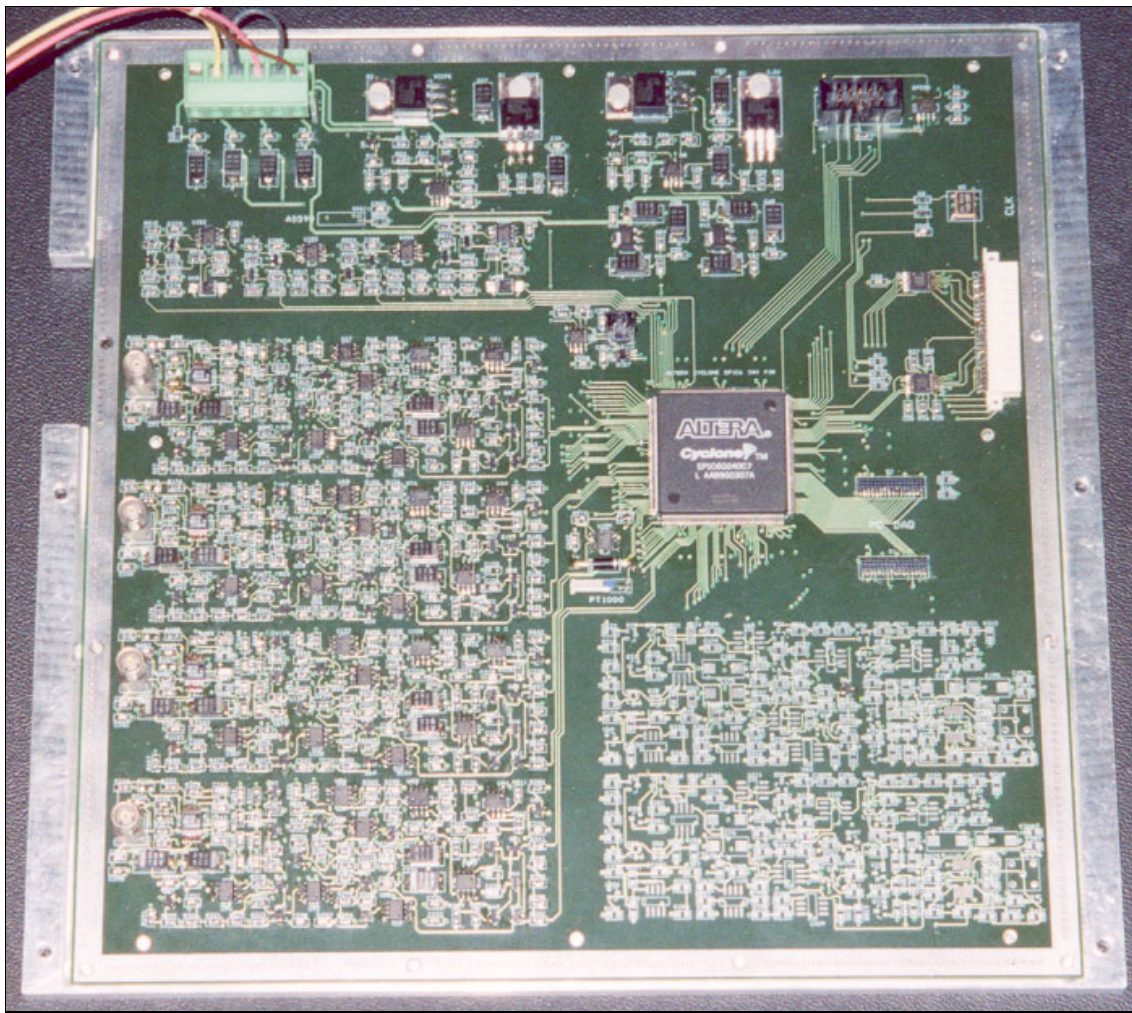


Figura 4.19: Fotografia della scheda elettronica del sistema di misura dei tempi di volo.

4.5.2 Realizzazione di una scheda elettronica di *trigger* e per la misura dei tempi di volo

La scheda realizzata per la generazione del segnale di *trigger* e per la misura dei tempi di volo ha l'aspetto mostrato nella fotografia 4.19. La scheda consente l'ingresso di un massimo di sei uscite anodiche di fotomoltiplicatori, in modo da poter utilizzare fino a tre scintillatori ciascuno "visto" da due fotomoltiplicatori. Per analizzare singolarmente i sei ingressi, la scheda è stata suddivisa in sei sezioni identiche completamente indipendenti, se non per le alimentazioni. Ciascuna delle sei sezioni svolge tre funzioni primarie, cioè la discriminazione dei segnali in ingresso per la generazione del segnale di *trigger*, la generazione di rampe di tensione per la misura del tempo di

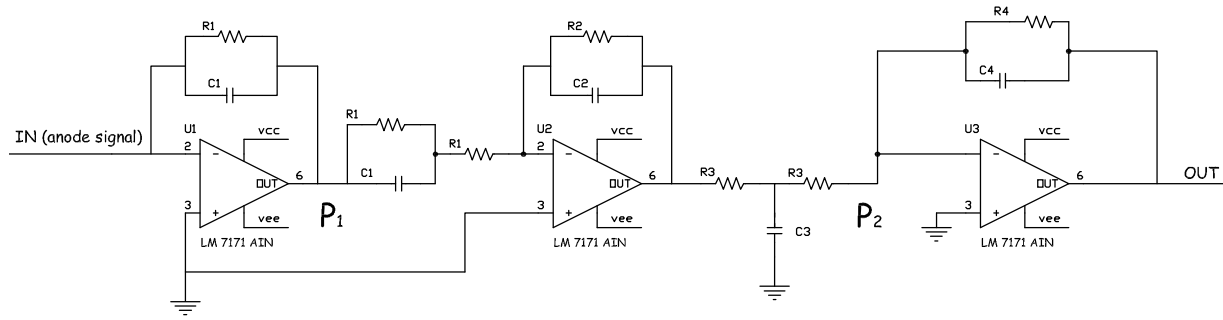


Figura 4.20: Schema del circuito utilizzato per l'integrazione dei segnali anodici dei fotomoltiplicatori del sistema di TOF.

volto e l'integrazione dei segnali in ingresso che consente la correzione dei tempi di volo per l'effetto del cosiddetto *time walk*. I segnali in ingresso, provenienti dagli anodi dei fotomoltiplicatori, arrivano, opportunamente suddivisi, alle sezioni di discriminazione e di integrazione. Mentre l'integrazione del segnale viene operata indipendentemente da tutto il resto, il segnale di *trigger* e l'analisi temporale dell'evento sono subordinati al superamento delle soglie di discriminazione. In questo paragrafo viene descritto il funzionamento della sezione di integrazione dei segnali e di generazione delle rampe.

L'integratore di carica

Il circuito di integrazione dei segnali anodici dei fotomoltiplicatori è mostrato schematicamente in figura 4.20 ed il suo scopo è quello di ottenere la misura di una grandezza proporzionale alla carica in ingresso al circuito. Verrà mostrato successivamente che l'ampiezza massima del segnale anodico di un PMT è infatti proporzionale anch'essa alla carica trasportata e quindi, dalla misura effettuata, si ottiene un valore proporzionale all'ampiezza del segnale originario. In questo modo si riesce a correggere l'effetto del cosiddetto *time walk*, una indeterminazione che insorge nella misura dei tempi di volo a causa delle diverse ampiezze dei segnali generati nei diversi fotomoltiplicatori (riferirsi al paragrafo 4.6.1 per maggiori dettagli).

Nella prima parte di questa sezione viene riportata un'analisi semplificata del circuito, basata sull'assunzione che l'amplificatore operazionale utilizzato (LM7171 [61]) si comporti come un componente ideale. Nel seguito viene mostrato il risultato di una simulazione effettuata con il software PSPICE [62], il quale permette di simulare

il comportamento di un circuito elettrico tenendo conto delle caratteristiche reali dei componenti utilizzati, cioè della loro dinamica, degli effetti dovuti alle variazioni di temperatura etc.

Il circuito di integrazione della carica è costituito da tre stadi invertenti di amplificazione e integrazione disposti in cascata. Osserviamo innanzitutto che il primo stadio di integrazione è stato realizzato in modo da avere una costante di tempo di circa 50 ns. Il segnale anodico che viene integrato ha invece tempi di salita dell'ordine delle frazioni di nanosecondo e dura complessivamente pochi nanosecondi. Questo consente in prima approssimazione di considerare il segnale in ingresso al circuito di integrazione come istantaneo, cioè $i_{in}(t) = A \delta(t)$. La costante A viene determinata richiedendo che l'integrazione della corrente nel tempo dia come risultato la carica elettrica che entra nel circuito, Q_0 . Si trova facilmente che $A = Q_0$.

Il metodo più semplice per analizzare la risposta del circuito è quello di passare dal dominio dei tempi al cosiddetto dominio s , il piano complesso definito in base alla trasformata di Laplace dei segnali. La trasformata di Laplace di una funzione del tempo $f(t)$ è definita dall'equazione

$$F(s) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt$$

dove s è una variabile complessa. Si può dimostrare che la funzione di risposta di un circuito elettrico contenente resistenze e capacità può essere calcolata nel piano s complesso trattando sia resistenze che capacità nello stesso modo in cui nel dominio temporale si trattano le resistenze. Questo significa introdurre una legge di Ohm nel dominio s a patto di sostituire i valori R e C di resistenze e capacità con espressioni opportune, che nel caso della trasformata di Laplace risultano R e $1/(sC)$.

Riferiamoci alla figura 4.20 ed indichiamo con I_{in} la trasformata del segnale in corrente $i_{in}(t)$, proveniente da uno dei fotomoltiplicatori, in ingresso al circuito. Approssimando il segnale in ingresso come già detto con la funzione $i_{in}(t) = Q_0 \delta(t)$ si trova che $I_{in} = Q_0$. La tensione¹ nel punto P_1 è data dalla caduta di questa corrente sul ramo di integrazione, e cioè da

$$V(P_1) = -I_{in} \frac{R_1 \frac{1}{sC_1}}{R_1 + \frac{1}{sC_1}} = -\frac{Q_0 R_1}{1 + s\tau_1}$$

¹Da ora in poi, sino alla fine del calcolo, per tensioni e correnti si intendono le loro trasformate di Laplace.

dove si è posto $\tau = RC$. La corrente che quindi entra nel secondo stadio di integrazione sarà data da

$$I_1 = \frac{V(P_1)}{R_1 + \frac{R_1}{1+s\tau_1}} = -Q_0 \frac{1}{(1+s\tau_1)} \left(\frac{1+s\tau_1}{2+s\tau_1} \right) = -\frac{Q_0}{2+s\tau_1}$$

La caduta prodotta dal passaggio di questa corrente nel ramo di integrazione del secondo stadio porta il punto P_2 alla tensione

$$V(P_2) = -I_1 \frac{R_2}{1+s\tau_2} = \frac{Q_0 R_2}{(2+s\tau_1)(1+s\tau_2)}$$

La corrente che di conseguenza entra nel terzo ramo di integrazione può essere calcolata tenendo conto del modo in cui la corrente complessiva si ripartisce sulla rete successiva al punto P_3 :

$$I_2 = \frac{V_2}{R_3 + \frac{R_3}{1+s\tau_3}} = Q_0 \left(\frac{R_2}{R_3} \right) \frac{1}{(2+s\tau_1)(1+s\tau_2)(2+s\tau_3)}$$

Si trova così infine l'espressione nello spazio s della tensione di uscita:

$$V_{out} = -V_2 \frac{R_4}{1+s\tau_4} = -Q_0 \left(\frac{R_2 R_4}{R_3} \right) \frac{1}{(2+s\tau_1)(1+s\tau_2)(2+s\tau_3)(1+s\tau_4)}$$

L'antitrasformata di V_{out} dà luogo ad una funzione in cui compaiono, se le costanti di tempo sono diverse, somme e differenze di quattro funzioni esponenziali. Questo dà luogo all'effetto di *pole zero*, per cui il segnale converge verso il livello di *ground* passando prima da valori positivi a negativi di tensione. Per eliminare questo effetto si possono scegliere valori opportuni delle costanti di tempo. Esprimiamo tutte le costanti di tempo τ rispetto a τ_2 . Se per esempio si pone $\tau_1 = \tau_3 = 2\tau_2$, $\tau_4 = \tau_2$ e $R_4 = R_2$ l'equazione assume la forma più compatta

$$V_{out} = -\frac{Q_0}{\tau_2^4} \left(\frac{R_2^2}{4 R_3} \right) \frac{1}{\left(s + \frac{1}{\tau_2} \right)^4} \quad (4.10)$$

Si può verificare che l'espressione contenuta nel secondo membro dell'equazione 4.10 altro non è che la trasformata di Laplace del segnale

$$f(t) = K t^3 e^{-\frac{t}{\tau_2}}$$

Per trovare l'espressione di K va calcolata la trasformata di $f(t)$

$$F(s) = K \int_0^\infty t^3 e^{-t\left(s+\frac{1}{\tau_2}\right)} dt$$

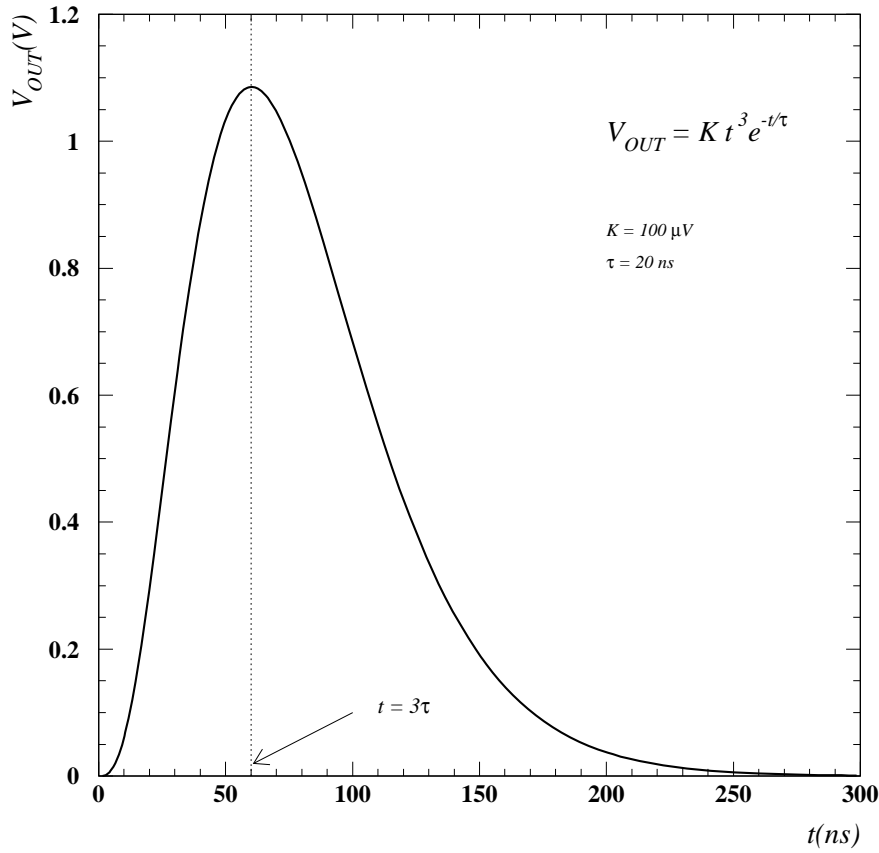


Figura 4.21: Uscita del circuito di integrazione di carica.

L'integrale è facilmente calcolabile applicando il metodo di integrazione per parti e si trova

$$F(s) = \frac{6 K}{\left(s + \frac{1}{\tau_2}\right)^4}$$

Dal confronto con l'equazione 4.10 si determina K e si trova così

$$v_{out}(t) = -\frac{Q_0}{\tau_2^4} \left(\frac{R_2^2}{24 R_3} \right) t^3 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (4.11)$$

Questa espressione, esemplificata in figura 4.21, rappresenta l'uscita del circuito mostrato in figura 4.20 in corrispondenza di un rapido segnale in corrente in ingresso e rappresenta una buona approssimazione del funzionamento dell'elettronica di integrazione della scheda di TOF. La scelta di opportuni valori delle resistenze R_2 e R_3 consente di fissare il fattore di amplificazione del circuito. Il grafico di $v_{out}(t)$ riportato nella figura 4.21, rappresenta l'andamento teorico dell'uscita del circuito di integrazione nel caso in cui $Q_0 < 0$, come avviene per il segnale anodico dei fotomoltiplicatori. La funzione ha

un massimo a $t = 3\tau_2$. Nel nostro caso τ_2 è scelta in modo da avere il massimo dopo solo circa 60 ns dall'arrivo del segnale; considerando una frequenza massima di segnali di rumore nei fotomoltiplicatori di circa 1 kHz, ciò consente di ridurre sotto all'1‰ la probabilità che l'integrazione di due segnali consecutivi dia un effetto sensibile di sovrapposizione. Dall'equazione 4.11 si osserva inoltre che, con le scelte fatte, l'andamento decrescente per tempi superiori al massimo è caratterizzato dalla sola costante di tempo τ_2 e che l'effetto di *pole zero* è stato eliminato.

Come premesso, i risultati appena mostrati sono ottenuti nell'ipotesi in cui l'amplificatore operativo si comporti come un componente ideale. Poiché le costanti di tempo caratteristiche del circuito mostrato sono comparabili con i tempi di risposta del *chip* LM7171², si possono prevedere delle deviazioni non trascurabili rispetto alla risposta nel caso ideale.

Nella figura 4.22 sono confrontati (in alto) i risultati di una simulazione del circuito di integrazione effettuata con il software PSPICE e (in basso) le uscite del circuito reale (P_1 , P_2 e OUT nella figura 4.20), analizzate con un oscilloscopio digitale TEKTRONIX TDS 754A. Si può osservare un accordo sostanziale dei risultati della simulazione, realizzata utilizzando un modello realistico del componente LM7171, con la situazione reale. Il massimo del segnale di uscita si ha dopo circa $(80 \div 90)$ ns dall'arrivo del segnale di ingresso, e non dopo 60 ns, come atteso in base ai risultati del calcolo semplificato (4.21). Il motivo di questa differenza è dovuto in parte al fatto che il segnale reale da integrare non è istantaneo e, in parte, alla non idealità dell'amplificatore operativo. Per distinguere questi due contributi si può far riferimento alla figura 4.23, nella quale è confrontato l'andamento dell'uscita del circuito integratore in tre casi diversi. La curva più a sinistra è il risultato del calcolo teorico semplificato riportato nella prima parte di questa sezione, cioè la rappresentazione dell'equazione 4.11. La curva centrale rappresenta invece la simulazione con PSPICE della risposta del circuito ad un impulso quadrato di larghezza 1 ns, trascurabile rispetto ai tempi di risposta del componente LM7171 e alle costanti temporali di formazione del segnale. La curva più a destra è, infine, la simulazione della risposta del circuito ad un segnale realistico, il

²Il parametro che caratterizza le prestazioni temporali degli amplificatori operazionali è il *setting time*, definito come l'intervallo di tempo tra l'istante in cui si ha una variazione istantanea sull'ingresso (*step function*) e l'istante in cui la tensione di uscita si stabilizza entro una tolleranza predefinita, espressa come percentuale della variazione di tensione complessiva. Il *setting time* dell'LM7171, misurato con l'amplificatore montato in configurazione invertente a guadagno 1 e con una resistenza di carico di 500 Ω , è di 42 ns, con una tolleranza di 0.1%.

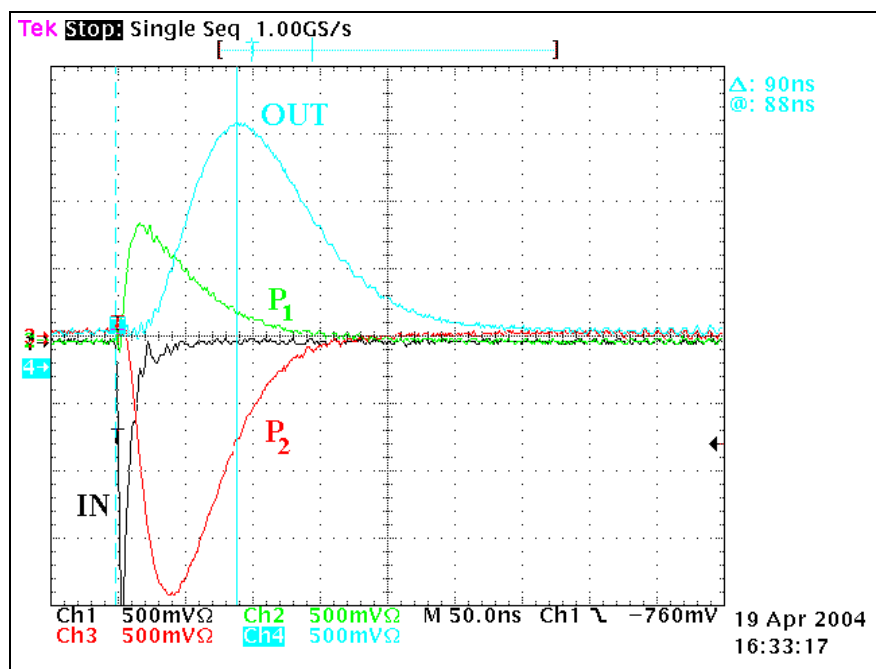
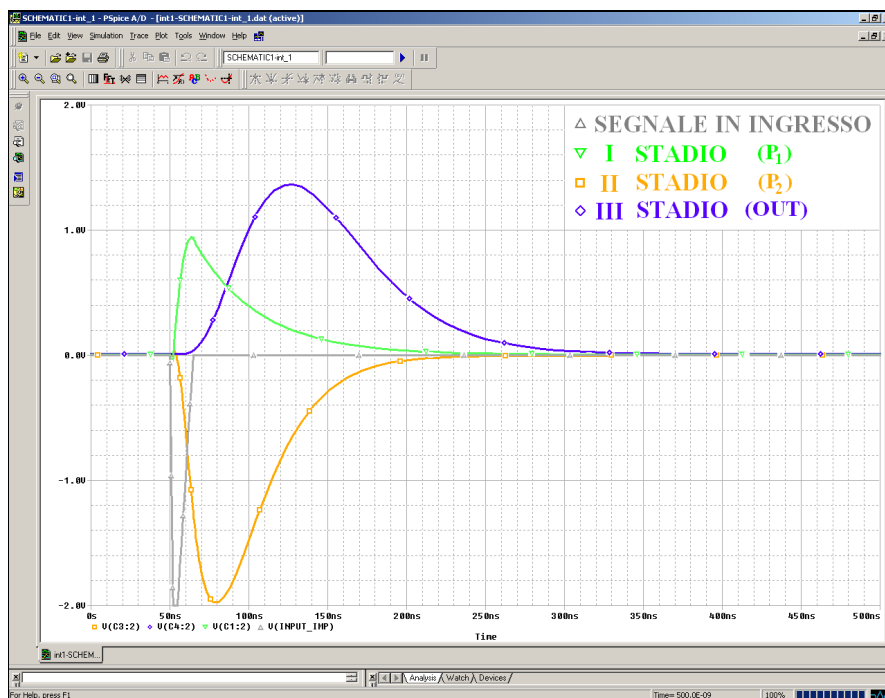


Figura 4.22: Uscite P_1 , P_2 e OUT dei tre stadi di una sezione del circuito di integrazione e amplificazione dei segnali anodici dei fotomoltiplicatori (figura 4.20). Grafico superiore: simulazione con il *software* PSPICE; grafico inferiore: uscite del circuito reale registrate con un oscilloscopio digitale TEKTRONIX TDS 754A. I segnali della figura inferiore si riferiscono ai segnali dello stesso colore (o simile) nella figura superiore.

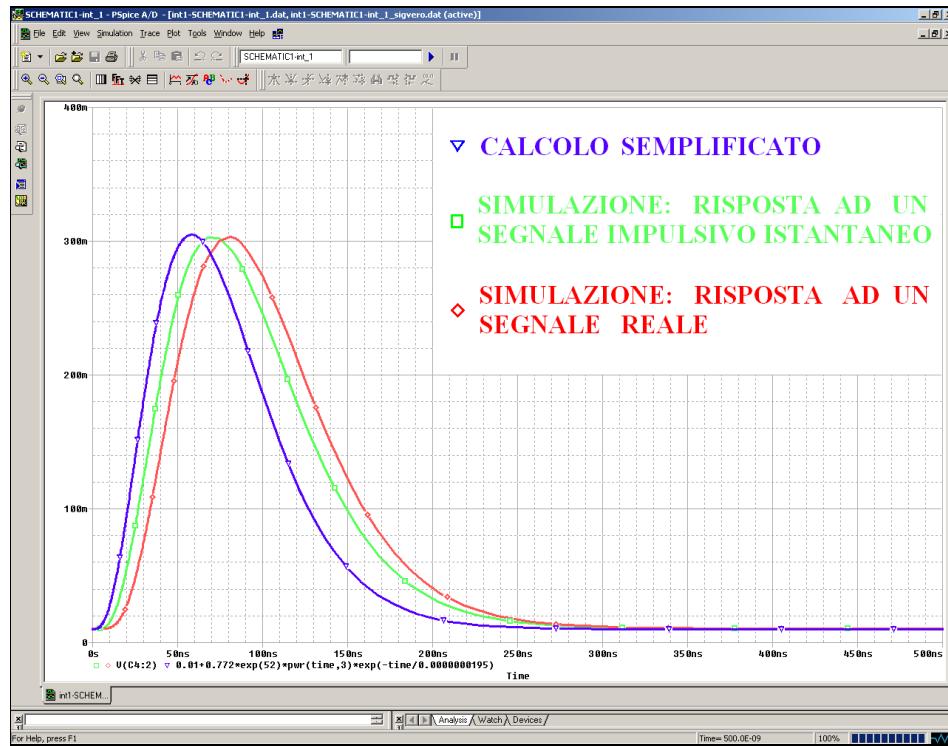


Figura 4.23: Confronto tra calcolo analitico e simulazione con il *software* PSPICE del segnale di uscita del circuito di integrazione. La curva più a sinistra è relativa all'equazione semplificata 4.11. Le altre due curve sono i risultati della simulazione del circuito reale considerando in ingresso (curva centrale) un segnale di larghezza trascurabile ($A\delta(t)$) rispetto alle costanti di tempo caratteristiche del circuito, oppure (curva più a destra) un segnale realistico ottenuto digitalizzando un segnale di un fotomoltiplicatore con l'oscilloscopio TEKTRONIX TDS 754A.

cui profilo è stato ottenuto digitalizzando con l'oscilloscopio un segnale reale di uno dei fotomoltiplicatori XP2020. Il segnale digitalizzato ha le seguenti caratteristiche:

- ampiezza massima: 420 mV
- FWHM: 7.0 ns
- *rise time*: 2.1 ns
- *fall time*: 16.3 ns

Si osservi che le caratteristiche dell'amplificatore operazionale reale contribuiscono a ritardare il massimo della risposta del circuito di 10 ns. Un ulteriore contributo al ritardo, dello stesso ordine di grandezza del precedente, è invece dovuto al fatto che il segnale del fotomoltiplicatore ha uno sviluppo temporale tale che non può essere

approssimato come un segnale di durata trascurabile ($A\delta(t)$) rispetto alle costanti di tempo caratteristiche del circuito.

Generazione delle rampe di tensione per la dilatazione temporale

Il metodo implementato sulla scheda del TOF per la misura dei piccoli intervalli di tempo intercorrenti tra i segnali prodotti dai quattro fotomoltiplicatori (dell'ordine di pochi nanosecondi) si basa su una procedura di dilatazione temporale che consente di risalire a quegli intervalli di tempo in base alla misura di intervalli di tempo centinaia di volte più grandi. La dilatazione temporale viene ottenuta sulla base della generazione di rampe di tensione che hanno durata diversa per i vari canali, a seconda dell'istante in cui è avvenuto il superamento della soglia. Vediamo come avviene la generazione di queste rampe. Nella sezione successiva vedremo quale informazione si riesce a trarne per la misura dei tempi di volo.

Nella figura 4.24 è riportato lo schema dei segnali coinvolti nella generazione delle rampe. La logica programmabile che gestisce la successione di operazioni sulla scheda del TOF, una ALTERA Cyclone EP1C6 [63], è configurata in modo che, quando uno dei segnali anodici in ingresso supera una soglia di discriminazione opportuna, viene inviato un segnale di eccitazione verso un monostabile che è usato per generare un segnale logico di durata prefissata. Questo segnale abilita la salita delle rampe di tensione per la dilatazione temporale, realizzata dal caricamento veloce di una capacità, e viene attivato solo in corrispondenza del primo evento di superamento della soglia da parte di uno qualsiasi dei segnali in ingresso. La sua durata Δ , determinata dai parametri del monostabile, definisce l'intervallo di tempo massimo di salita delle rampe. Il funzionamento del sistema in esame si basa sul fatto che, mentre la rampa relativa al canale che ha fatto scattare il monostabile ha un tempo di salita Δ , le rampe degli altri canali vengono fatte salire a partire dagli istanti in cui anche in quei canali viene superata la soglia di ingresso, e quindi con ritardi diversi rispetto alla prima rampa. Questi ritardi dipendono sia dai diversi ritardi di propagazione dei segnali nei vari canali, sia dal tempo di volo delle particelle e dai punti di impatto sugli scintillatori. Quando, dopo un intervallo di tempo Δ dalla sua partenza, il segnale del monostabile torna a zero, la salita di tutte le rampe viene stoppata (si parla perciò di *common stop*) ed inizia una lenta discesa verso il livello di quiescenza. Il circuito analogico per la generazione delle rampe è un riadattamento semplificato del circuito utilizzato per le schede del

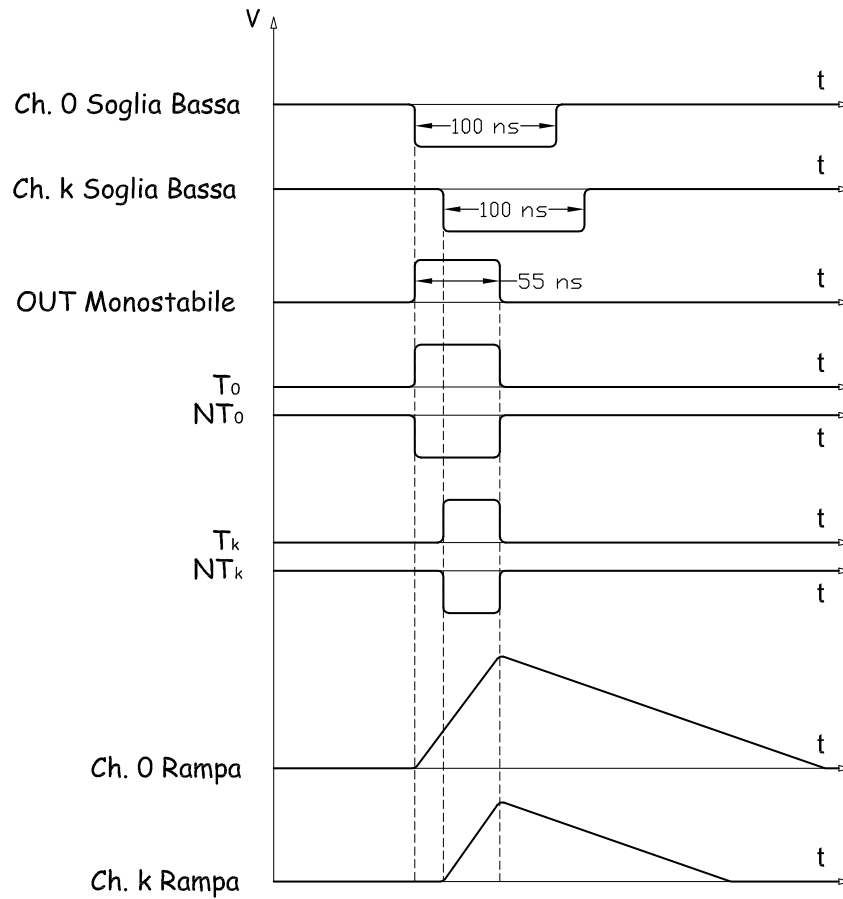


Figura 4.24: Schema dei segnali principali coinvolti nella generazione delle rampe di tensione che realizzano l'espansione degli intervalli di tempo tra l'arrivo dei segnali nei vari canali della scheda di TOF. Per la descrizione si faccia riferimento al testo.

sistema di TOF dell'esperimento PAMELA. Vediamo come funziona, riferendosi al suo schema riportato in figura 4.25. Come anticipato in precedenza, la generazione di una rampa di tensione avviene grazie al caricamento rapido di una capacità, la capacità C_1 , con una corrente costante I . Questa corrente è prodotta dal circuito che nella figura è situato al di sopra del punto C . Il circuito che si trova compreso fra il generatore di corrente e il nodo D serve invece a selezionare il percorso della corrente I : in caso si sia in regime di carica della capacità, la corrente I viene lasciata fluire verso il nodo D attraverso il transistor Q_2 , altrimenti viene diretta verso massa attraverso il transistor Q_3 . Una volta caricata la capacità C_1 producendo la rampa nel nodo D , la scarica lenta è dovuta ad una debole corrente i prodotta dal circuito al di sotto, analogo al circuito che produce la corrente I . Un *buffer* veloce, realizzato con un operazionale National

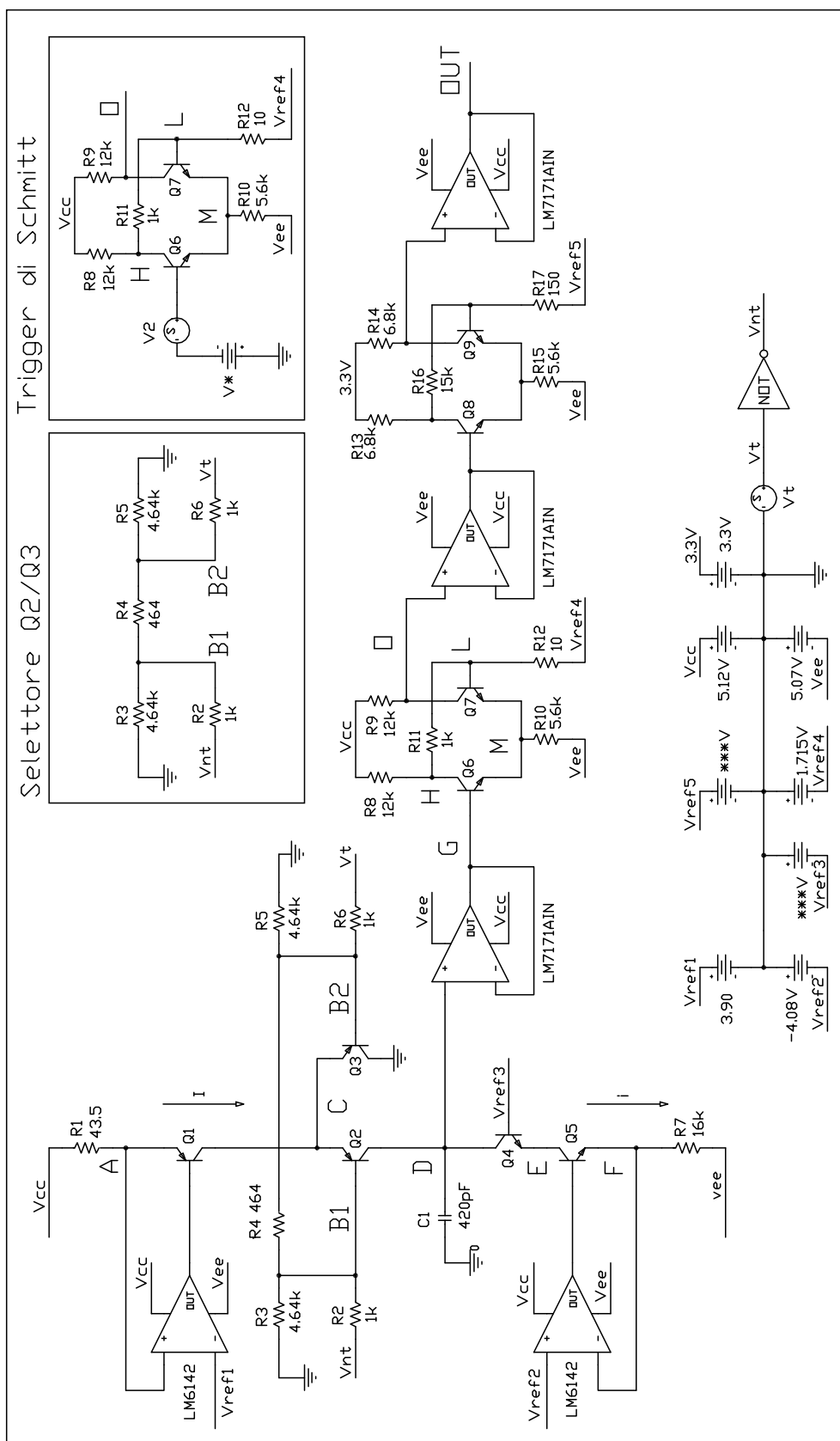


Figura 4.25: Schema del circuito elettrico per la generazione delle rampe di tensione.

LM7171, riporta la rampa nel nodo G , l'ingresso dello stadio finale del circuito che serve a generare un segnale logico di $GATE$ in corrispondenza dell'intervallo di tempo in cui la tensione di rampa è superiore ad una certa soglia. L'operazione di comparazione viene effettuata facendo uso di due coppie differenziali configurate a *Trigger* di Schmitt. Un *Trigger* di Schmitt è un particolare comparatore che ha due diverse soglie di comparazione, V_{th}^\uparrow e V_{th}^\downarrow , a seconda che il segnale in ingresso stia passando da valori inferiori a valori superiori alla soglia o viceversa. In particolare V_{th}^\uparrow è maggiore di V_{th}^\downarrow in modo che, una volta che il segnale abbia superato la soglia V_{th}^\uparrow , le oscillazioni dovute al rumore elettrico non permettano al segnale di scendere fino alla soglia V_{th}^\downarrow . Nel caso in cui non si abbia un tale meccanismo, in un intorno dell'istante di attraversamento della soglia si osserva una serie di oscillazioni tra gli stati logici “0” e “1” dell'uscita del comparatore, dovute al rumore sulla linea di ingresso.

Vediamo più nel dettaglio come funzionano i vari blocchi elettronici. Innanzitutto osserviamo che i valori delle correnti di carica e scarica della capacità C_1 , che definiscono le pendenze di salita e discesa della rampa, sono determinati dai valori delle resistenze R_1 e R_7 . A queste resistenze è applicata una differenza di tensione costante per cui le due correnti I e i risultano approssimativamente

$$\begin{aligned} I &= \frac{V_{cc} - V_{REF1}}{R_1} \\ i &= \frac{V_{REF2} - V_{ee}}{R_7} \end{aligned} \tag{4.12}$$

Il rapporto I/i è nel nostro caso dell'ordine di alcune centinaia e consente, come vedremo successivamente, di ottenere l'effetto di dilatazione temporale di cui si è parlato in precedenza. La corrente I , che scorre verso il nodo C , viene incanalata attraverso i transistor Q_2 o Q_3 a seconda del valore delle tensioni V_t e V_{nt} . Questi due punti corrispondono a due uscite della logica programmabile e sono l'una la negata dell'altra. Le uscite della logica sono LVTTTL; i due segnali logici “0” e “1” corrispondono a livelli di tensione di 0 V e 3.3 V rispetto al riferimento comune. Fino a quando la logica mantiene V_t a “0” il valore della tensione della base B_2 è sufficientemente basso da tenere attivo il transistor Q_3 , mentre il transistor Q_2 è tenuto spento. Analizzando il circuito resistivo che permette di effettuare questa selezione, riportato nel primo dei

due riquadri in figura 4.25, si trova che, avendo scelto $R_4 = R_3/10$, $R_5 = R_3$ e $R_6 = R_2$,

$$V_{B1} = \frac{\frac{10}{21}R_3V_t - (R_2 + \frac{11}{21}R_3)V_{nt}}{(R_2 + \frac{11}{21}R_3)^2 - (\frac{10}{21}R_3)^2} \quad V_{B2} = \frac{(R_2 + \frac{11}{21}R_3)V_t - \frac{10}{21}R_3V_{nt}}{(R_2 + \frac{11}{21}R_3)^2 - (\frac{10}{21}R_3)^2} \quad (4.13)$$

Usando i valori riportati nella figura risulta che $V_{B1} = 1.66\text{ V}$, $V_{B2} = 1.06\text{ V}$. La tensione degli emettitori risulta perciò $V_C = V_{B2} + V_d \simeq 1.88\text{ V}$; la differenza di potenziale tra emettitore e base di Q_2 è circa 0.2 V e ciò spiega perché Q_2 resti spento. Non appena la logica cambia lo stato del segnale V_t da “0” a “1” il transistor Q_3 si spegne e Q_2 entra in conduzione. Si trova infatti che in questo caso le due tensioni di base risultano scambiate rispetto al caso precedente.

È dunque la logica che, alzando il segnale V_t , abilita il caricamento della capacità e riabbassandolo la lascia ritornare nello stato quiescente, a circa -1.96 V . La variazione della tensione nel punto C viene “inseguita” e riportata nel punto G da un componente molto rapido, l’LM7171, che ha una *slew rate* di circa $5\text{ kV}/\mu\text{s}$. Il nodo G altro non è che l’ingresso del primo *trigger* di Schmitt. Per capire come funziona il circuito osserviamo che nel caso in cui il potenziale di questo punto resti sotto una certa soglia che determineremo, Q_6 è inibito, mentre Q_7 è in conduzione. In questo caso risolvendo il circuito si può vedere che

$$i_8 = -i_{11} = \frac{V_{cc} + V_{ref4}}{R_8 + R_{11} + R_5}$$

$$V(L) = -V_{ref4} + R_{12}i_8 = \frac{R_{12}V_{cc} - (R_8 + R_{11})V_{ref4}}{R_8 + R_{11} + R_{12}}$$

$$V(M) = V_{in} - V_d = -V_{ref4} - V_d + \frac{R_{12}(V_{cc} + V_{ref4})}{R_8 + R_{11} + R_{12}}$$

dove con V_d si è indicata la caduta della giunzione base-emettitore del transistor. Si può inoltre valutare in questo caso la tensione di uscita nel punto O e si trova che $V(O) = V_{cc} - R_9i_9 \simeq -1\text{ V}$. Con le espressioni determinate in precedenza non è difficile verificare che la condizione affinché Q_6 sia OFF è data da:

$$V_{in} - V_M < V_d \rightarrow V_{in} < -V_{ref4} + \frac{R_{12}(V_{cc} + V_{ref4})}{R_8 + R_{11} + R_{12}} = V_{th}^\uparrow$$

Settando la soglia $V_{ref4} = -1.5\text{ V}$ si trova $V_{th}^\uparrow \simeq -1.495\text{ V}$. Supponiamo che adesso V_{in} cresca fino a superare questa soglia. In questo caso una corrente comincia a fluire

attraverso Q_6 facendo abbassare il potenziale del collettore H e di conseguenza anche il potenziale del collettore L . La diminuzione di $V(L)$ comporterebbe la diminuzione di $V(M)$, se non fosse per il fatto che questa sta aumentando in conseguenza della crescita di V_{in} . Tutto ciò porta rapidamente allo spegnimento di Q_7 , provocando una brusca transizione della tensione di uscita $V(O)$ da -1 V alla tensione di alimentazione $V_{cc} \simeq 5$ V. Ragionando come fatto in precedenza si può valutare sotto quale condizione il circuito resta in questo stato, cioè quale sia il valore di soglia V_{th}^\downarrow per la tensione di ingresso al di sotto del quale il circuito torna nello stato iniziale. Tralasciando i calcoli, si trova che il nuovo livello di soglia è

$$V_{th}^\downarrow = V_{th}^\uparrow + \frac{R_8 R_{12}}{R_{10} (R_8 + R_{11} + R_{12})} (V_d + V_{ee})$$

Il valore del termine che rappresenta la differenza tra le due soglie è nel nostro caso di -7 mV. La soglia in fase di discesa risulta dunque più bassa e il motivo può essere infine chiarito osservando che, fino a quando Q_6 resta spento, la caduta su R_8 è determinata solo dalla corrente che entra nel ramo HL, mentre una volta che Q_6 viene attivato, il potenziale in H risulta più basso per effetto della caduta di una corrente più elevata. Quindi il potenziale in L si abbassa di conseguenza e per riattivare Q_7 è necessario che il segnale in ingresso scenda sotto alla soglia trovata in fase di salita, in modo da portare il punto A ad un potenziale tale da bilanciare l'abbassamento del potenziale del punto L.

4.6 L'informazione temporale del sistema di TOF

Prima di descrivere le misure effettuate per determinare i parametri caratteristici del sistema di misura dei tempi di volo, lavoro svolto nel paragrafo 5.1, è necessario affrontare il problema di quale informazione si riesca ad ottenere dalla scheda di TOF realizzata per ADAMO. Iniziamo con il considerare la figura 4.26 nella quale è messo in evidenza il passaggio di una particella attraverso i due scintillatori del TOF. I quattro fotomoltiplicatori sono individuati dall'indice $i=0,...,3$ dall'alto verso il basso. L'idea alla base del procedimento che viene descritto in questo paragrafo è quella di risalire alla misura del tempo di volo delle particelle tramite una misura delle differenze di tempo tra gli istanti in cui vengono generati i segnali dai quattro fotomoltiplicatori. Il primo segnale anodico che supera la soglia di discriminazione determina l'istante di tempo

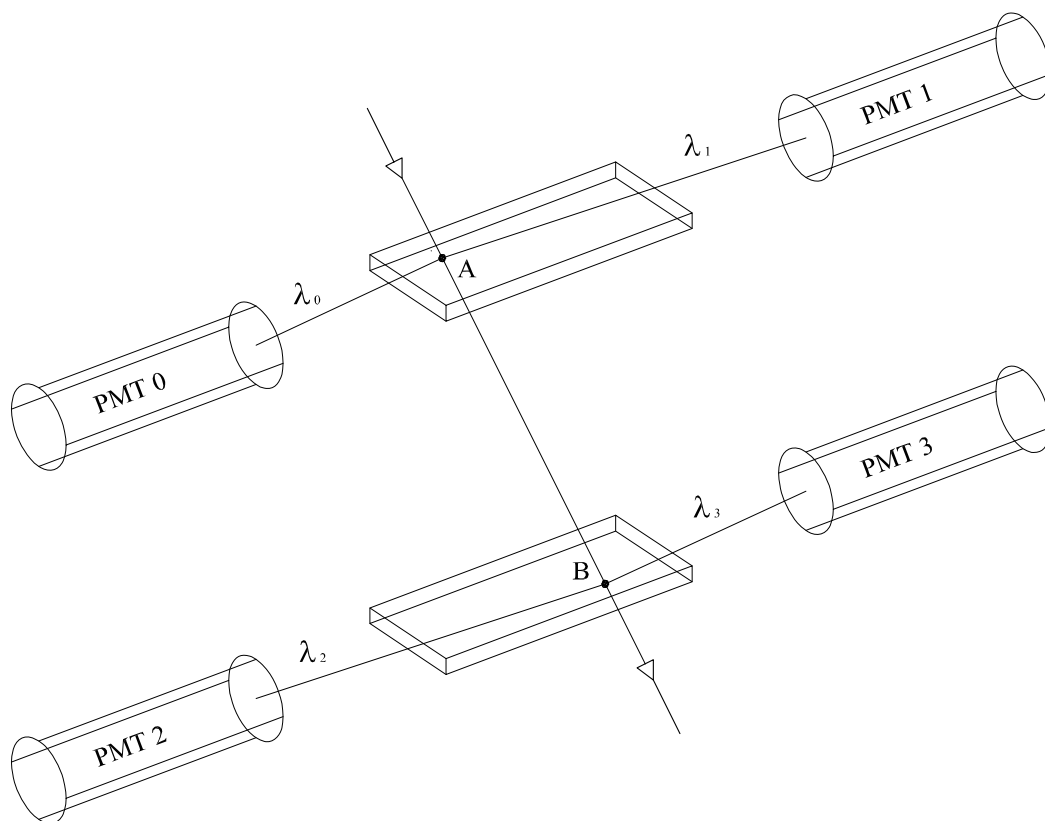


Figura 4.26: Passaggio di una particella carica attraverso i due scintillatori del sistema di TOF. I due punti in cui la particella attraversa gli scintillatori sono indicati con A e B; λ_i sono le distanze di questi punti dai fotocatodi. Nel disegno sono state tralasciate per semplicità le guide di luce.

rispetto al quale vengono misurati i ritardi di arrivo degli altri segnali. La misura di questi intervalli di tempo viene effettuata analizzando le differenze di durata dei segnali di GATE associati alle rampe di tensione dei vari canali (seconda parte del paragrafo 4.5.2). Ciascun segnale di GATE viene utilizzato come segnale di abilitazione di un contatore, pilotato da un segnale di *clock*; l'uscita del contatore rappresenta, quindi, la durata del segnale di GATE, espressa come numero di periodi del segnale di *clock*. Osserviamo che gli intervalli di tempo relativi al ritardo tra due fotomoltiplicatori relativi allo stesso scintillatore non dipendono dal tempo di volo della particella tra i due scintillatori, ma solo dai punti di impatto e dai ritardi sulle linee elettroniche. I ritardi tra i segnali di fotomoltiplicatori relativi ai due diversi scintillatori dipendono, invece, anche dal tempo di volo, che può quindi essere determinato mediante un'opportuna combinazione dei ritardi misurati.

Nelle equazioni che seguono sono indicati con t_A e t_B gli istanti di passaggio della particella nei due scintillatori, con λ_i le distanze dei punti di passaggio dai fotocatodi dei PMT sullo scintillatore corrispondente, con δt_i i ritardi di propagazione dei segnali elettrici nei quattro canali (somma dei tempi di propagazione dalla produzione dei segnali alla partenza delle rampe di tensione) e con τ_i gli istanti a cui partono le rampe di tensione. Si pone inoltre $\tau_{ij} = \tau_i - \tau_j$, $\lambda_{ij} = \lambda_i - \lambda_j$ e $\delta t_{ij} = \delta t_i - \delta t_j$. Supponiamo di aver realizzato, con opportuni ritardi fissi sulle quattro linee, una condizione per cui al passaggio di una particella, sia sempre il PMT 0 a scattare per primo, a far partire la sua rampa e ad eccitare quindi il monostabile di durata $\Delta = 60 \text{ ns}$ che determina l'attivazione del segnale di *common stop*. Indicando con c^* la velocità media del segnale luminoso nella propagazione dal punto di produzione ai fotocatodi, si trova che gli istanti di partenza delle varie rampe sono

$$\begin{aligned} \tau_0 &= t_A + \frac{\lambda_0}{c^*} + \delta t_0 & \tau_1 &= t_A + \frac{\lambda_1}{c^*} + \delta t_1 \\ \tau_2 &= t_B + \frac{\lambda_2}{c^*} + \delta t_2 & \tau_3 &= t_B + \frac{\lambda_3}{c^*} + \delta t_3 \end{aligned} \tag{4.14}$$

Il metodo usuale per analizzare queste equazioni ed estrarne l'informazione nel modo più semplice è quello di sommare e sottrarre i tempi relativi a ciascun fotomoltiplicatore, ottenendo:

$$\begin{aligned} \tau_1 + \tau_0 &= 2t_A + \frac{\lambda_1 + \lambda_0}{c^*} + (\delta t_0 + \delta t_1) \\ \tau_1 - \tau_0 &= \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{c^*} + (\delta t_1 - \delta t_0) \\ \tau_3 + \tau_2 &= 2t_B + \frac{\lambda_3 + \lambda_2}{c^*} + (\delta t_3 + \delta t_2) \\ \tau_3 - \tau_2 &= \frac{\lambda_3 - \lambda_2}{c^*} + (\delta t_3 - \delta t_2) \end{aligned}$$

Di queste equazioni, quelle relative alle differenze verranno utilizzate nella loro forma attuale, mentre da quelle relative alle somme si può ricavare il tempo di volo $t_B - t_A$. Si trova così:

$$\tau_{10} = \frac{\lambda_{10}}{c^*} + (\delta t_{10})$$

$$\tau_{32} = \frac{\lambda_{32}}{c^*} + (\delta t_{32})$$

$$\left(\frac{\tau_3 + \tau_2}{2} - \frac{\tau_1 + \tau_0}{2} \right) = (t_B - t_A) + \frac{\lambda_3 + \lambda_2 - \lambda_1 - \lambda_0}{2c^*} + (\delta t_3 + \delta t_2 - \delta t_1 - \delta t_0)$$

In particolare l'ultima equazione può essere scritta in modo opportuno

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_{10} = \frac{\lambda_{10}}{c^*} + (\delta t_{10}) \\ \tau_{32} = \frac{\lambda_{32}}{c^*} + (\delta t_{32}) \\ \left(\frac{\tau_{30} + \tau_{20} - \tau_{10}}{2} \right) = t_{BA} + \frac{\lambda_3 + \lambda_2 - \lambda_1 - \lambda_0}{c^*} + \frac{\delta t_{30} + \delta t_{20} - \delta t_{10}}{2} \end{array} \right. \quad (4.15)$$

dove $t_{BA} = (t_B - t_A)$. Vediamo com'è che le differenze τ_{ij} possono essere misurate. Consideriamo la figura 4.27, nella quale sono rappresentate le rampe di tensione del PMT 0, che scatta per prima, e del PMT k-esimo, con $k=1,2,3$. Ciascuna delle rampe viene generata a partire da un livello di riferimento non nullo, indicato con V_B , e ha dei coefficienti angolari per la salita e la discesa caratteristici del canale considerato, come indicato in figura. Il superamento da parte di una rampa, di una soglia predefinita (indicata con REF), dipendente anch'essa dal canale considerato, è accompagnato dalla salita di un segnale logico (GATE) da '0' a '1', che torna a '0' al ridiscendere della rampa sotto il livello di soglia. Il segnale di GATE entra fisicamente nella logica ALTERA e abilita l'ingresso di un contatore a 16 bit, implementato nella logica, a cui è connesso un segnale di *clock* a 200 Mhz, cioè con un periodo $T=5$ ns. Si riesce in questo modo a determinare la lunghezza del GATE contando il numero N_i di colpi di *clock* per la durata del GATE i-esimo ($i=0,1,2,3$). L'indeterminazione sulla durata del singolo GATE dovuta al fatto che si misurano dei multipli interi di T è pari a T , cioè 5 ns. Come vedremo, questo si ripercuote sulla misura delle differenze di tempo secondo un fattore di dilatazione temporale pari a circa $1/400$; sommando in quadratura gli errori sui conteggi dei segnali di GATE, l'incertezza sulle differenze di tempo τ_{ij} dovuta alla quantizzazione dei conteggi è quindi dell'ordine di $T \sqrt{2}/400 = 17.7$ ps.

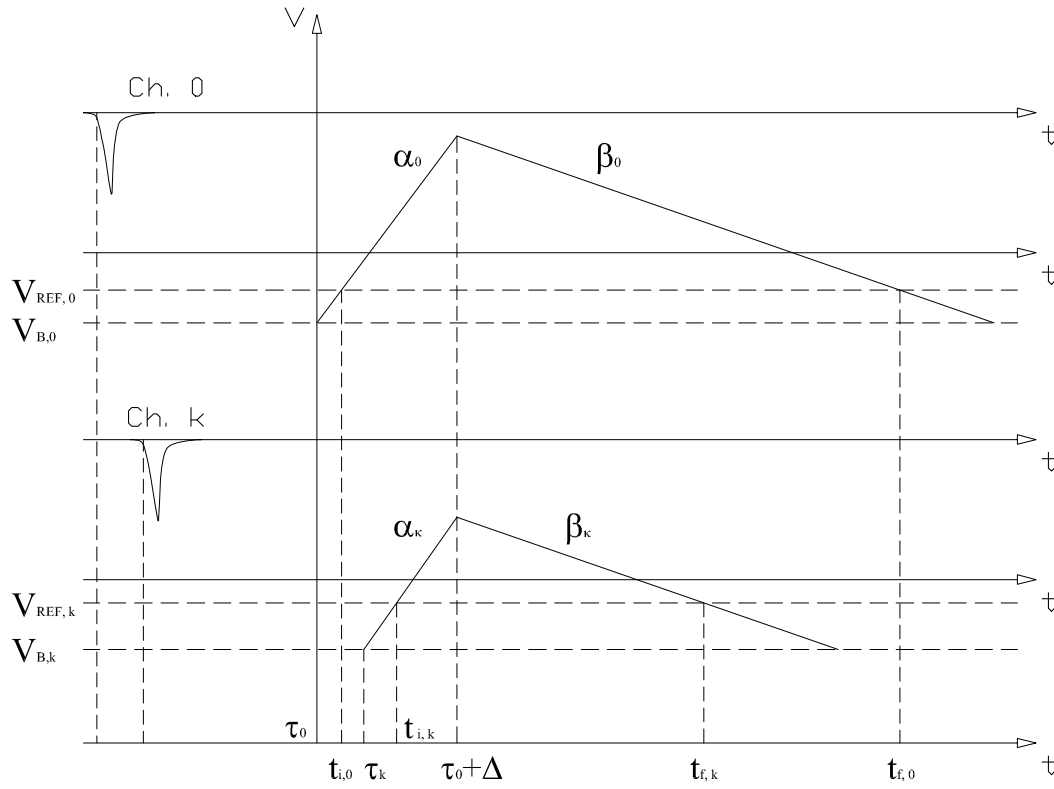


Figura 4.27: Schema temporale della generazione di due rampe di tensione in corrispondenza del passaggio di una particella. Si assume che la prima rampa a salire, per un intervallo di tempo complessivo Δ , sia quella relativa al canale “0”. I parametri α_k e β_k sono le pendenze di salita e discesa delle rampe, che definiscono l’espansione temporale. Per la definizione degli altri parametri ci si riferisca al testo. Si noti che il disegno non è in scala; la salita massima delle rampe avviene su un tempo di circa 60 ns, mentre la discesa corrispondente impiega circa 25 μ s.

Vediamo qual è la relazione tra la differenza di durata dei due GATE e la differenza di tempo con cui sono partite le due rampe. Indicando con una freccia verso l’alto o verso il basso i tratti di salita o discesa della tensione, le espressioni dei segnali che costituiscono le rampe sono

$$V_0^\uparrow(t) = \alpha_0(t - \tau_0) - V_{B,0}$$

$$V_0^\downarrow(t) = -\beta_0(t - \Delta - \tau_0) + (\alpha_0\Delta - V_{B,0})$$

$$V_k^\uparrow(t) = \alpha_k(t - \tau_0 - \tau_{k0}) - V_{B,k}$$

$$V_k^\downarrow(t) = -\beta_k(t - \Delta - \tau_0) + \alpha_k(\Delta - \tau_{k0}) - V_{B,k}$$

Gli istanti a cui le due rampe incontrano i valori di soglia risultano perciò, dopo brevi calcoli

$$t_0^i = \tau_0 + \frac{V_{B,0} - V_{REF,0}}{\alpha_0} \quad t_0^f = \tau_0 + \Delta + \frac{(\alpha_0 \Delta - V_{B,0}) + V_{REF,0}}{\beta_0}$$

$$t_k^i = \tau_0 + \tau_{k0} + \frac{V_{B,k} - V_{REF,k}}{\alpha_k} \quad t_k^f = \tau_0 + \Delta + \frac{\alpha_k(\Delta - \tau_{k0}) - V_{B,k} + V_{REF,k}}{\beta_k}$$

e la durata dei due segnali di GATE è data da

$$t_0^f - t_0^i = \Delta \left(1 + \frac{\alpha_0}{\beta_0}\right) - \left(\frac{1}{\alpha_0} + \frac{1}{\beta_0}\right) (V_{B,0} - V_{REF,0}) = h_0$$

$$t_k^f - t_k^i = \Delta \left(1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right) - \left(\frac{1}{\alpha_k} + \frac{1}{\beta_k}\right) (V_{B,k} - V_{REF,k}) - \tau_{k0} \left(1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right) \quad (4.16)$$

$$= h_k - \tau_{k0} \left(1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right)$$

dove h_k rappresenta la durata massima della rampa k-esima. La differenza delle durate dei GATE 0 e k-esimo è quindi data da

$$\Delta t_0 - \Delta t_k = \tau_{k0} \left(1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right) + \Delta \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} - \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right) + \left(\frac{1}{\alpha_k} + \frac{1}{\beta_k}\right) (V_{B,k} - V_{REF,k}) +$$

$$- \left(\frac{1}{\alpha_0} + \frac{1}{\beta_0}\right) (V_{B,0} - V_{REF,0}) = \tau_{k0} \left(1 + \frac{\alpha_k}{\beta_k}\right) + h_0 - h_k \quad (4.17)$$

e può essere espressa più sinteticamente come

$$\Delta t_{0k} = A_k \tau_{k0} + h_{0k} \quad (4.18)$$

Con la scheda del TOF si è in grado di determinare queste differenze in base ai conteggi N_i :

$$\Delta t_{0k} = T (N_0 - N_k) \quad (4.19)$$

Mettendo insieme le 4.18 e le 4.19 e poi sostituendole nelle equazioni 4.15, si trovano le tre equazioni

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T N_{01}}{A_1} = \frac{1}{c^*} \lambda_{10} + \left(\delta t_{10} + \frac{h_{01}}{A_1} \right) \\ T \left(\frac{N_{03}}{A_3} - \frac{N_{02}}{A_2} \right) = \frac{1}{c^*} \lambda_{32} + \left(\delta t_{32} + \frac{h_{03}}{A_3} - \frac{h_{02}}{A_2} \right) \\ \left[\frac{T}{2} \left(\frac{N_{03}}{A_3} + \frac{N_{02}}{A_2} - \frac{N_{01}}{A_1} \right) - \frac{(\lambda_3 + \lambda_2 - \lambda_1 - \lambda_0)}{2 c^*} \right] = \\ = t_{BA} + \frac{\delta t_{30} + \delta t_{20} - \delta t_{10}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{h_{03}}{A_3} + \frac{h_{02}}{A_2} - \frac{h_{01}}{A_1} \right) \end{array} \right. \quad (4.20)$$

Un'analisi delle prime due equazioni 4.20 consente di determinare, mediante misure di calibrazione (come descritto nel paragrafo 5.1) alcuni parametri dipendenti soltanto dalle caratteristiche dei rivelatori e dei canali dell'elettronica di lettura, ma indipendenti dai parametri fisici delle particelle. La terza equazione è invece quella che permette di misurare i tempi di volo. È opportuno osservare che le dimensioni dei due scintillatori sono identiche a meno di pochi decimi di millimetro (dovuti alle tolleranze di lavorazione e ai diversi spessori di colla tra scintillatore e guide di luce). Se consideriamo la somma dei percorsi diretti dal punto di incidenza della particella al centro dei due fotocatodi, si trova che, al variare del punto di incidenza, questa resta compresa tra due valori che differiscono per non più di 0.8 cm. Considerando un indice di rifrazione effettivo di 2.2^3 , questo significa una differenza temporale di percorrenza di circa 60 ps. Un'incertezza di 60 ps su entrambi gli scintillatori dà un contributo all'errore di misura sui tempi comparabile con la risoluzione che si pensa di ottenere (superiore a 100 ps). In prima approssimazione si può quindi scrivere $\lambda_0 + \lambda_1 = \lambda_2 + \lambda_3 = l$ senza commettere un errore compromettente. Nella terza delle equazioni 4.20 si può quindi scrivere in questa approssimazione:

$$\lambda_3 + \lambda_2 = \lambda_0 + \lambda_1 = L$$

³anche se la velocità della luce nello scintillatore è tale che l'indice di rifrazione risulta pari a 1.56, le riflessioni totali del segnale luminoso all'interno dello scintillatore determinano una velocità effettiva più bassa; assumendo che la luce giunga al fotocatodo dopo una serie di riflessioni totali, seguendo un percorso caratterizzato in media da un angolo di 45° rispetto alla perpendicolare al fotocatodo, si trova un indice di rifrazione effettivo di $n \cdot \sqrt{2} \simeq 2.2$

dove L è la distanza complessiva tra i due fotocatodi. Si trovano così le equazioni approssimate:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T N_{01}}{A_1} = \frac{1}{c^*} \lambda_{10} + \left(\delta t_{10} + \frac{h_{01}}{A_1} \right) \\ T \left(\frac{N_{03}}{A_3} - \frac{N_{02}}{A_2} \right) = \frac{1}{c^*} \lambda_{32} + \left(\delta t_{32} + \frac{h_{03}}{A_3} - \frac{h_{02}}{A_2} \right) \\ \frac{T}{2} \left(\frac{N_{03}}{A_3} + \frac{N_{02}}{A_2} - \frac{N_{01}}{A_1} \right) = t_{BA} + \frac{\delta t_{30} + \delta t_{20} - \delta t_{10}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{h_{03}}{A_3} + \frac{h_{02}}{A_2} - \frac{h_{01}}{A_1} \right) \end{array} \right. \quad (4.21)$$

Va osservato che, in base all'approssimazione discussa, ci siamo in qualche modo svincolati dalle informazioni dello spettrometro magnetico. La misura del tempo di volo non richiede infatti in prima approssimazione la determinazione dei punti di impatto della particella sugli scintillatori (cioè dei λ_{ij}) e della velocità di propagazione del segnale luminoso, c^* . Effettuando una calibrazione che tenga conto della completa ricostruzione degli eventi, queste grandezze possono comunque considerarsi note ed è dunque possibile usare le equazioni non approssimate. L'informazione del sistema tracciante consente inoltre di determinare l'impulso delle particelle che, insieme al tempo di volo, permette di risalire alla massa della particella. Nel caso di misura dei raggi cosmici a terra si può così separare la componente pesante, costituita da protoni, da quella leggera, costituita essenzialmente da muoni ed elettroni.

Vantaggi nell'uso di coppie di fotomoltiplicatori

Un'osservazione importante riguarda l'utilità di avere due fotomoltiplicatori per ciascuno scintillatore. Innanzitutto è intuitivo che questa configurazione consenta di migliorare la precisione della misura in quanto permette di risalire approssimativamente al punto di passaggio della particella negli scintillatori. Questo è subordinato al fatto che si sia in grado di mettere in evidenza le piccole differenze di tempo di arrivo della luce sui due fotocatodi. Nel caso di un solo fotomoltiplicatore il solo sistema di TOF non può risalire ad una tale informazione. Vediamo in modo semplice di quanto si migliora l'informazione temporale con la configurazione a quattro fotomoltiplicatori, tenendo

presente che, in realtà, i punti di impatto (e quindi le distanze λ_i) vengono determinati con l'ausilio del sistema tracciante.

Assumiamo per semplicità che i quattro canali di elettronica siano perfettamente uguali, in modo che i guadagni A_i siano anch'essi tutti uguali e che le differenze $\delta t_{ij} = \delta t_i - \delta t_j$ e $h_{ij} = h_i - h_j$ risultino nulle; trascuriamo inoltre il contributo di errore dovuto all'attenuazione dei segnali luminosi nello scintillatore; in queste ipotesi, utilizzando l'equazione per il tempo di volo 4.20, si trova che:

$$(t_B - t_A)_{IV} = \frac{T}{2A} (N_0 + N_1 - N_2 - N_3) + \frac{\lambda_0 + \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3}{2c^*}$$

dove il pedice “IV” indica che si stanno considerando tutti e quattro i fotomoltiplicatori. Dalla propagazione degli errori si vede dunque che il contributo all'errore dovuto ai conteggi N_i è dato da

$$\sigma_{IV}^2(t_B - t_A) = \frac{T^2}{4A^2} \sum_{i=1}^4 \sigma(N_i)^2$$

Assumendo uguali gli errori di misura sui valori N_i si ha

$$\sigma_{IV}^2(t_B - t_A) = \frac{T^2}{4A^2} 4\sigma(N)^2 = \frac{T^2}{A^2} \sigma(N)^2$$

Nel caso in cui invece si abbia a disposizione l'informazione di un solo fotomoltiplicatore per scintillatore (prendiamo per esempio i soli indici 0 e 2) la relazione che determina il tempo di volo diventa

$$(t_B - t_A)_{II} = \frac{T}{A} (N_0 - N_2) + \frac{\lambda_0 - \lambda_2}{c^*}$$

e la propagazione degli errori determina un errore quadratico doppio rispetto al caso precedente:

$$\sigma_{II}^2(t_B - t_A) = \frac{T^2}{A^2} 2\sigma(N)^2 = 2\frac{T^2}{A^2} \sigma(N)^2$$

È semplice verificare che la stessa cosa risulta valida per il contributo all'errore dovuto all'incertezza nella misura delle lunghezze λ_i . Trascurando il contributo dovuto al parametro c^* (che viene determinato complessivamente in una fase di calibrazione dell'apparato su un insieme arbitrario di eventi), l'uso di coppie di fotomoltiplicatori consente così di ridurre l'incertezza sulla misura dei singoli tempi di volo di un fattore $\sqrt{2}$.

4.6.1 Correzione del *time walk*

Il cosiddetto *time walk* è un effetto presente in tutti i sistemi in cui si faccia la discriminazione di un segnale di ampiezza variabile utilizzando una soglia fissa di comparazione. Nel nostro caso osserviamo che i segnali prodotti da un fotomoltiplicatore hanno uno sviluppo temporale caratteristico e ben definito, determinato dalla convoluzione degli sviluppi temporali del processo di fluorescenza nello scintillatore e della risposta del fotomoltiplicatore. L'ampiezza di questi segnali ha invece una forte variabilità. Questo è dovuto al fatto che la generazione di questi segnali dipende da fenomeni statistici come il rilascio di energia nello scintillatore da parte delle particelle, la successiva emissione di fotoni da scintillazione, la raccolta dei fotoni sul fotocatodo, la conversione in fotoelettroni e la moltiplicazione all'interno del fototubo. Tutti questi fattori seguono delle distribuzioni statistiche dalle quali infine dipende l'ampiezza del segnale in uscita dall'anodo. Se dunque confrontiamo due segnali con uno sviluppo temporale identico, ma di diversa ampiezza, non è difficile rendersi conto che, definita una soglia di discriminazione, il segnale di ampiezza maggiore la raggiunge in un tempo minore rispetto all'altro. Di questo va naturalmente tenuto conto in qualsiasi relazione venga utilizzata che porti informazione sulle differenze di tempo con cui diversi segnali vengono discriminati. Supponendo che la soglia di discriminazione sia sufficientemente bassa in modo che i segnali l'attraversino pressoché all'inizio della loro salita, la loro forma funzionale viene comunemente approssimata con una funzione quadratica del tempo. Questo lo si può giustificare assumendo che il segnale in tensione segua l'andamento della funzione

$$V_{ANODE}(t) = V_0 \left(\frac{t}{t_R} \right)^2 e^{2\left(1 - \frac{t}{t_R}\right)}$$

che è riportato in figura 4.28 dove con V_0 si è indicata l'ampiezza massima del segnale e con t_R l'istante in cui il segnale è stazionario. Un ingrandimento della zona iniziale di sviluppo del segnale è mostrato nella figura 4.29. Sviluppando la funzione $V_{ANODE}(t)$ al secondo ordine nella variabile t per $t \ll t_R$ si trova dunque una dipendenza quadratica

$$V_{ANODE}(t) \propto V_0 t^2$$

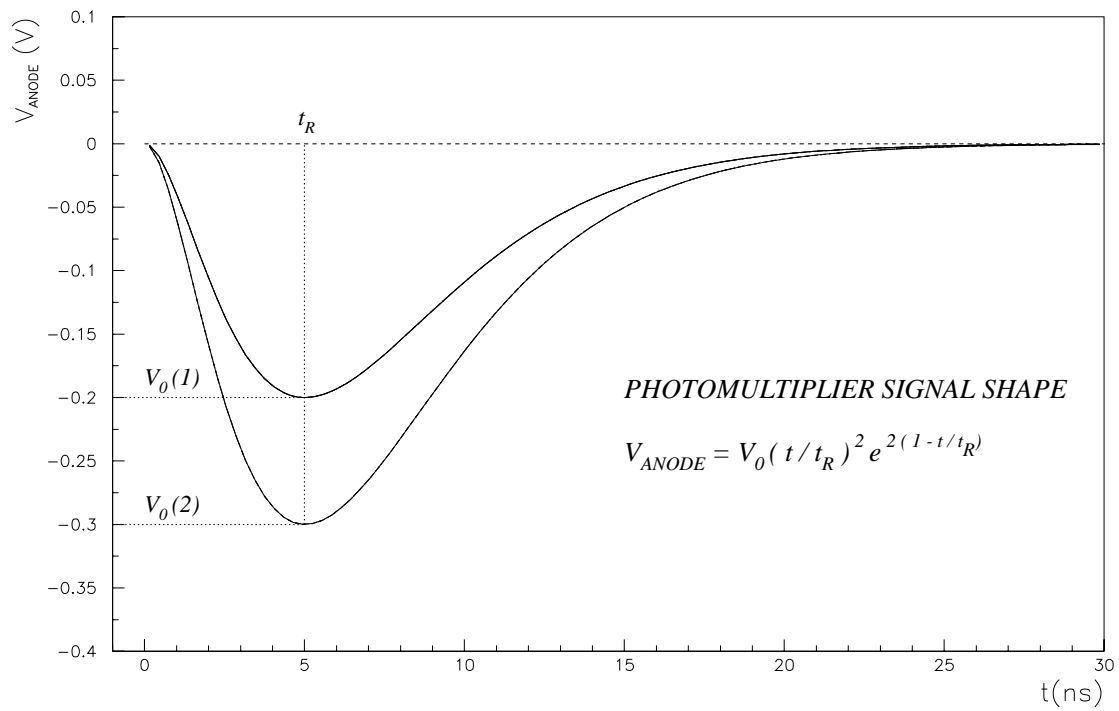


Figura 4.28: Il *Time Walk* è dovuto alla discriminazione di segnali di diversa ampiezza con una soglia fissa. Nella figura è riportato lo sviluppo temporale di due segnali di ampiezza diversa e la forma funzionale utilizzata per la rappresentazione.

Supponendo che il segnale abbia ampiezza massima $V_0(i)$, l'istante a cui viene raggiunto il valore di soglia V_{TH} è quindi dato da

$$t_i \propto \sqrt{\frac{V_{TH}}{V_0(i)}} \propto \frac{1}{\sqrt{V_0(i)}}$$

Correggendo le equazioni 4.14 con l'aggiunta di questi termini e sostituendo $V_0(i)$ con il valore Σ_i che si ottiene dall'integratore di carica⁴ descritto nella sezione 4.5.2, le equazioni 4.20 si modificano nel modo seguente:

⁴Il valore campionato risulta proporzionale alla carica integrata, che a sua volta è proporzionale all'ampiezza del segnale anodico.

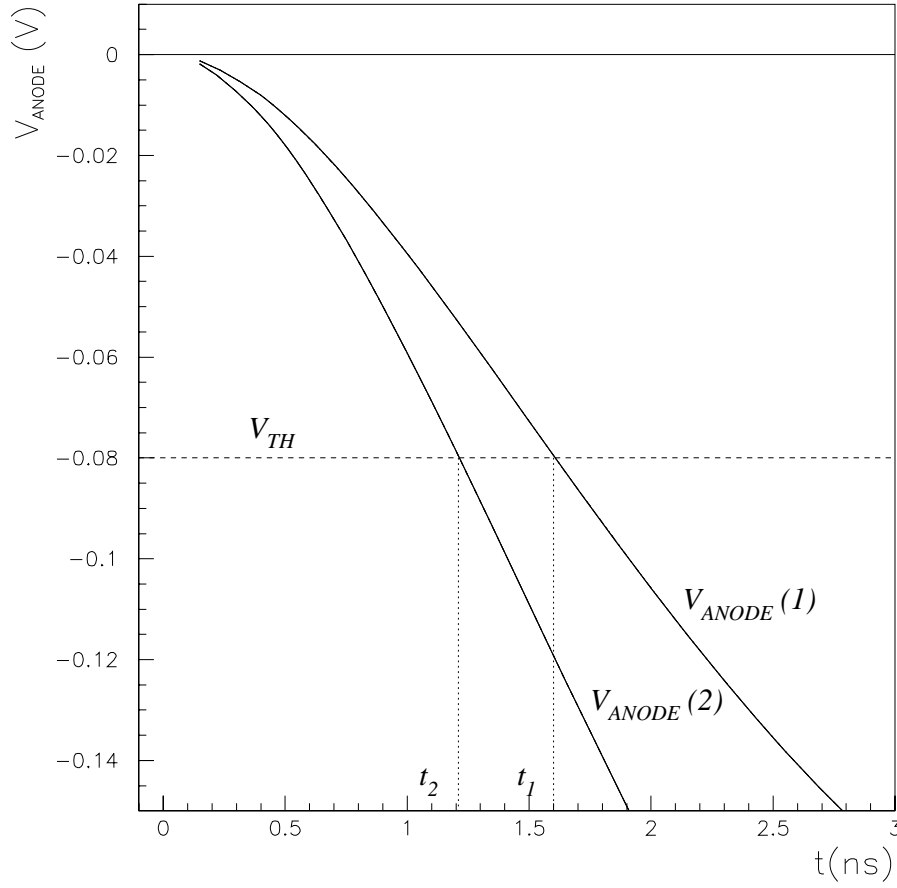


Figura 4.29: Ingrandimento della zona iniziale di sviluppo dei segnali, per lo studio del *Time Walk*. V_{TH} è la soglia fissa di discriminazione; t_1 e t_2 i diversi istanti in cui i due segnali oltrepassano la soglia.

$$\frac{T N_{01}}{A_1} = \frac{1}{c^*} \lambda_{10} + \left(\delta t_{10} + \frac{h_{01}}{A_1} \right) + \left(\frac{Q_1}{\sqrt{\Sigma_1}} - \frac{Q_0}{\sqrt{\Sigma_0}} \right)$$

$$T \left(\frac{N_{03}}{A_3} - \frac{N_{02}}{A_2} \right) = \frac{1}{c^*} \lambda_{32} + \left(\delta t_{32} + \frac{h_{03}}{A_3} - \frac{h_{02}}{A_2} \right) + \left(\frac{Q_3}{\sqrt{\Sigma_3}} - \frac{Q_2}{\sqrt{\Sigma_2}} \right)$$

$$\left[\frac{T}{2} \left(\frac{N_{03}}{A_3} + \frac{N_{02}}{A_2} - \frac{N_{01}}{A_1} \right) - \frac{(\lambda_3 + \lambda_2 - \lambda_1 - \lambda_0)}{2 c^*} \right] = t_{BA} + \frac{\delta t_{30} + \delta t_{20} - \delta t_{10}}{2} +$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\frac{h_{03}}{A_3} + \frac{h_{02}}{A_2} - \frac{h_{01}}{A_1} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{Q_3}{\sqrt{\Sigma_3}} + \frac{Q_2}{\sqrt{\Sigma_2}} - \frac{Q_1}{\sqrt{\Sigma_1}} - \frac{Q_0}{\sqrt{\Sigma_0}} \right)$$

(4.22)

Non essendo note a priori, le costanti Q_k vanno determinate in fase di analisi dati, insieme agli altri parametri che compaiono nelle equazioni del TOF. La metodologia con cui tutti i parametri sono stati determinati verrà descritta a partire dal prossimo capitolo, in cui si tratta della calibrazione dei sottorivelatori, e nel capitolo finale in cui sono presentati l'analisi dati e i risultati ottenuti per i flussi di raggi cosmici.

Capitolo 5

Preparazione dei rivelatori

Questo capitolo è dedicato alla calibrazione dei sottosistemi che costituiscono il rivelatore ADAMO. Per effettuare la misura dei flussi di raggi cosmici è infatti necessario conoscere alcuni parametri ai quali è possibile risalire soltanto con una serie di misure dedicate.

Per quanto riguarda il TOF, che costituisce l'argomento delle prime due sezioni di questo capitolo, è evidente dalle equazioni 4.20 che la misura dei tempi di volo richiede che siano note, oltre ai parametri di dilatazione temporale A_i , opportune combinazioni dei ritardi delle linee, δt_{0k} e delle durate massime delle rampe di tensione, h_{0k} . La misura di questi parametri è descritta nel primo paragrafo di questo capitolo. Viene mostrata successivamente la caratterizzazione preliminare di uno dei due scintillatori e la misura della risoluzione temporale, ottenute analizzando un campione di dati presi al di fuori del magnete permanente. Le misure di tempi di volo in presenza del campo magnetico non sono infatti ancora possibili in quanto non si hanno ancora a disposizione degli schermi magnetici sufficienti a garantire il buon funzionamento dei fotomoltiplicatori.

Per quanto riguarda invece il sistema tracciante sono stati misurati, utilizzando lo stesso campione di dati presi al di fuori del magnete, i parametri di allineamento dei singoli sensori di silicio. Queste misure sono descritte nell'ultimo paragrafo.

L'efficienza dei *ladder*, determinata dal numero di microstrisce difettose, dalle zone morte definite dalla lavorazione dei sensori e dalla loro soglia di sensibilità ai rilasci di energia, e l'efficienza di *trigger*, sono valutate direttamente in base ai dati analizzati per la misura dei flussi di raggi cosmici. Per questo motivo sono riportate nel capitolo 6, dedicato all'analisi dei dati finali.

5.1 Calibrazione della scheda elettronica del TOF

Due diversi procedimenti sono stati utilizzati per effettuare la calibrazione della scheda del TOF. Il primo consente di effettuare una misura dei parametri che descrivono le equazioni 4.20 utilizzando solo le informazioni del TOF. Questo metodo costituisce una procedura di calibrazione autonoma, indipendente dall'esistenza o meno di ulteriori sottosistemi e permette di studiare le relazioni che caratterizzano i singoli scintillatori (le prime due equazioni 4.20). Il secondo metodo fa invece uso di alcuni parametri ottenuti con il metodo precedente e dell'ulteriore informazione spaziale fornita dallo spettrometro magnetico, per calibrare l'equazione per la misura dei tempi di volo (la terza equazione 4.20).

5.1.1 Calibrazione delle equazioni dei singoli scintillatori

Le equazioni a cui fanno riferimento le misure descritte in questa sezione sono la 4.16, relativa alla durata dei segnali di GATE, e la 4.18, che si riferisce alla differenza di durata del segnale di GATE di un canale generico e di quello che è scattato per primo. Va tenuto comunque presente che i parametri che compaiono nella 4.18 hanno le espressioni riportate nell'equazione 4.17.

I parametri A_k sono stati valutati in tre modi diversi, data la loro semplice interpretazione sulla base delle equazioni precedentemente evidenziate. Come infatti si vede dalle equazioni 4.17 e 4.18, questi parametri sono espressi come funzione del rapporto fra le pendenze di salita e discesa delle rampe. Una prima stima può dunque essere ottenuta valutando con un oscilloscopio queste pendenze. Le misure sono state effettuate con un oscilloscopio digitale Tektronix, mediando il segnale delle singole rampe, in teoria tutte uguali, su 500 eventi. Nella tabella 5.1 sono riportati i valori di queste pendenze per i quattro canali della scheda e i fattori A_k calcolati in base a questi valori. Sono inoltre riportate le misure ΔV e Δt per la salita (\uparrow) e la discesa (\downarrow) della rampa, definiti da $\alpha(\beta) = \Delta V^{\uparrow(\downarrow)} / \Delta t^{\uparrow(\downarrow)}$. Lo studio con l'oscilloscopio della rampa di tensione di ciascun canale è stato effettuato sconnettendo gli ingressi degli altri canali, in modo da avere la rampa più lunga possibile per il canale in esame (perché sicuramente scatta per primo e la sua salita ha una durata Δ fissata). Si vede dalla tabella che i parametri di dilatazione temporale hanno un valore superiore a 400. Questo permette di ottenere, grazie all'uso di un contatore a 200 MHz, una sensibilità di poco più di

	ΔV^\uparrow (V)	Δt^\uparrow	ΔV^\downarrow (V)	Δt^\downarrow	α (10^{-3} V/ns)	β (10^{-6} V/ns)	A
Ch. 0	2.62	47.5	2.78	20.3	55.16	136.9	403.9
Ch. 1	2.66	47.5	2.62	20.3	56.00	129.1	434.8
Ch. 2	2.59	47.5	2.68	20.3	54.53	132.0	414.1
Ch. 3	2.57	47.5	2.64	20.3	54.11	130.0	417.2

Tabella 5.1: Tabella dei valori delle pendenze di salita e discesa delle rampe di tensione (α_k e β_k) e dei parametri di dilatazione temporale (A_k) ottenuti in base allo studio delle rampe con un oscilloscopio.

10 ps sulle differenze di partenza di rampe diverse.

La possibilità di valutare i parametri A_k con metodi alternativi consente una verifica della consistenza di quanto detto sinora sul funzionamento del sistema. Il modo più semplice è quello di valutare α_k e β_k in base all'analisi del circuito elettrico che genera le rampe, anche se in questo modo si può ottenere soltanto una stima grossolana dei parametri A_k , in quanto si possono perdere effetti reali di distorsione dei segnali. Riferiamoci alla figura 4.25 e ai valori delle correnti di carica e scarica (eq. 4.12). La tensione ai capi della capacità C_1 è data dal rapporto

$$V(C_1) = \frac{Q}{C_1}$$

dove Q è la carica elettrica immagazzinata. Quello che ci interessa è la pendenza delle rampe di tensione prodotte dalle correnti I e i , cioè la derivata rispetto al tempo di questa espressione; si trova così:

$$\alpha = \frac{I}{C_1} \quad \beta = \frac{i}{C_1}$$

Da queste relazioni si vede immediatamente che

$$A = \left(1 + \frac{\alpha}{\beta}\right) = \left(1 + \frac{I}{i}\right)$$

Le correnti I e i sono prodotte dalla caduta di due differenze di potenziale ai capi di due resistenze. I valori di queste cadute e delle resistenze per ciascuna sezione sono mostrati in tabella 5.2, insieme ai valori delle correnti e dei parametri A_k . Questi valori mostrano un sostanziale accordo con i valori riportati nella tabella 5.1. Gli scarti percentuali tra i valori ottenuti nei due metodi sono tutti entro qualche percento.

Nonostante che i valori trovati in precedenza per i parametri A_k siano sostanzialmente corretti, occorre innanzitutto misurare anche gli h_{0k} ; è necessario poi verificare

	V^\uparrow (V)	R_1 (Ω)	V^\downarrow (V)	R_7 (k Ω)	I (mA)	i (μ A)	A
Ch. 0	1.221	41.5	0.983	13.5	29.42	72.81	405.1
Ch. 1	1.232	41.4	0.937	13.6	29.76	68.90	432.9
Ch. 2	1.193	42.0	0.947	13.5	28.40	70.15	405.8
Ch. 3	1.186	41.8	0.954	13.7	28.37	69.63	408.4

Tabella 5.2: Tabella dei valori delle correnti di carica e scarica delle rampe di tensione (I e i) e dei parametri di dilatazione temporale (A_k) ottenuti in base all'analisi del circuito di generazione delle rampe.

la linearità della durata dei GATE al variare del ritardo introdotto sulle linee. Le equazioni a cui si fa riferimento sono la 4.16 e la 4.18. Dalla 4.16 si osserva immediatamente che h_k rappresenta la durata massima del GATE del canale k-esimo. Questa può essere misurata acquisendo dati in modo da essere sicuri che il canale a scattare per primo sia il k-esimo. Per fare questo è stato utilizzato un generatore di forme d'onda HP 8112A che ha permesso di formare un impulso non troppo diverso rispetto al segnale dei fotomoltiplicatori. Grazie ad un modulo NIM *fan in/fan out* si è mandato l'impulso a due canali della scheda del TOF, quello in esame ed un altro scelto casualmente, in modo che venisse formato il segnale di *trigger* per l'acquisizione dei dati. Sul canale non in esame si sono aggiunti dei ritardi opportuni in modo che fosse sempre l'altro canale a far partire per primo il suo GATE. Dai dati acquisiti si sono estratti i valori dei conteggi di colpi di *clock* che rappresentano la durata del GATE, ottenendo le distribuzioni riportate in figura 5.1. Per trasformare le distribuzioni da distribuzioni di conteggi a distribuzioni di tempo, occorre moltiplicare i valori sull'asse delle ascisse per il periodo del *clock* utilizzato, cioè 5 ns. La larghezza delle distribuzioni risulta approssimativamente 3 conteggi. Questo corrisponde ad un'incertezza di circa $3 \cdot 5 \text{ ns} / 400 = 37.5 \text{ ps}$ sulla durata δ di salita della rampa. Nella tabella 5.3 sono riportati i valori dei parametri h_k così ottenuti, cioè i valori centrali delle distribuzioni gaussiane. Come errore sui parametri si assumono le deviazioni standard delle distribuzioni.

Per la misura dei parametri di dilatazione temporale A_k occorre prestare attenzione al significato dell'equazione 4.16. Come si vede, $-A_k$ rappresenta il *rate* di variazione della lunghezza Δt_k del segnale di GATE del canale k-esimo al variare del ritardo τ_{0k} rispetto al primo canale che è scattato. Si può dunque valutare A_k mandando due impulsi sui canali 0 e k-esimo e disponendo dei ritardi opportuni in modo da far scattare per primo il canale 0. Introducendo successivamente dei ritardi noti sul canale k-esimo

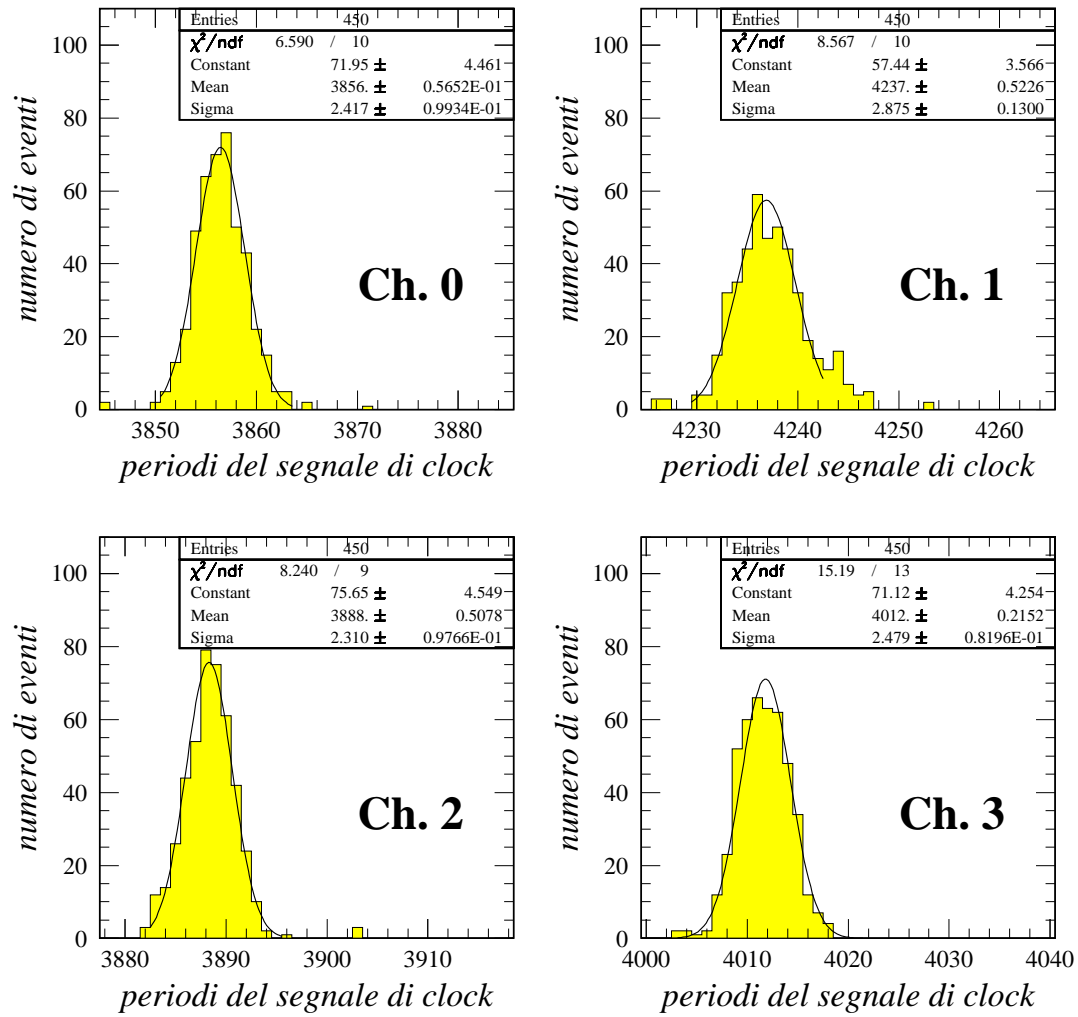


Figura 5.1: Distribuzioni dei conteggi di periodi di *clock* (200 MHz) relative alla durata del segnale GATE. Le quattro distribuzioni sono state ottenute facendo in modo che il segnale fosse generato da uno specifico dei quattro canali.

	h_k	$\sigma(h_k)$
Ch. 0	3856.4	2.4
Ch. 1	4236.9	2.9
Ch. 2	3888.3	2.3
Ch. 3	4011.8	2.5

Tabella 5.3: Tabella dei valori dei parametri h_k e delle larghezze delle loro distribuzioni espressi in conteggi di colpi di *clock*.

si determina la retta di linearità di quel canale. Nella figura 5.2 è riportata a titolo di esempio la retta di linearità per il canale 1. Nella tabella 5.4 sono riassunti i valori

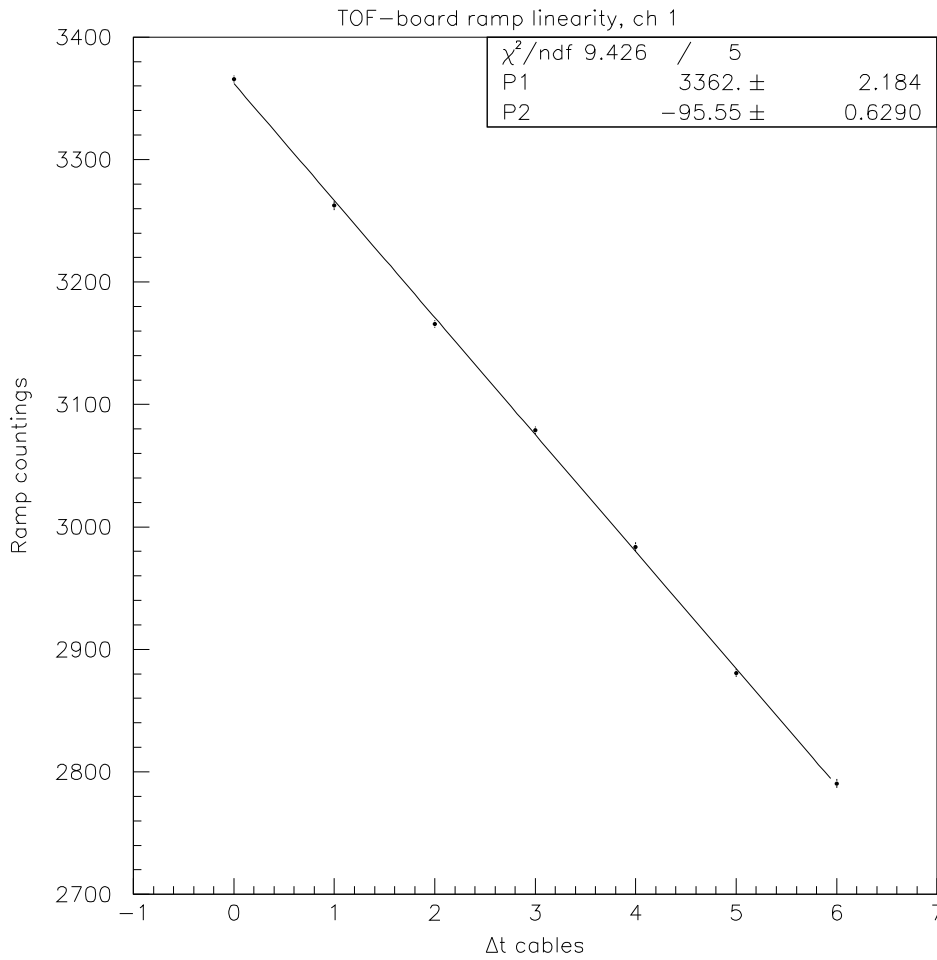


Figura 5.2: Verifica della linearità di una delle sezioni della scheda del TOF utilizzate. Il valore assoluto del coefficiente angolare della retta rappresenta, a meno di un fattore di calibrazione della scala temporale, il parametro di espansione temporale del canale considerato.

trovati per i parametri A_K in base al *fit* delle rette di linearità. Nella stessa tabella sono riportati per completezza anche i valori dei parametri h_{0k} della tabella 5.3.

Si vede subito che i valori dei parametri A_k nella tabella 5.4 sono significativamente diversi da quelli misurati con l'oscilloscopio e riportati nella tabella 5.1. Il fatto è che i ritardi “noti” che sono stati introdotti via via per effettuare la misura della linearità sono costituiti da un cavetto LEMO da 1 ns con una giuntura LEMO per consentire la connessione cavetto-cavetto. Avendo scelto cavetti che non differissero per più di $(1 \div 2)$ mm di lunghezza ci si è assicurati che i ritardi fossero tutti uguali, ma il loro valore reale può comunque differire da quello nominale per un certo fattore ϵ . Questo

	A_k	h_k
Ch. 0	—	3881.5 ± 3.0
Ch. 1	$477.7_5 \pm 3.1$	4262.2 ± 2.8
Ch. 2	457.9 ± 3.8	3888.4 ± 2.5
Ch. 3	$458.7_5 \pm 3.7$	3979.7 ± 2.3

Tabella 5.4: Tabella dei valori dei parametri A_k e h_k , determinati .

è dovuto sia al fatto che non conosciamo la precisione con cui sono calibrati i cavi, sia alla presenza delle giunture LEMO. L'unità di intervallo di tempo che utilizziamo è così la somma cavetto+giuntura. La relazione corretta da usare per il *fit* è dunque un'equazione lineare tra la lunghezza del GATE e i ritardi inseriti, in cui si tiene conto del fatto che il valore nominale dei ritardi è moltiplicato per ϵ :

$$N_k = - \left(\frac{A_k}{T} \right) (\epsilon \Delta t^{rit}) + \text{cost} = - \left(\frac{\epsilon A_k}{T} \right) \Delta t^{rit} + \text{cost}$$

Effettuando il *fit* con i valori nominali di ritardo si misura dunque non A_k , ma ϵA_k . Facendo una media dei rapporti tra i parametri riportati nelle tabelle 5.4 e 5.1 si può dunque stimare il fattore ϵ trovando il valore $\epsilon \simeq 1.1$.

5.1.2 Caratterizzazione dello scintillatore S_2

La calibrazione dell'equazione del TOF per la misura dei tempi di volo richiede un'informazione più accurata degli eventi. Mentre per le due equazioni relative ai singoli scintillatori possono in qualche modo essere sufficienti le misure descritte precedentemente, per le quali non è necessaria una presa dati vera e propria, per calibrare l'equazione dei tempi di volo (l'ultima delle equazioni 4.22) occorre disporre di un set di eventi di particelle che attraversano i due scintillatori e per le quali sia stata ricostruita la traiettoria. Questo permette di risalire ai punti di impatto sui due scintillatori e alla distanza complessiva percorsa dalla particella. La calibrazione può essere effettuata su fascio di particelle, situazione in cui sono note sia la tipologia di particella, sia le caratteristiche cinematiche. Questa non è tuttavia l'unica possibilità. I flussi di raggi cosmici costituiscono una valida alternativa ed hanno la proprietà di avere un ampio spettro di impulsi, per cui è possibile restringersi ad un intervallo appropriato purché si riesca a mantenere una sufficiente statistica. È comunque fondamentale tenere presente che il tipo di particella che si rivela non è noto e questo può rappresentare una possibile causa di errore nella calibrazione dell'equazione dei tempi di volo.

Una prima calibrazione del TOF utilizzando eventi relativi a raggi cosmici, può essere effettuata con misure realizzate al di fuori del campo magnetico, il quale rappresenta un ostacolo che si è dimostrato determinante per il buon funzionamento dei fotomoltiplicatori XP-2020. Per le misure vere e proprie relative allo studio degli spettri occorre invece effettuare la calibrazione direttamente sui dati di particelle presi in presenza del magnete, cioè nella configurazione di misura. Poiché non sono stati ancora realizzati degli schermi sufficienti per limitare i problemi causati dall'intenso campo disperso del magnete di ADAMO, in questa tesi viene presentata soltanto una calibrazione effettuata fuori dal magnete. Gli spettri di particelle riportati nel capitolo successivo sono quindi spettri complessivi di raggi cosmici a terra. Non è cioè ancora possibile effettuare una selezione delle varie componenti, scopo futuro del rivelatore.

La disposizione dei rivelatori al silicio e degli scintillatori al di fuori del magnete è stata mantenuta simile a quella nel magnete, con la sola differenza che i piani di scintillatore distano 29.5 cm l'uno dall'altro, invece di 38 cm, e si trovano quasi in contatto con i *ladder* più esterni. Per effettuare la calibrazione, le equazioni 4.22 sono state riscritte nella forma seguente

$$\left\{ \begin{array}{lll} I) & N_{01} & = P_1 \lambda_{10} + \frac{Q_1}{\sqrt{\Sigma_1}} - \frac{Q_0}{\sqrt{\Sigma_0}} + R_1 \\ II) & \left(N_{03} - \frac{A_3}{A_2} N_{02} \right) & = P_3 \lambda_{32} + \frac{Q_3}{\sqrt{\Sigma_3}} - \frac{Q_2}{\sqrt{\Sigma_2}} + R_2 \\ III) & \mathcal{L} & = \left(2 \frac{A_3}{T} \right) (t_B - t_A) + R_3 \end{array} \right. \quad (5.1)$$

dove i parametri e le variabili che compaiono nelle tre equazioni sono definiti da

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{A_1}{c^* T} & P_3 &= \frac{A_3}{c^* T} \\ Q_0 &= \frac{A_1 D_0}{T} & Q_1 &= \frac{A_1 D_1}{T} & Q_2 &= \frac{A_3 D_2}{T} & Q_3 &= \frac{A_3 D_3}{T} \\ R_1 &= \frac{A_1}{T} \left(\delta t_{10} + \frac{h_{10}}{A_1} \right) & R_2 &= \frac{A_3}{T} \left(\delta t_{32} + \frac{h_{03}}{A_3} - \frac{h_{02}}{A_2} \right) \\ R_3 &= \frac{A_3}{T} \left(\delta t_{31} + \delta t_{20} + \frac{h_{03}}{A_3} + \frac{h_{02}}{A_2} - \frac{h_{01}}{A_1} \right) \end{aligned}$$

$$\mathcal{L} = \left[N_{03} + \frac{A_3}{A_2} N_{02} - \frac{A_3}{A_1} N_{01} - P_3 (\lambda_{31} + \lambda_{20}) + \frac{A_3}{A_1} \left(\frac{Q_1}{\sqrt{\Sigma_1}} + \frac{Q_0}{\sqrt{\Sigma_0}} \right) - \frac{Q_3}{\sqrt{\Sigma_3}} - \frac{Q_2}{\sqrt{\Sigma_2}} \right]$$

La misura della risoluzione temporale del TOF viene effettuata nel paragrafo 5.1.3 utilizzando l'equazione III. Una stima preliminare può comunque essere ottenuta restringendosi all'analisi delle caratteristiche del singolo scintillatore. Consideriamo ad esempio l'equazione I, che si riferisce allo scintillatore S_2 :

$$N_{01} = P_1 \lambda_{10} + R_1 + \frac{Q_1}{\sqrt{\Sigma_1}} - \frac{Q_0}{\sqrt{\Sigma_0}} \quad (5.2)$$

Successivamente alla ricostruzione degli eventi di particella, descritta nel paragrafo 6.2, vengono selezionati tutti gli eventi che soddisfano alcune condizioni, definite in modo da costruire un set di dati “buoni” per la calibrazione. Si tratta delle seguenti basilari richieste:

- tutte le dieci viste dei *ladder* devono aver risposto al passaggio delle particelle;
- il χ^2 della ricostruzione della traccia del singolo evento (definito nel paragrafo 6.2) deve essere contenuto entro tre deviazioni standard dalla media della distribuzione di χ^2 ;
- i punti di impatto ricostruiti dal sistema tracciante sugli scintillatori devono cadere all'interno della geometria degli scintillatori ad una distanza maggiore di 0.5 cm dai bordi degli scintillatori (regione fiduciale).

Va osservato che i due termini correttivi per il *time walk* presenti nell'equazione 5.2 compaiono con segno opposto. Poiché i segnali relativi ai due fotomoltiplicatori su ciascun piano presentano una forte correlazione (vedere figura 5.3), la correzione di questo effetto è trascurabile per quanto riguarda i singoli scintillatori, in quanto le fluttuazioni dei segnali dei due fotomoltiplicatori corrispondenti ad uno stesso scintillatore sono dominate essenzialmente dal rilascio di energia nello scintillatore. Supponendo infatti di aver realizzato un sistema ottico con una buona efficienza di raccolta della luce, l'ampiezza dei segnali dei due fotomoltiplicatori di un piano è determinata dal numero di fotoni raccolti dai fotomoltiplicatori in corrispondenza del passaggio della particella nello scintillatore relativo, che varia notevolmente da evento a evento. Le fluttuazioni

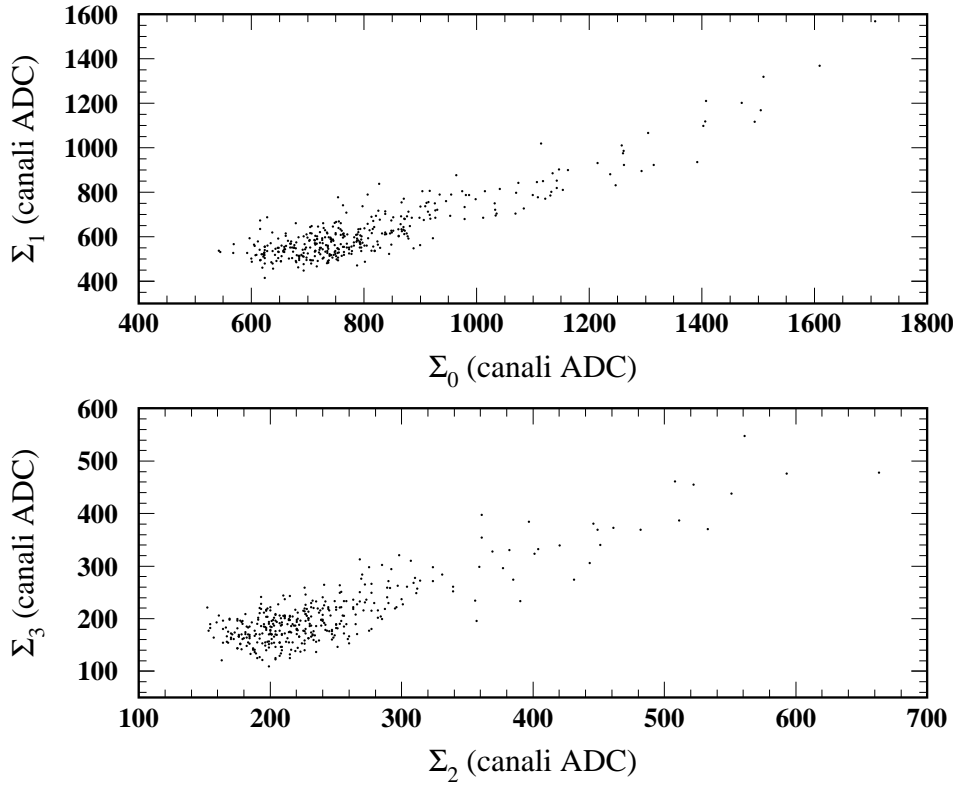


Figura 5.3: Correlazione dei segnali delle due coppie di fotomoltiplicatori.

della differenza dei segnali sulle due linee che arrivano alla scheda del TOF risultano invece molto più ridotte e dipendono essenzialmente dal rumore dell'elettronica. La stessa correzione diviene invece importante nel caso dell'equazione per la misura dei tempi di volo, in cui i termini relativi ai segnali dei due fotomoltiplicatori posti sullo stesso piano del TOF, compaiono con lo stesso segno. In quel caso, l'importanza della correzione è legata alla differenza di rilascio di energia nei due diversi piani di scintillatore.

Trascurando quindi i termini correttivi del *time walk* (poniamo $Q_0 = Q_1 = 0$), dall'analisi dei dati si determinano i valori delle costanti P_1 e R_1 . In base a questi valori si può valutare, evento per evento, la migliore stima della variabile λ_{10} ottenuta con lo scintillatore, λ_{10}^{TOF} . La variabile λ_{10} permette di risalire, a meno di una indeterminazione lungo la direzione trasversale allo scintillatore, al punto di impatto della particella sullo scintillatore corrispondente. Nella figura 5.4 è riportata la distribuzione dei residui per lo scintillatore S_2 , ricavati come differenza $\delta\lambda = \lambda_{10}^{TOF} - \lambda_{10}^{TRK}$ (la risoluzione spaziale del sistema tracciante è tale da poter assumere trascurabile l'errore

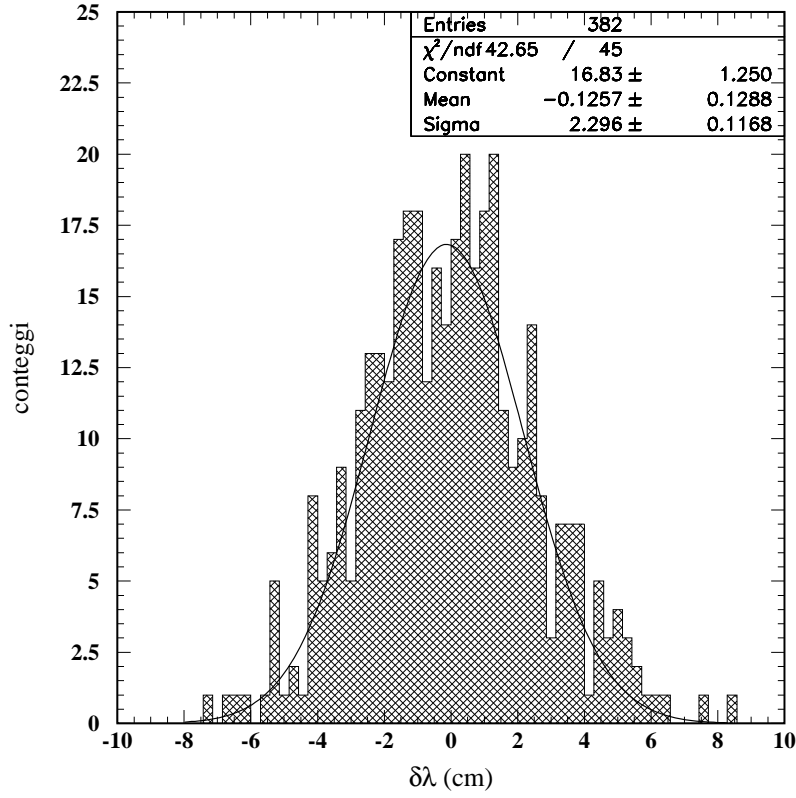


Figura 5.4: Distribuzione dei residui spaziali per il piano di scintillatore S_2 .

sulla ricostruzione della variabile λ_{10}^{TRK}). La risoluzione spaziale del piano S_2 risulta quindi pari a (2.30 ± 0.12) cm. Utilizzando il valore della velocità della luce nello scintillatore, ricavata dal valore di P_3 ottenuto dalla calibrazione ($P_1 \simeq 5.05 \text{ cm}^{-1}$), si trova una risoluzione temporale per S_2 pari a

$$\sigma_t(S_2) = (134.2 \pm 7.0) \text{ ps}$$

In base a questo valore si può dare una stima preliminare della risoluzione temporale complessiva del TOF, che risulta circa $\sqrt{2}$ volte maggiore (somma in quadratura delle risoluzioni dei due scintillatori):

$$\sigma_t(TOF) = \sqrt{2} \cdot (134.2 \pm 7.0) \text{ ps} = (190 \pm 10) \text{ ps}$$

5.1.3 Stima della risoluzione temporale del TOF

I valori dei parametri ottenuti dalla calibrazione delle prime due equazioni 5.1 vengono usati per la calibrazione finale dell'equazione dei tempi di volo. Poiché in assenza di

campo magnetico non è possibile misurare l'impulso delle particelle, occorre assumere che tutte le particelle rivelate possano essere considerate, in prima approssimazione, ultrarelativistiche, dal punto di vista della risoluzione temporale del TOF. Questa assunzione è giustificata dal seguente ragionamento. Innanzitutto, disinteressandosi delle componenti dei raggi cosmici di massa superiore a quella del muone (che rappresentano qualche per cento del totale del flusso a terra), la maggior parte delle particelle rivelate sono muoni e, a bassi impulsi, elettroni. Il tempo impiegato da una particella ultrarelativistica a percorrere la distanza d tra i due scintillatori ($d = 29.5$ cm) è circa 0.984 ns. Particelle che percorrano la stessa distanza in un tempo superiore a questo di un intervallo di tempo pari alla risoluzione temporale del TOF, saranno comunque ultrarelativistiche dal punto di vista dell'informazione fornita dallo strumento. Assumendo una risoluzione temporale di 190 ps, questo significa che tutte le particelle che impieghino meno di 1.174 ns a percorrere la distanza d possono essere considerate ultrarelativistiche. Per i muoni si trova così un valore minimo dell'impulso $p^* \simeq 160$ MeV/ c . Dai dati sperimentali per il flusso di muoni, massimo per impulsi dell'ordine di alcune centinaia di MeV/ c , si può dedurre che quasi tutti i muoni rivelati rientrano in questo limite (a meno di qualche per cento). Gli elettroni possono invece essere considerati ultrarelativistici su tutto l'intervallo di impulso, vista la loro piccola massa.

In base alle precedenti osservazioni ci si aspetta di misurare una distribuzione di velocità delle particelle centrata sul valore della velocità della luce, cioè $\beta = 1$, e tale che $1/\beta$ sia distribuita pressoché gaussianamente (perché proporzionale al tempo di volo misurato). Ricavando l'espressione di β dall'equazione del tempo di volo si trova:

$$\mathcal{L} = \left(2\frac{A_3}{T}\right) \frac{d}{c\beta \cos \theta} + R_3 \quad \Rightarrow \quad \boxed{\frac{1}{\beta} = \frac{(\mathcal{L} - R_3)}{(2\frac{A_3}{T})} \frac{c \cos \theta}{d}}$$

dove θ è l'angolo di incidenza della particelle, misurato dal sistema tracciante. Note le costanti A_k , T e d e, evento per evento, la variabile \mathcal{L} (ad eccezione dei termini correttivi del *time walk*), i parametri incogniti, R_3 e Q_k , vengono determinati eseguendo un *fit* lineare delle variabili misurate, in modo da centrare inoltre la distribuzione della variabile $1/\beta$ nel valore $1/\beta_0 = 1$. Nella figura 5.5 è mostrata la dipendenza della variabile $1/\beta$ dall'inverso della radice quadrata del segnale di un fotomoltiplicatore, prima e dopo la correzione del *time walk*. La correzione dell'effetto del *time walk* consente di diminuire la dispersione delle misure della velocità delle particelle. La

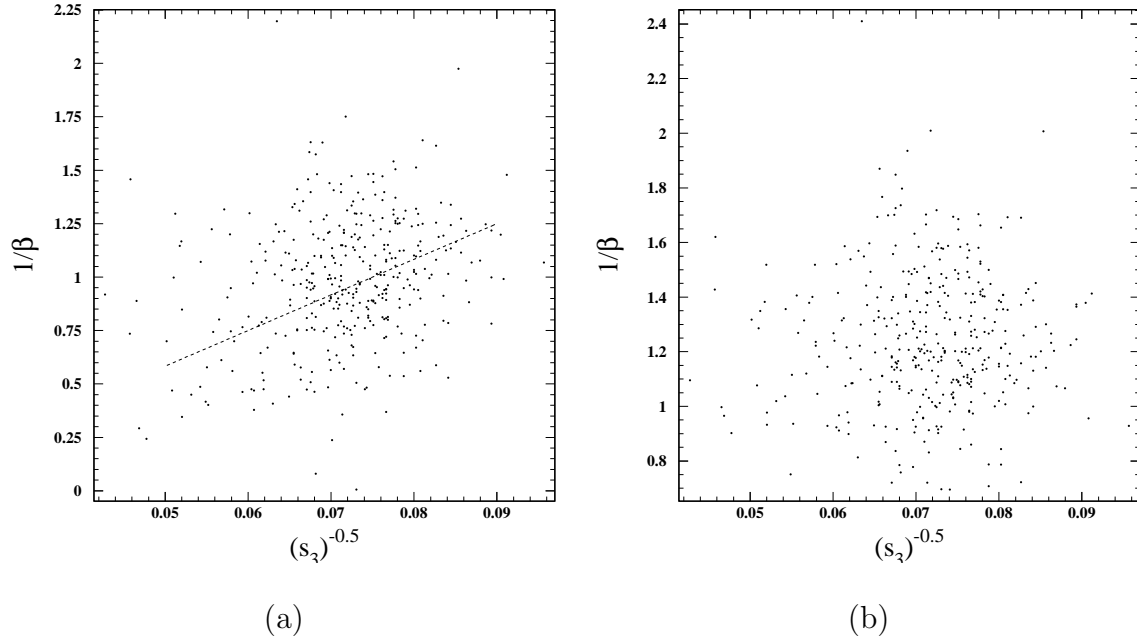


Figura 5.5: Dipendenza della variabile $1/\beta$ dall'ampiezza del segnale di un fotomoltiplicatore (S_3 , espressa in conteggi ADC), (a) prima e (b) successivamente alla correzione del *time walk*. Tale correzione è rappresentata dalla linea tratteggiata riportata in (a), che esprime la migliore stima della suddetta dipendenza.

distribuzione di valori ottenuta proiettando i punti sperimentali sull'asse della variabile $1/\beta$ è infatti più stretta dopo la correzione. Nella figura 5.6 è riportata la distribuzione di $1/\beta$ prima e dopo la correzione del *time walk*. La risoluzione nella misura di $1/\beta$ passa quindi da $\delta(1/\beta) = 0.271 \pm 0.015$ a $\delta(1/\beta) = 0.183 \pm 0.008$. La risoluzione temporale σ_t^{tof} del TOF può essere ricavata direttamente da questo valore. Dalla relazione

$$\frac{1}{\beta} = \frac{c t \cos \theta}{d}$$

si trova infatti che

$$\sigma_t^{tof} \simeq \frac{d}{c \langle \cos \theta \rangle} \left[\delta \left(\frac{1}{\beta} \right) \right]$$

dove $\langle \cos \theta \rangle$ è il valore medio ottenuto sperimentalmente per il coseno dell'angolo di incidenza delle particelle e vale, nell'attuale geometria, 0.9923 (corrispondente ad un angolo di 7.1°).

Le risoluzioni temporali che si ottengono prima e dopo la correzione del *time walk* sono perciò:

prima: $\sigma_t^{tof} = (269 \pm 15) \text{ ps}$
 dopo: $\sigma_t^{tof} = (181 \pm 8) \text{ ps}$

(5.3)

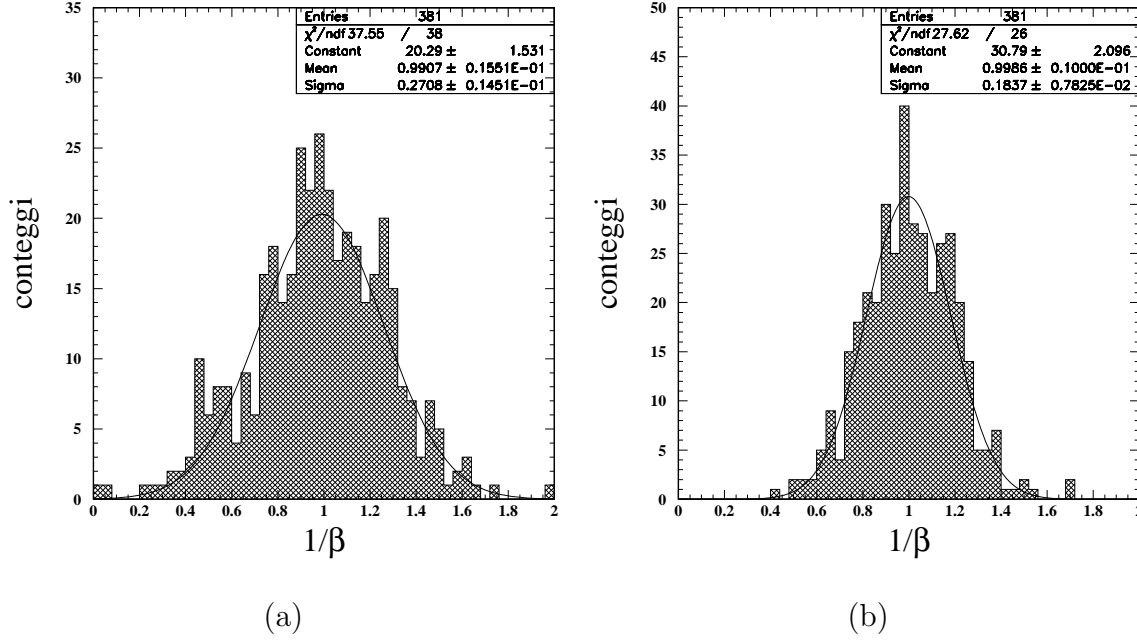


Figura 5.6: Distribuzione della variabile $1/\beta$ (a) prima e (b) dopo alla correzione del *time walk*.

Il valore finale delle risoluzione temporale del TOF indica che la risoluzione temporale media dei due piani di scintillatore, dopo la correzione del *time walk*, è

$$\langle \sigma_t \rangle = (128 \pm 6) \text{ ps} \quad (5.4)$$

in accordo con il valore stimato nel paragrafo precedente.

5.2 Allineamento del sistema tracciante

Una precisa ricostruzione con il sistema tracciante della traiettoria delle particelle e, quindi, dei loro parametri cinematici, richiede una quanto più possibile accurata determinazione dei punti di impatto sui rivelatori al silicio. A parte la risoluzione spaziale intrinseca di questi rivelatori, cioè la precisione con cui si riesce ad individuare il punto d'impatto su un sensore di silicio, relativamente al sensore stesso, nella determinazione dei punti di impatto nel sistema di riferimento di ADAMO entrano inevitabilmente in gioco in maniera decisiva i disallineamenti reciproci dei vari sensori. Questo significa che, sebbene si riesca a raggiungere una risoluzione spaziale intrinseca di pochi micrometri sul singolo punto di impatto, per poter sfruttare appieno queste prestazioni

occorre conoscere con una precisione migliore, le posizioni relative dei vari piani di rivelazione. La cosiddetta fase di allineamento dello spettrometro consiste perciò nella determinazione dei parametri che definiscono le posizioni dei sensori di silicio relativamente alle loro posizioni ideali. Per avere un'idea del disallineamento dei rivelatori si tenga presente che i contenitori dei *ladder* sono realizzati con una tolleranza del centesimo di millimetro, mentre il supporto che consente di fissarli al magnete ha una lavorazione al decimo di millimetro.

I parametri di allineamento possono essere misurati facendo uso di un insieme di tracce di particelle di cui sia noto l'impulso. In questo caso, utilizzando l'algoritmo di tracciamento nel campo magnetico descritto nel paragrafo 6.2.3, si riesce a ricostruire i punti di impatto delle particelle sui sensori al silicio e a determinare la disposizione degli stessi sensori in modo da minimizzare gli scarti tra i punti ricostruiti e quelli effettivamente misurati. Questo procedimento richiede una fase preliminare di test presso un acceleratore di particelle. In futuro si prevede di fissare definitivamente i rivelatori al silicio sulla struttura magnetica e effettuare l'allineamento del sistema presso i laboratori del CERN. Per le misure riportate in questa tesi si è invece preferito sfruttare un metodo, già provato in precedenza [43, 44], che sfrutta gli eventi dovuti ai raggi cosmici. Naturalmente in questo caso non è possibile conoscere a priori l'impulso delle particelle e l'allineamento viene effettuato prima di inserire il sistema tracciante nel magnete permanente, oppure estraendolo in una fase successiva alle misure vere e proprie. Le traiettorie delle particelle al di fuori del magnete sono sostanzialmente rettilinee e non è quindi più necessaria la conoscenza del loro impulso, come nel caso del tracciamento nel campo magnetico. L'algoritmo di tracciamento viene cioè ricondotto ad una semplice interpolazione rettilinea. Vediamo nel dettaglio il procedimento.

Osserviamo prima di tutto che la disposizione reale di ciascuno dei sensori di silicio nel sistema di riferimento generale di ADAMO può essere descritta con sei parametri reali, ad esempio le tre rotazioni e le tre traslazioni relative agli assi del sistema, che ne definiscono il discostamento rispetto alla disposizione progettuale. Questi parametri sono riassunti nella grandezza vettoriale $\vec{A} = (\beta_i, \gamma_i, \omega_i, \Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$, dove i è l'indice che numera i sensori di silicio. Partendo dalle coordinate $\vec{r}'_{ij} = (x'_{ij}, y'_{ij}, 0)$ misurate sul piano i -esimo per la traccia j -esima, si può passare alle coordinate reali \vec{r}_{ij} effettuando

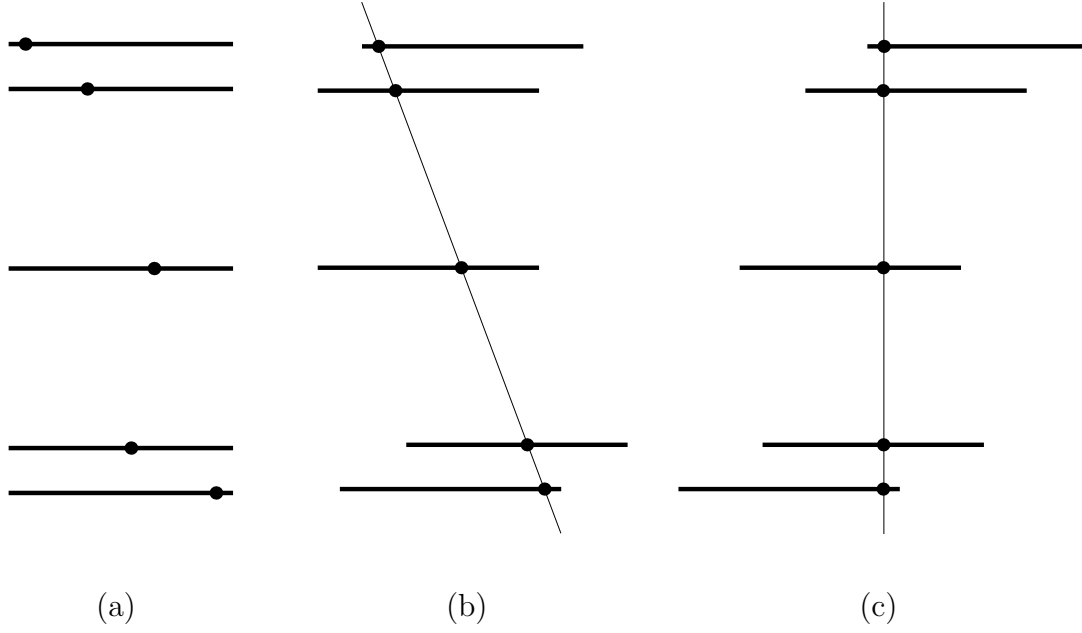


Figura 5.7: Schematizzazione della possibile ambiguità sulla direzione di provenienza di una particella. In (a) sono mostrati i punti di impatto misurati per un evento ipotetico; in (b) e (c) due possibili configurazioni dei sensori per le quali la traiettoria risulta rettilinea.

la rototraslazione dei sensori secondo i parametri \vec{A} :

$$\vec{r}_{ij} = \mathbf{R}_i \tilde{\mathbf{r}}'_{ij} + \tilde{\mathbf{T}}_i, \quad \mathbf{R}_i = \begin{pmatrix} 1 & -\omega_i & \gamma_i \\ \omega_i & 1 & -\beta_i \\ -\gamma_i & \beta_i & 1 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

dove \mathbf{R}_i è la matrice di rotazione sviluppata al primo ordine negli angoli, $\vec{T}_i = (X_i + \Delta x_i, Y_i + \Delta y_i, Z_i + \Delta z_i)$ il vettore posizione del punto centrale del sensore i -esimo e X_i, Y_i, Z_i le coordinate “ideali” del centro del sensore nel sistema di riferimento generale. L'equazione vettoriale 5.5 può essere scritta esplicitamente come

$$\begin{cases} x_{ij} = x'_{ij} - \omega_i y'_{ij} + X_i + \Delta x_i \\ y_{ij} = \omega_i x'_{ij} + y'_{ij} + Y_i + \Delta y_i \\ z_{ij} = -\gamma_i x'_{ij} + \beta_i y'_{ij} + Z_i + \Delta z_i \end{cases} \quad (5.6)$$

È importante sottolineare che non tutti i 60 parametri relativi ai 10 sensori di silicio (ognuno dei 5 *ladder* è composto di due sensori) possono essere determinati. Innanzitutto, effettuando l'allineamento del sistema fuori dal magnete, i parametri relativi ad uno dei sensori devono essere fissati (vengono posti nulli) per definire il sistema di

riferimento da utilizzare; i parametri degli altri sensori verranno così misurati rispetto a questo. Riferendosi alla figura 5.7 si osserva inoltre che, fissati i punti di impatto di una traccia, esistono infinite configurazioni dei sensori per le quali questi risultano allineati. Il motivo di ciò è che la direzione di provenienza delle particelle non è nota. Occorre quindi fissare i parametri di un altro sensore in modo da eliminare anche questa ambiguità. I parametri da determinare sono quindi 48. I due sensori i cui parametri sono scelti nulli appartengono ai *ladder* più esterni, e, per convenzione, sono i due sensori più vicini all'elettronica di *readout*.

Oltre alle problematiche appena descritte, ci si trova adesso di fronte ad un'ambiguità dovuta al fatto che ciascuno dei *ladder* è costituito appunto da due diversi sensori al silicio le cui microstrisce corrispondenti sulle viste y sono cortocircuitate allo stesso canale di *readout*. Sorge dunque il problema, una volta identificato il passaggio di una particella, di determinare se questa ha attraversato un sensore oppure l'altro. Nella fase di allineamento il problema viene aggirato disponendo opportunamente i due scintillatori del sistema di *trigger*, in modo da definire i sensori attraversati dalle particelle rivelate. Per determinare tutti i parametri di allineamento relativamente ai due sensori di riferimento a cui si è accennato poc'anzi, occorrono quattro insiemi di dati, presi in quattro diverse configurazioni: due insiemi relativi a particelle che attraversano tutti i primi o tutti i secondi sensori dei vari *ladder* (cioè i sensori vicini o lontani dai circuiti ibridi) e due insieme relativi a tracce "incrociate", che attraversano cioè i piani di silicio in direzione obliqua in modo da combinare l'informazione dei secondi sensori di alcuni *ladder* con quella dei primi sensori degli altri. Ciascuno dei quattro insiemi è semplicemente ottenuto con una diversa disposizione degli scintillatori.

Il procedimento iterativo che porta alla determinazione del vettore \vec{A} dei parametri di allineamento si articola in cinque passi fondamentali:

- selezione degli eventi con segnale su tutte le viste dei *ladder*
- rototraslazione delle coordinate misurate (al primo ciclo i parametri di rototraslazione sono tutti nulli);
- *fit* lineare delle coordinate misurate;
- valutazione delle differenze tra coordinate misurate e coordinate ricostruite (residui) come intersezioni tra la retta del *fit* e i piani rototraslati;

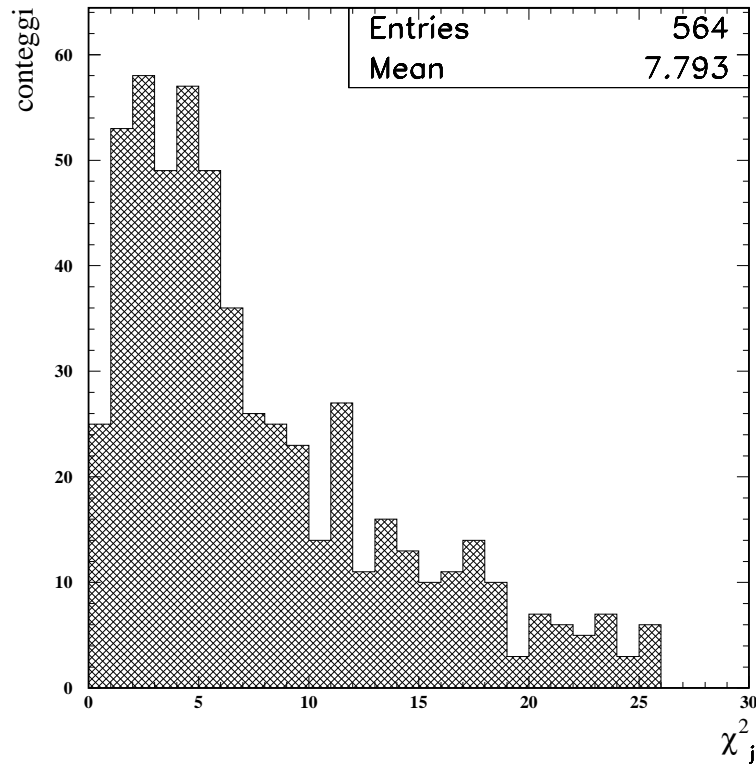


Figura 5.8: Distribuzione della variabile χ_j^2 relativa alla ricostruzione delle singole tracce utilizzate per l'allineamento del sistema tracciante.

- minimizzazione al variare dei parametri di allineamento di un'opportuna variabile χ^2 .

I primi tre punti, il secondo dei quali descritto esaurientemente in [43], permettono di ricavare il punto di impatto sul piano i -esimo relativo alla traccia j -esima in funzione dei parametri di allineamento, $\vec{r}_{ij}(\vec{A})$. L'analisi di tutte le N_{ev} tracce identificate per l'allineamento consente di costruire una funzione χ^2 definita come somma dei quadrati delle differenze tra coordinate misurate rototraslate e coordinate ricostruite:

$$\chi^2(\vec{A}) = \sum_{j=1}^{N_{ev}} \chi_j^2(\vec{A}) = \sum_{j=1}^{N_{ev}} \sum_{i=1}^{N_{pl}} \left[\left(\frac{x_{ij}(\vec{A}) - \tilde{x}_{ij}(\vec{A})}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \left(\frac{y_{ij}(\vec{A}) - \tilde{y}_{ij}(\vec{A})}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \right] \quad (5.7)$$

I parametri σ_{x_i} e σ_{y_i} rappresentano le risoluzioni delle viste x e y dei vari piani e la somma su i è estesa ai punti di impatto su tutti gli N_{pl} piani di rivelazione.

Nella figura 5.8 è riportata la distribuzione della variabile χ_j^2 , cioè la variabile χ^2 relativa al singolo tracciamento, il cui valore medio atteso è pari a numero di gradi di libertà, differenza tra numero di informazioni spaziali utilizzate per il *fit* lineare (10,

pari a 5 coordinate x e cinque coordinate y) e numero di parametri ricostruiti (i due coefficienti angolari e i due termini noti delle proiezioni della traiettoria sui piani xz e yz). Si osserva in realtà che la distribuzione ha un valore medio un po' più alto rispetto a quello atteso e questo dipende dal fatto che le risoluzioni spaziali usate per valutare i termini dell'equazione 5.7 sono delle stime approssimate, ricavate interpretando i risultati di una simulazione descritta in [64]. In realtà i valori di χ_j^2 tengono conto, oltre che della risoluzione spaziale dei rivelatori, anche dell'interazione delle particelle nel rivelatore, che determina un peggioramento dell'approssimazione rettilinea della traiettoria.

Le distribuzioni dei residui δ_i , cioè le differenze tra coordinate ricostruite e misurate, riportate nella figura 5.9, mostrano un andamento regolare, pressoché gaussiano. In realtà queste distribuzioni sono il risultato di una selezione, effettuata nell'algoritmo iterativo descritto in precedenza, la quale esclude dal calcolo una serie di eventi che presentano residui anomali rispetto alla media. Da alcune simulazioni [64] si sa infatti che in realtà le code di queste distribuzioni sono più pronunciate rispetto ad una distribuzione puramente gaussiana. Questo effetto è dovuto ad eventi per i quali, nell'interazione della particella nel silicio, si è avuta la generazione di raggi δ , elettroni dotati di energia sufficiente affinché percorrano nel silicio distanze superiori alla distanza tra microstrisce. In questo modo si ha un rilascio di energia su un'ampia regione spaziale con il conseguente peggioramento della risoluzione spaziale. La procedura di allineamento viene dunque effettuata eliminando questi eventi dal campione complessivo, introducendo dei tagli direttamente sulle distribuzioni dei residui.

La larghezza delle distribuzioni dei residui è determinata da due diversi fattori. Il primo di questi fattori è la diffusione multipla nei piani di silicio, un effetto fisico che determina l'allargamento delle distribuzioni dei residui. Le deviazioni subite dalle particelle per via dell'interazione coulombiana nel silicio, diverse da evento a evento, determinano infatti una freccia nelle traiettorie, idealmente rettilinee. Le larghezze delle distribuzioni di figura 5.9 sono quindi in realtà la somma di due contributi, uno dovuto alla risoluzione spaziale dei rivelatori al silicio e l'altro alla diffusione multipla. È inoltre immediato notare che le larghezze delle distribuzioni dei residui sui vari piani sono diverse tra loro. Questo è dovuto al procedimento di ricostruzione della traiettoria. Per capire meglio quest'affermazione, riferiamoci alla figura 5.10, in cui è rappresentata la traiettoria di una particella che attraversa il rivelatore tracciante

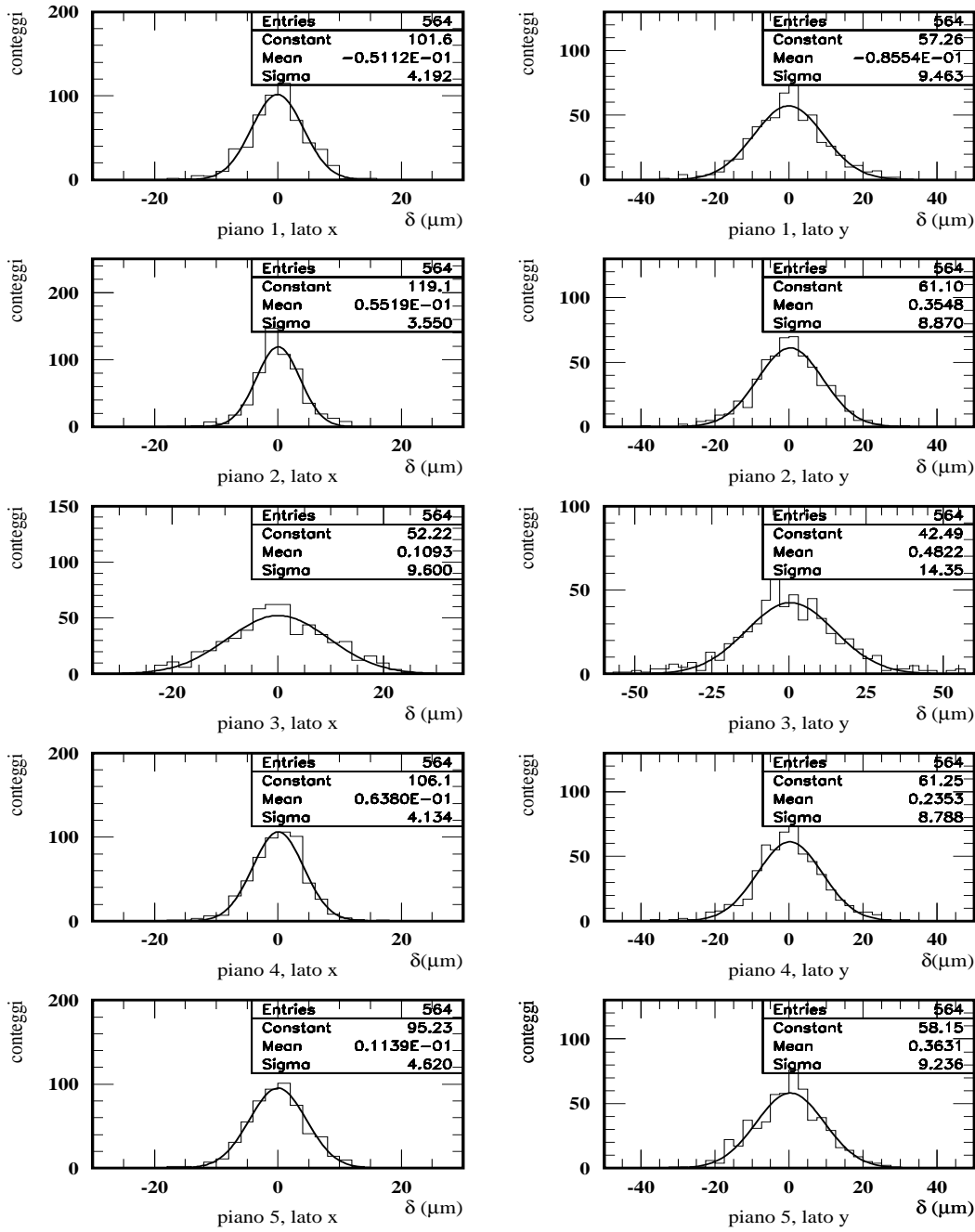


Figura 5.9: Distribuzione delle differenze δ (residui) fra le coordinate misurate dei punti di passaggio su uno dei piani di rivelatori e quelle risultanti dal *fit* rettilineo. Il grafico a sinistra si riferisce alla vista x , quello di destra alla y .

subendo una deviazione nel piano di rivelatore centrale. In questo esempio si assume per semplicità che la traiettoria sia diretta lungo la verticale e che l'unica deviazione importante (θ) sia quella subita nel *ladder* centrale, in quanto una deviazione sui sensori

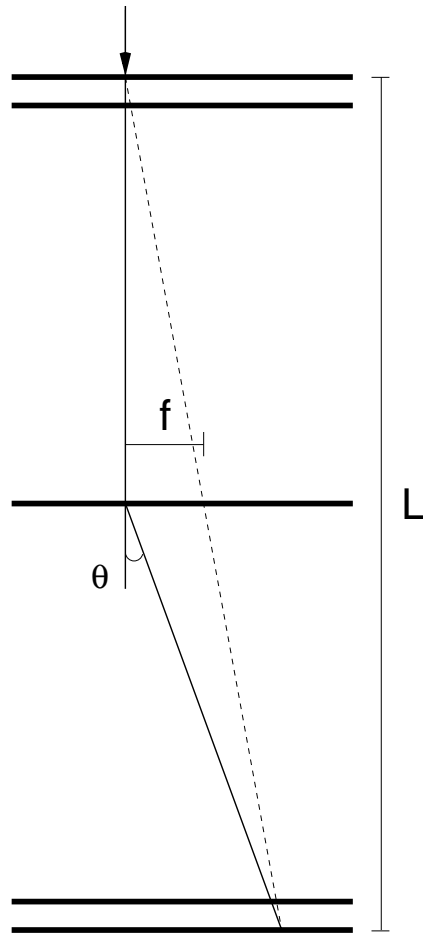


Figura 5.10: Deviazione della traiettoria di una particella dovuta alla diffusione multipla nello spessore di silicio di un *ladder* ($300\text{ }\mu\text{m}$). La distanza f è la cosiddetta freccia, mentre la distanza l tra i due *ladder* più esterni vale 25.1 cm .

in ingresso al rivelatore simulerebbe una particella incidente con angolo diverso, ma non influirebbe sulla freccia della traiettoria. L'interpolazione lineare dei cinque punti di impatto dell'esempio ha come conseguenza un allargamento delle distribuzioni dei residui che risulta maggiore sul piano centrale rispetto agli altri. Intuitivamente questo è dovuto al fatto che i cinque piani non sono equispaziati. L'esigua interdistanza delle coppie di piani più esterni fa sì che l'interpolazione lineare riproduca con maggiore precisione i punti di impatto su questi piani.

Una valutazione grossolana del contributo di diffusione multipla può essere ottenuta basandosi sulla stessa figura 5.10. La larghezza della distribuzione dell'angolo medio di diffusione multipla è riportata nell'equazione 2.4 come funzione dell'impulso e della

velocità della particella. Utilizzando il valore per la lunghezza di radiazione nel silicio ($X_0 = 9.36 \text{ cm}$) e lo spessore dei sensori di ADAMO ($x = 300 \mu\text{m}$) si trova

$$\theta_0 = \frac{(0.602 \text{ MeV}) z}{\beta c p} \quad (5.8)$$

Per un muone di impulso $p=1 \text{ GeV}/c$ e $z = 1$ si trova $\theta_0=0.6 \text{ mrad}$. Assumendo $\theta = \theta_0$ e considerando una distanza $L \simeq 25 \text{ cm}$ tra i sensori al silicio più esterni, da considerazioni geometriche si trova

$$f = \frac{\theta L}{4} \simeq 38 \mu\text{m}$$

Nel caso in cui, come in quello attuale, si effettui l'allineamento del sistema utilizzando tracce di raggi cosmici, si ha a che fare con particelle che, in media, hanno impulsi di quest'ordine di grandezza. Sotto queste ipotesi la diffusione multipla è quindi un effetto importante, o meglio, dominante se confrontato con la risoluzione spaziale attesa per i rivelatori al silicio. Questa ha comunque un effetto casuale, che produce un allargamento simmetrico delle distribuzioni dei residui, non impedendo così la determinazione dei parametri per i quali tali distribuzioni risultano centrate sul valore nullo. Questa è l'indicazione fondamentale della correttezza della procedura utilizzata.

A conclusione di questo paragrafo, nella tabella 5.5 sono riportati i risultati della procedura di allineamento del sistema tracciante, utilizzati per le misure discusse nel capitolo 6. Come si può notare dai parametri che descrivono le traslazioni spaziali, indicati con Δx , Δx e Δx , le dislocazioni rispetto alle posizioni progettuali risultano in media dell'ordine di qualche decimo di millimetro, come ci si aspetta in base alle tolleranze della lavorazione delle parti meccaniche del rivelatore.

	$\alpha_6 = (-462. \pm 64.) \mu\text{rad}$ $\beta_6 = (+59. \pm 480.) \mu\text{rad}$ $\gamma_6 = (-2680. \pm 580.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(6) = (+51.1 \pm 2.9) \mu\text{m}$ $\Delta y(6) = (-5.3 \pm 4.1) \mu\text{m}$ $\Delta z(6) = (-87. \pm 24.) \mu\text{m}$
$\alpha_2 = (+1726. \pm 28.) \mu\text{rad}$ $\beta_2 = (+1630. \pm 260.) \mu\text{rad}$ $\gamma_2 = (-560. \pm 300.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(2) = (+54.93 \pm 0.59) \mu\text{m}$ $\Delta y(2) = (-586.8 \pm 1.5) \mu\text{m}$ $\Delta z(2) = (+21.0 \pm 5.2) \mu\text{m}$	$\alpha_7 = (+1286. \pm 64.) \mu\text{rad}$ $\beta_7 = (-340. \pm 480.) \mu\text{rad}$ $\gamma_7 = (-35. \pm 590.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(7) = (-26.7 \pm 2.8) \mu\text{m}$ $\Delta y(7) = (-555.9 \pm 3.9) \mu\text{m}$ $\Delta z(7) = (-6. \pm 24.) \mu\text{m}$
$\alpha_3 = (+521. \pm 33.) \mu\text{rad}$ $\beta_3 = (+2910. \pm 350.) \mu\text{rad}$ $\gamma_3 = (-6050. \pm 450.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(3) = (-401.65 \pm 0.57) \mu\text{m}$ $\Delta y(3) = (-311.2 \pm 1.4) \mu\text{m}$ $\Delta z(3) = (+679.6 \pm 5.6) \mu\text{m}$	$\alpha_8 = (+507. \pm 51.) \mu\text{rad}$ $\beta_8 = (+2720. \pm 400.) \mu\text{rad}$ $\gamma_8 = (-6550. \pm 450.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(8) = (-433.4 \pm 2.7) \mu\text{m}$ $\Delta y(8) = (-317.4 \pm 2.6) \mu\text{m}$ $\Delta z(8) = (+904. \pm 22.) \mu\text{m}$
$\alpha_4 = (-1551. \pm 24.) \mu\text{rad}$ $\beta_4 = (+1790. \pm 200.) \mu\text{rad}$ $\gamma_4 = (-6660. \pm 260.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(4) = (-214.95 \pm 0.55) \mu\text{m}$ $\Delta y(4) = (-202.9 \pm 1.3) \mu\text{m}$ $\Delta z(4) = (+15.9 \pm 4.2) \mu\text{m}$	$\alpha_9 = (-1318. \pm 65.) \mu\text{rad}$ $\beta_9 = (+290. \pm 530.) \mu\text{rad}$ $\gamma_9 = (-8060. \pm 610.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(9) = (-122.2 \pm 2.9) \mu\text{m}$ $\Delta y(9) = (-186. \pm 4.0) \mu\text{m}$ $\Delta z(9) = (+115. \pm 24.) \mu\text{m}$
	$\alpha_{10} = (+346. \pm 66.) \mu\text{rad}$ $\beta_{10} = (-550. \pm 540.) \mu\text{rad}$ $\gamma_{10} = (-1270. \pm 610.) \mu\text{rad}$ $\Delta x(10) = (-15.6 \pm 2.9) \mu\text{m}$ $\Delta y(10) = (-23.2 \pm 4.2) \mu\text{m}$ $\Delta z(10) = (+20. \pm 24.) \mu\text{m}$

Tabella 5.5: Parametri di allineamento dei i sensori di silicio.

Capitolo 6

Riduzione dei dati e misure del flusso di raggi cosmici

I dati analizzati in questo capitolo sono relativi ad una fase di acquisizione effettuata, approssimativamente, tra la fine del 2003 e i primi mesi del 2004. Lo scopo di questo capitolo è quello di presentare i risultati sperimentali sulla misura di alcune grandezze importanti nello studio dei raggi comici a terra. Si tratta in primo luogo del flusso assoluto differenziale in impulso, J , al livello del suolo. Questa grandezza è definita dall'equazione 3.1:

$$J(t, p, \theta, \phi) = \frac{dN}{dt dp d\omega dS_{\perp}}$$

la cui interpretazione è stata chiarita nel paragrafo 3.2.1. La misura del flusso assoluto richiede ovviamente una particolare attenzione nello studio sia del tempo morto che caratterizza le prestazioni del sistema di acquisizione (presentato nel paragrafo 6.1), sia delle efficienze dei sottosistemi di rivelazione (presentato nel paragrafo 6.3). Sia lo studio delle efficienze del rivelatore che la misura finale vera e propria dei flussi di particelle, necessitano della ricostruzione delle traiettorie delle particelle rivelate. Questo argomento è trattato nella sezione 6.2, in cui vengono descritte in dettaglio le metodologie seguite per determinare i punti di impatto sui rivelatori a partire dai segnali elettrici delle microstrisce dei rivelatori al silicio e, successivamente, per effettuare il tracciamento delle traiettorie nel campo magnetico.

6.1 Misura del tempo morto

Durante l'acquisizione di un dato in seguito alla generazione di un segnale di *trigger* la logica della scheda del TOF disabilita i suoi ingressi, mettendosi rapidamente (entro poche decine di ns) in una situazione di autoveto. L'eventuale successivo passaggio di nuove particelle, o l'insorgenza di eventi di rumore, vengono completamente ignorati dal sistema di acquisizione, fino a che l'evento in esame non viene memorizzato su disco rigido dal processore VME che gestisce il programma di acquisizione. L'autoveto della scheda di TOF, che costituisce un metodo rapido per evitare la sovrapposizione di più segnali di *trigger*, non è tuttavia l'unica protezione che determina la "messa in sicurezza del sistema". Tre livelli di veto sono complessivamente presenti nello schema logico dell'acquisizione (compreso quello appena indicato). La scheda MAIN, che riceve il segnale di *trigger* dalla scheda del TOF, genera un proprio segnale di veto; questo viene sommato ad un ulteriore segnale di veto generato dal sistema di acquisizione VME, in modo da formare un unico segnale di veto che viene utilizzato per comunicare alla logica del TOF lo stato del sistema di acquisizione. L'abilitazione degli ingressi della logica viene così ripristinata con un segnale di *reset* soltanto quando il veto esterno torna nello stato quiescente, cioè in seguito al definitivo salvataggio del dato. Tutto questo procedimento determina un intervallo di tempo complessivo, tra l'arrivo di un *trigger* e la riabilitazione degli ingressi della logica, durante il quale si possono perdere eventi dovuti al passaggio di particelle; si ha cioè un "tempo morto" che determina un'inefficienza nella misura dei flussi assoluti di particelle.

Un'analisi all'oscilloscopio del segnale di veto complessivo (la somma di tutti e tre i segnali di veto) mostra che nella configurazione di acquisizione attuale, il sistema impiega in media 35 ms per tornare operativo dopo l'arrivo di un segnale valido di *trigger*. Le implicazioni che questo comportamento determina relativamente all'inefficienza dovuta al tempo morto, dipendono dal rate di eventi che vengono riconosciuti come buoni dal sistema che genera il *trigger*, cioè dalla scheda del TOF. In base ai flussi di particelle incidenti e alle caratteristiche del sistema si può dare una stima del tempo morto previsto.

La logica del TOF è programmata in modo da riconoscere come eventi validi quelli caratterizzati da due diverse configurazioni dei segnali discriminati in ingresso. Riferiamoci alla figura 6.1,

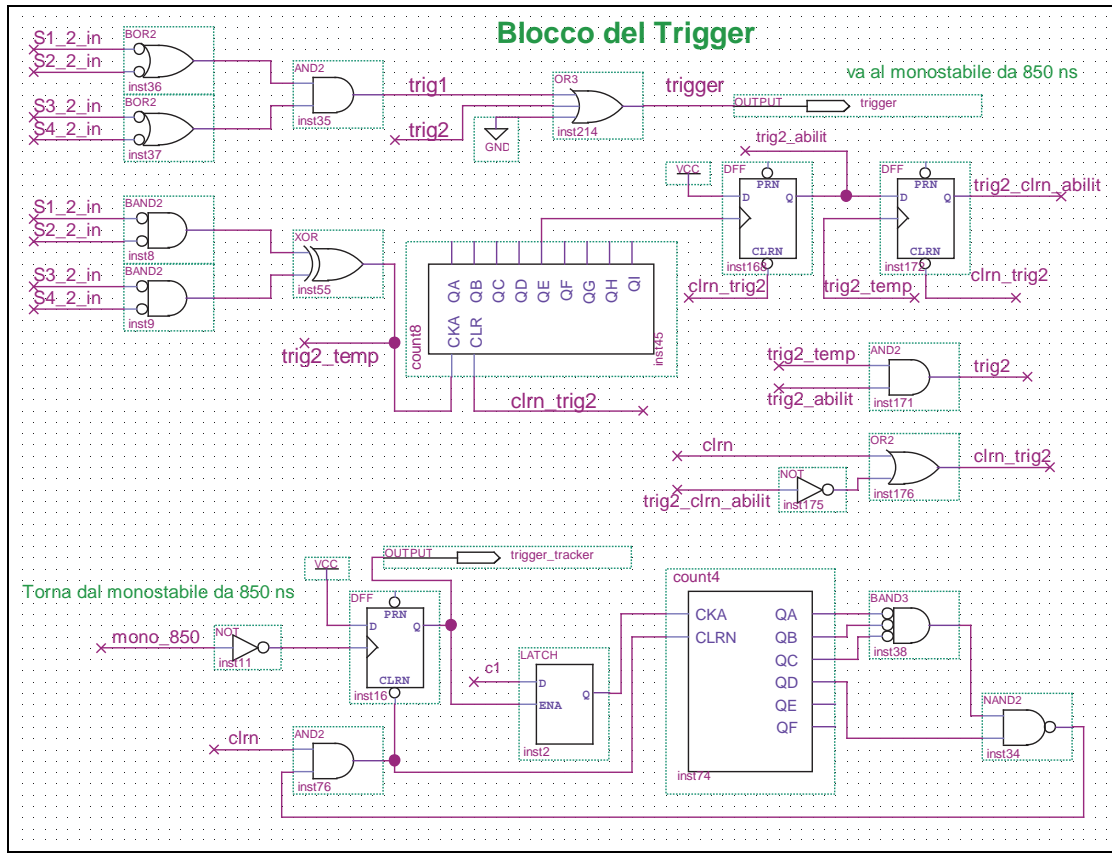


Figura 6.1: Logica di *trigger* realizzata sulla scheda del TOF. I segnali discriminati in ingresso sono indicati con Si_2_in , $i=1,2,3,4$ (corrispondenti al fotomoltiplicatore (i-1)), e vengono negati poiché sono segnali attivi bassi. Il segnale “*trigger*” è la somma di due segnali ($trig1$ e $trig2$), uno dei quali ottenuto come “ $(1 \text{ OR } 2) \text{ AND } (3 \text{ OR } 4)$ ” e l’altro come $(1 \text{ AND } 2) \text{ XOR } (3 \text{ AND } 4)$. Il circuito logico riportato in basso costituisce il generatore del segnale di *trigger* per la scheda principale, ritardato di circa $1\mu s$ (per mezzo di un apposito monostabile presente sulla scheda) in modo da garantire la formazione dei segnali sui rivelatori al silicio.

dove i segnali discriminati sono indicati come $S_k_2_in$, con $k=1,2,3,4$ indice del canale corrispondente al fotomoltiplicatore (k-1)-esimo. La configurazione schematizzata come $[(S1_2_in) \text{ OR } (S2_2_in)] \text{ AND } [(S3_2_in) \text{ OR } (S4_2_in)]$ determina la generazione del segnale *trig1*, che identifica un evento come “buono” per l’analisi dei flussi di particelle. Questa eventualità si ha infatti se almeno un fotomoltiplicatore di ciascuno dei due piani del TOF ha risposto al passaggio della particella e significa quindi che la particella ha attraversato entrambi gli scintillatori, condizione richiesta dalla definizione dell’accettanza dell’apparato utilizzata per il calcolo del fattore geometrico. La seconda configurazione, cioè $[(S1_2_in) \text{ AND } (S2_2_in)] \text{ XOR } [(S3_2_in) \text{ AND } (S4_2_in)]$,

genera anch'essa un segnale di *trigger*, *trig2*, ed è stata invece considerata perché è l'unico modo che garantisce la possibilità di misurare l'efficienza degli scintillatori disponendo di due soli scintillatori. Grazie alla ricostruzione delle tracce con lo spettrometro, e quindi alla verifica dell'attraversamento degli scintillatori, si riescono infatti ad individuare quegli eventi in cui il *trigger* è dovuto ad un solo scintillatore e l'altro ha fallito la risposta pur essendo stato attraversato dalla particella. Chiaramente il numero di eventi in cui risponde un solo scintillatore è molto maggiore rispetto al numero di volte in cui rispondono entrambi. Infatti il fattore geometrico di uno scintillatore singolo è $\pi A \simeq 373 \text{ cm}^2 \text{sr}$ (dove $A = 17 \times 7 \text{ cm}^2$ è la superficie dello scintillatore), mentre il fattore geometrico della coppia di scintillatori è di circa $8.9 \text{ cm}^2 \text{sr}$. Per questo motivo nella logica del TOF è stato implementato un meccanismo, detto di *prescaling*, che utilizza un contatore a per selezionare un solo evento di singolo scintillatore (*trig2*) ogni 17. Considerando che il flusso medio complessivo di particelle provenienti dall'alto al livello del mare è di $180 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1}$ e che la superficie dello scintillatore è di circa 120 cm^2 , i rate di *trigger* dovuti ai singoli scintillatori sono

$$r_{01} = r_{23} = (0.018 \times 120) \text{ Hz} \simeq 2.16 \text{ Hz}$$

In questo valore sono contenuti anche gli eventi che attraversano entrambi gli scintillatori. Il loro *rate*, considerando che il valore del flusso verticale di particelle al livello del mare è di circa $110 \text{ m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (o $0.011 \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$), è dato da

$$r_{0123} = 0.011 \times 8.9 \text{ Hz} \simeq 0.1 \text{ Hz}$$

Il *rate* complessivo dovuto al passaggio di particelle è quindi

$$r_{tot}^{part} = [2 \times (2.16 - 0.1)/17 + 0.1] \text{ Hz} = 0.34 \text{ Hz}$$

Si tenga presente che, tra questi eventi, il *rate* di quelli che attraversano anche i rivelatori al silicio è $r_{good} = 0.011 \times 6.7 \text{ Hz} \simeq 0.074 \text{ Hz}$ (si è usato il valore del fattore geometrico dell'apparato, pari a $6.7 \text{ cm}^2 \text{sr}$) e che quindi circa il 78% degli eventi di particella sono da scartare ai fini dell'analisi.

Per avere un'idea complessiva della frequenza dei segnali di *trigger* resta da valutare la probabilità di avere degli eventi dovuti al rumore, cioè ai segnali spuri generati dai fototubi. Questi dipendono in parte da un non perfetto oscuramento dello scintillatore e delle guide di luce e in parte dalla produzione di elettroni termici sul fotocatodo.

Le soglie di discriminazione sulla scheda del TOF sono state impostate in modo da tagliare sensibilmente i segnali di rumore pur mantenendo un'efficienza quasi unitaria sulla discriminazione dei segnali di particella. Per ciascun canale si sono studiati gli andamenti caratteristici dei segnali di rumore e dei segnali di particella, definendo le soglie in modo opportuno. I *rate* complessivi dei segnali sui sigoli canali con le soglie impostate sulla scheda del TOF risultano inferiori di 50 Hz.

Assumendo che la distribuzione dei segnali rumorosi del singolo fototubo in un intervallo di tempo fissato sia governata da una statistica poissoniana, la probabilità di avere un segnale dal PMT j -esimo entro una finestra temporale f successiva ad un segnale dal PMT i -esimo è data da

$$P_{ij} = 1 - e^{-r_j^n f} \simeq r_j^n f$$

dove r_j^n è la frequenza media dei segnali di rumore del canale j -esimo e $i, j = 0, 1, 2, 3$. Il rate di eventi generato dalla combinazione i, j è dunque

$$r_{ij}^n = r_i^n r_j^n f$$

dove l'apice n indica che si tratta di eventi di rumore. Poiché il segnale di *trigger* può essere generato da una qualsiasi combinazione di due scintillatori, purché diversi, e in qualsiasi ordine temporale (e tenendo conto del fattore di *downscaling* per le combinazioni di fotomoltiplicatori sullo stesso piano di scintillatore) il rate complessivo di eventi di rumore può essere calcolato come:

$$r_{tot}^n = 2f \left[(r_0^n r_2^n + r_0^n r_3^n + r_1^n r_2^n + r_1^n r_3^n) + \frac{(r_0^n r_1^n + r_2^n r_3^n)}{17} \right] \simeq 0.002 \text{ Hz} \quad (6.1)$$

dove si è utilizzato il valore $f \simeq 100 \text{ ns}$, che rappresenta la differenza di tempo massima tra due segnali successivi per generare un segnale di *trigger*. Questa stima indica che la frequenza dei *trigger* dovuti al rumore risulta circa 170 volte più bassa di quella complessiva dovuta alle particelle e circa il 3% di quella delle particelle che entrano completamente nell'accettazione del rivelatore. Questi eventi sono comunque facilmente distinguibili dagli eventi di particella in fase di analisi in quanto non contengono nessuna informazione nel sistema tracciante.

Dopo queste considerazioni si può facilmente dare una stima della frazione media di tempo in cui il sistema è occupato per via dell'acquisizione dei dati:

$$\eta_D = (r_{tot}^{part} + r_{tot}^n) \times t_{veto} = (0.34 + 0.003) \text{ Hz} \times t_{veto}$$

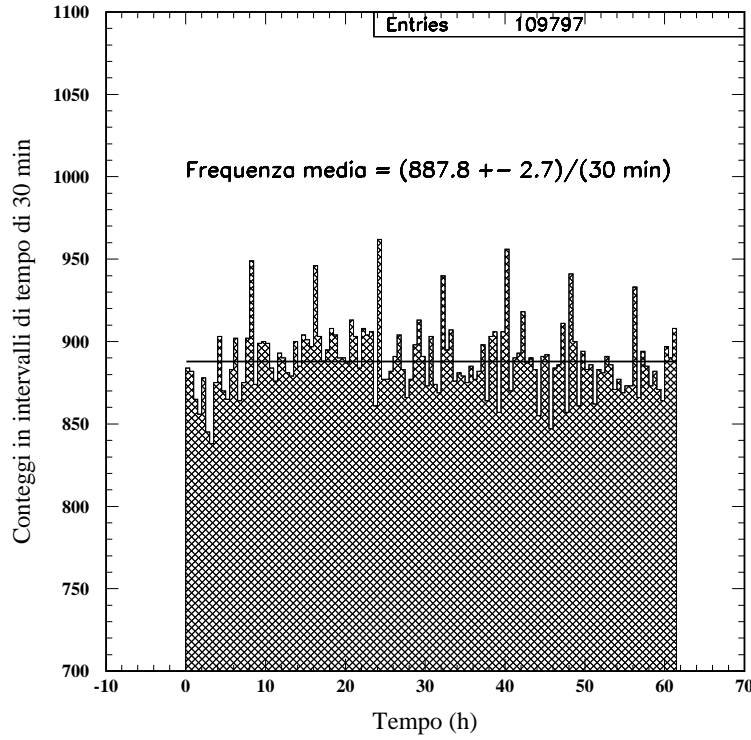


Figura 6.2: Conteggi del segnale di *trigger* in funzione del tempo durante una fase di acquisizione dati in direzione verticale durata circa 62 ore. I canali sulle ascisse corrispondono ad intervalli di tempo di 30 minuti. Il *fit* lineare sovrainposto al grafico determina un valore medio di eventi per canale di circa 883, equivalente ad un *trigger rate* di 0.49 Hz.

dove $t_{veto} = 35$ ms è la larghezza media del segnale di veto. Si ha quindi

$$\eta_D \simeq 0.34 \times 0.035 \simeq 0.012$$

Una misura più accurata di questo valore deve essere fatta in base ai dati ottenuti sperimentalmente, cioè tenendo conto del *trigger rate* misurato con l'apparato. Nella figura 6.2 è mostrato un grafico riportante l'andamento di questa grandezza come funzione del tempo. Si osservi che i dati in questione sono relativi ad una serie di misure in direzione verticale, i cui risultati sono discussi nel paragrafo 6.4.1. Come viene mostrato nel paragrafo 6.4.2, altre misure sono state effettuate variando l'angolo di inclinazione dell'apparato rispetto alla direzione verticale. In queste situazioni la frequenza dei segnali di *trigger* risulta minore ed è quindi minore anche la correzione per il tempo morto, che viene effettuata separatamente per i vari insiemi di misure.

Tornando alla stima del tempo morto per le misure effettuate in direzione verticale,

il valore medio che si ottiene per il *trigger rate* nell'arco di tempo in cui il sistema ha acquisito è di circa 0.49 Hz ed è sensibilmente più alto rispetto a quello previsto in base alla valutazione fatta precedentemente (0.34 Hz). Questo può essere dovuto a cause di varia natura, tra le quali la presenza di radioattività naturale, il non perfetto abbuaiamento degli scintillatori e l'interazione di raggi cosmici nel magnete permanente, con conseguente produzione di secondari che possono interagire negli scintillatori.

La frazione media di tempo in cui il sistema è occupato dall'acquisizione dei dati è quindi in realtà

$$\eta_D \simeq 0.49 \text{ Hz} \times 0.035 \text{ s} \simeq 0.017$$

Circa l'1.7% del tempo di misura viene cioè perso per consentire la scrittura dei dati. Di questo valore si tiene conto nella valutazione dei flussi di particelle, sebbene sia una correzione dello stesso ordine degli errori di misura attesi. I conteggi di eventi misurati vengono così divisi per un fattore $\epsilon_D = 1 - \eta_D$.

6.2 Ricostruzione degli eventi

L'estrazione delle informazioni utili del sistema tracciante dai dati grezzi di un evento dovuto al passaggio di una particella è un procedimento che richiede tre passi fondamentali. Innanzitutto il rivelatore tracciante viene calibrato su un campione di dati ottenuto con un *trigger* generato da un impulsatore. Questa operazione permette di studiare il comportamento del sistema in assenza di segnali di particella ed è descritta nel paragrafo 6.2.1. In secondo luogo, prendendo in esame l'insieme dei dati contenenti gli eventi di particelle, viene effettuata una ricerca dei rilasci di energia nei rivelatori al silicio, i cosiddetti *clusters*, confrontando le informazioni di ciascun evento potenzialmente buono con le informazioni ottenute dalla precedente calibrazione. Questo passaggio è descritto nel paragrafo 6.2.2. L'ultima operazione che viene eseguita, la ricostruzione cioè della traiettoria della particella all'interno del rivelatore, da cui si ottiene il valore del suo impulso, viene analizzata nel paragrafo 6.2.3. Nei paragrafi successivi vengono utilizzate le informazioni che si ottengono dal tracciamento per determinare l'efficienza del sistema tracciante e del sistema di *trigger*. Nel paragrafo 6.4, che conclude questo lavoro di tesi, vengono presentati i risultati ottenuti per gli spettri di raggi cosmici a terra in una fase di presa dati effettuata tra dicembre 2003 e marzo 2004.

6.2.1 Studio e calibrazione del sistema tracciante

I dati grezzi relativi al tracciatore, che vengono scritti su disco in corrispondenza della generazione di un segnale di *trigger*, corrispondono alla conversione analogico-digitale dei segnali analogici relativi alle varie microstrisce dei rivelatori al silicio. Questi segnali rappresentano una combinazione di più informazioni e non possono essere messi direttamente in relazione all'eventuale rilascio di energia da parte di particelle. Il segnale in ingresso agli ADC, risultato di un procedimento di formazione dell'elettronica di *front-end* e di una serie di amplificatori operazionali sulle schede ADC, si sviluppa su un livello di tensione di base, chiamato "pedistallo", definito in modo tale che il valore da convertire cada approssimativamente a metà del fondo scala dell'ADC (il motivo di ciò è legato al fatto che le schede ADC utilizzate per le due viste fisiche dei *ladder* sono identiche, mentre i segnali dovuti alla raccolta della carica rilasciata dalle particelle hanno segno opposto sui due lati). Su questo livello di base, i segnali dei vari canali fluttuano nel tempo a causa del rumore dell'elettronica e dei rivelatori. Una semplice schematizzazione, che viene considerata usualmente, riconduce questo effetto a due cause diverse: un primo contributo di modo comune (*common noise*) che, evento per evento, sposta il livello di tutti i canali di uno stesso *chip* VA1 di un valore costante e un secondo contributo proprio di ciascun canale, scorrelato dagli altri. Il risultato $ADC_{j,k}^i$ della conversione del segnale del canale j -esimo del k -esimo VA1 per l'evento i -esimo è dunque il risultato della somma

$$ADC_{j,k}^i = PED_{j,k} + CN_k^i + S_{j,k}^i \quad (6.2)$$

dove $PED_{j,k}$ indica il pedistallo del canale considerato, CN_k^i il *common noise* del VA1 cui appartiene quel canale e $S_{j,k}^i$ il suo segnale (fluttuazione intrinseca ed eventuale segnale dovuto ad una particella). L'informazione del passaggio di particelle sta esclusivamente nella variabile $S_{j,k}^i$ ed è quindi necessario estrarre il suo valore evento per evento invertendo l'equazione 6.2:

$$S_{j,k}^i = ADC_{j,k}^i - PED_{j,k} - CN_k^i \quad (6.3)$$

Naturalmente $S_{j,k}^i$ conterrà sempre la fluttuazione propria della striscia in esame, che

risulta ineliminabile, trattandosi di una grandezza scorrelata dalle altre. La stima del piedistallo dei singoli canali può invece essere effettuata, seguendo il metodo iterativo descritto successivamente, analizzando un insieme di eventi acquisiti con un *trigger* di impulsatore. Poiché in assenza di particelle il segnale dei singoli canali ha, per definizione, media nulla su un grande numero di eventi, i piedistalli vengono determinati come media delle differenze dei valori convertiti dagli ADC e del rumore di modo comune, su un campione di N_{ev} eventi:

$$PED_{j,k} = \sum_{i=1}^{N_{ev}} \frac{ADC_{j,k}^i - CN_k^i}{N_{ev}} \quad (6.4)$$

Essendo inizialmente noti solo i valori $ADC_{j,k}^i$, nella stima iniziale dei piedistalli viene posto $CN_k^i=0$. La stima ottenuta per i piedistalli permette di dare una prima valutazione del rumore intrinseco dei singoli canali come deviazione standard della distribuzione delle fluttuazioni dei canali stessi:

$$\sigma_{jk} = \sqrt{\frac{1}{N_{ev}-1} \sum_{i=1}^{N_{ev}} (S_{j,k}^i)^2} = \sqrt{\frac{1}{N_{ev}-1} \sum_{i=1}^{N_{ev}} (ADC_{j,k}^i - PED_{j,k} - CN_k^i)^2} \quad (6.5)$$

Come vedremo fra breve, alcuni canali dei *ladder* possono comportarsi in modo anomalo rispetto alla media, a causa di difetti di varia natura. Questo si traduce, a seconda del tipo di difetto, in valori troppo grandi o troppo piccoli del rumore intrinseco del canale. La stima della variabile σ_{jk} permette quindi di identificare questi canali, in modo da eliminarli dal calcolo iterativo dei piedistalli. Per ciascuno dei VA1 viene eseguito un *fit* gaussiano della distribuzione delle σ_{jk} , trovando la media $\langle \sigma \rangle_k$ e la deviazione standard $\delta_k(\sigma)$. Tutti i canali la cui σ_{jk} si discosta dalla media più di $5 \times \delta_k(\sigma)$ vengono quindi catalogati come difettosi ed esclusi da ogni calcolo successivo. Eliminati i canali difettosi, evento per evento viene determinato il valore del *common noise* relativo ai vari *chip* VA1. CN_k^i per l'evento i -esimo viene calcolato come media, sui 128 canali del VA1 k -esimo, del valore dei canali dopo la sottrazione del piedistallo:

$$CN_k^i = \sum_{j=1}^{128} \frac{ADC_{j,k}^i - PED_{j,k}}{128} \quad (6.6)$$

Una volta calcolato il rumore di modo comune evento per evento per ciascun VA1

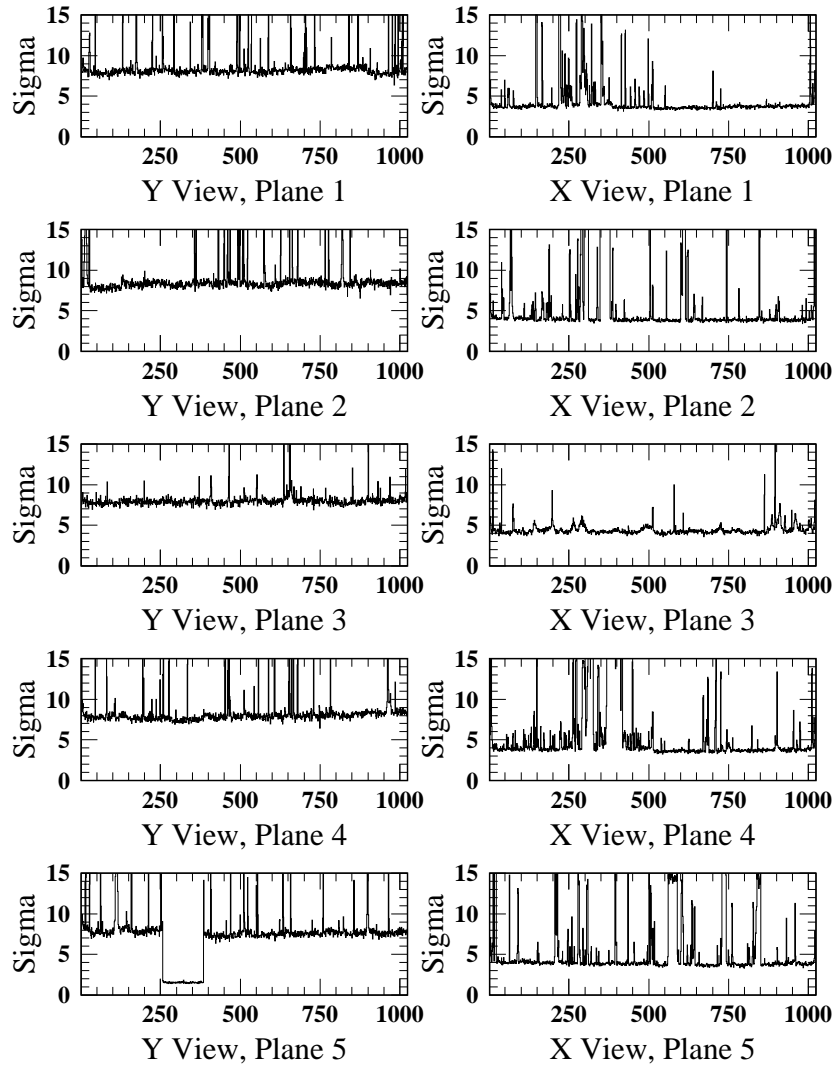


Figura 6.3: Deviazione standard, canale per canale, delle distribuzioni del rumore intrinseco relative ai canali delle dieci viste (x e y) dei cinque rivelatori al silicio.

ha termine la prima iterazione del procedimento e, all'inizio della seconda iterazione, l'equazione 6.4 consente di trovare la nuova stima dei piedistalli utilizzando il valore di CN_k^i stimato nell'iterazione precedente. A causa della variazione delle grandezze calcolate è possibile che, in base alla nuova stima delle fluttuazioni intrinseche, alcuni nuovi canali vengano catalogati come difettosi. Le iterazioni proseguono fino a quando tutti i canali restanti rientrano nella condizione precedentemente descritta.

In figura 6.3 sono riportate le deviazioni standard del rumore intrinseco dei singoli canali, ottenute per ciascuna vista dei cinque rivelatori di ADAMO. Come anticipato, è immediato osservare, nonostante l'andamento generale quasi indipendente dal

canale, che esistono alcuni canali affetti da un rumore particolarmente elevato. La realizzazione di rivelatori al silicio capaci di ottime risoluzioni spaziali, come nel caso dei rivelatori realizzati per PAMELA ed utilizzati anche in ADAMO, comporta una certa percentuale di difetti di produzione. I *ladder* utilizzati per ADAMO presentano, come illustrato nel paragrafo 6.3, una percentuale di difetti su ciascuna vista fisica pari circa al 10%. Le strisce difettose hanno in generale un comportamento diverso dalle altre, identificabile in base ad un livello anomalo delle fluttuazioni rumorose. I difetti possono essere di vario genere. Comportamenti anomali non eliminabili possono essere dovuti al perforamento (*pinhole*) dello strato isolante depositato al di sopra delle impiantazioni, che realizza il disaccoppiamento tra silicio e elettronica di *front end*, all'interruzione di una microstriscia a causa di un difetto di impiantazione, al cortocircuito tra due microstrisce ecc. La prima di queste situazioni comporta un incremento del rumore intrinseco del canale corrispondente, in quanto si integrano le correnti in continua presenti nel silicio che verrebbero altrimenti eliminate, la seconda provoca, invece, una diminuzione del rumore, in quanto si riduce la capacità della striscia verso le altre strutture del silicio¹ e la terza è di nuovo causa di una crescita del rumore. Un difetto che, diversamente dai precedenti, può essere talvolta rimediato, è quello causato dalla cattiva riuscita di alcune microsaldature. Questa situazione può avvenire tra un sensore di silicio e quello adiacente, situazione per cui si perde l'informazione della striscia del sensore lontano dall'elettronica di *front end*, oppure tra il circuito ibrido e il sensore ad esso connesso, eventualità per la quale si perdono entrambe le strisce connesse a quel canale. In entrambi i casi il rumore del canale su cui si ha la microsaldatura difettosa risulta più basso del normale. Oltre a questi difetti "standard", nella prima produzione di sensori per l'esperimento PAMELA, di cui fanno parte quelli usati per ADAMO, è stato evidenziato un problema, legato al processo di impiantazione dei droganti nel substrato di silicio, che dà luogo a gruppi di microstrisce con rumore intrinseco più alto. Un esempio degli effetti che questo induce in termini di innalzamento del livello rumoroso è riportato in figura 6.4(a). Si riesce chiaramente ad individuare un gruppo di cinque canali il cui rumore intrinseco è notevolmente superiore alla media. In figura 6.4(b) è mostrata una foto della regione superficiale del sensore nella quale è stato trovato, facendo uso della macchina di misura descritta nel paragrafo 2.1.1, il difetto

¹Il rumore presente in uscita dagli stadi di preamplificazione dei *chip* VA1 può essere schematizzato [47] come la somma di un termine costante e di un termine proporzionale alla capacità vista in ingresso dal preamplificatore.

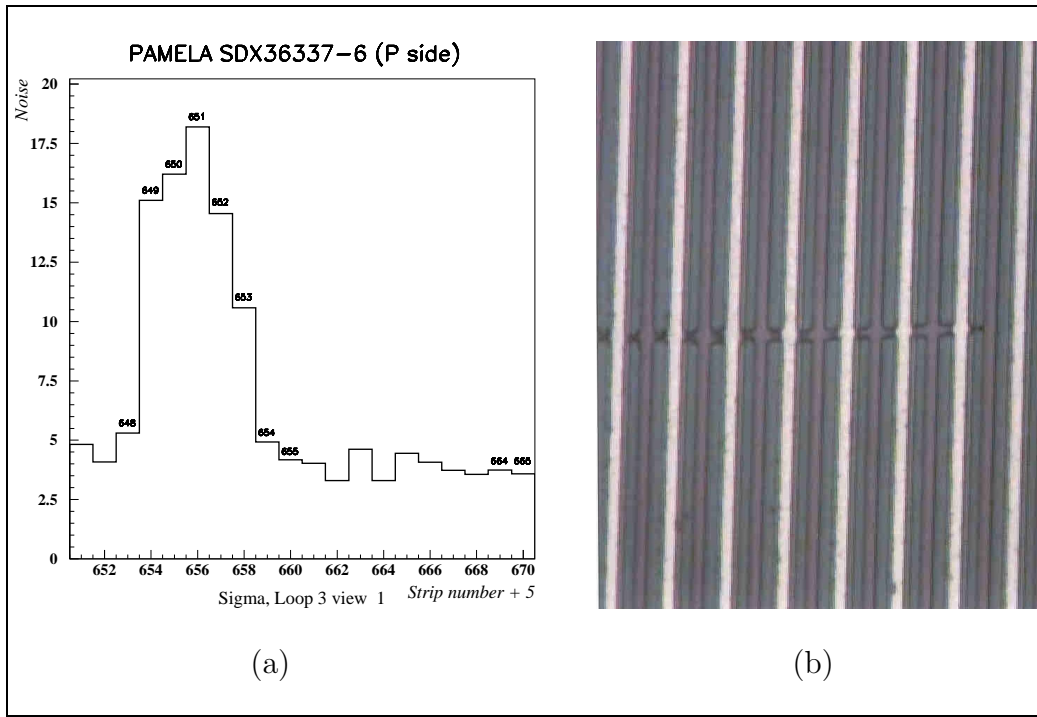


Figura 6.4: (a) rumore intrinseco medio per alcuni canali di un sensore di silicio dello *stock* di sensori di *test* di PAMELA; un gruppo di cinque canali mostra un livello di rumore decisamente più alto rispetto alla media; (b) l'anomalia rilevata nella figura precedente viene messa in relazione con un difetto delle impiantazioni di droganti nel substrato di silicio, giusto in corrispondenza dei canali rumorosi; il “graffio” orizzontale evidente nella figura provoca una diminuzione della resistenza tra le microstrisce adiacenti da alcune decine di $G\Omega$ a valori più bassi di almeno due ordini di grandezza. Le strisce chiare verticali, caratterizzate da un'interdistanza di $50\mu\text{m}$, sono le metallizzazioni realizzate al di sopra delle impiantazioni di drogante, mentre le strisce verticali tra due metallizzazioni adiacenti sono le impiantazioni che non vengono lette (il passo di *readout* è doppio rispetto a quello di impiantazione).

di impiantazione costituito dal “graffio” disposto orizzontalmente in figura. Il difetto risulta in corrispondenza dei canali ad alta rumorosità riportati nella figura precedente. Naturalmente la ricerca dei difetti sui sensori ha richiesto un'accurata indagine ottica della loro superficie. Si tenga infatti presente che il difetto mostrato ha dimensioni di circa $300\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$. Il malfunzionamento, individuato nell'analisi dei dati relativi al rumore, è stato confermato da una fase di verifica in laboratorio direttamente sulle microstrisce incriminate. Un test ohmico ha mostrato così che il valore della resistenza tra microstrisce adiacenti scende da alcune decine di $G\Omega$ per strisce buone a valori oltre cento volte minori per le strisce difettose.

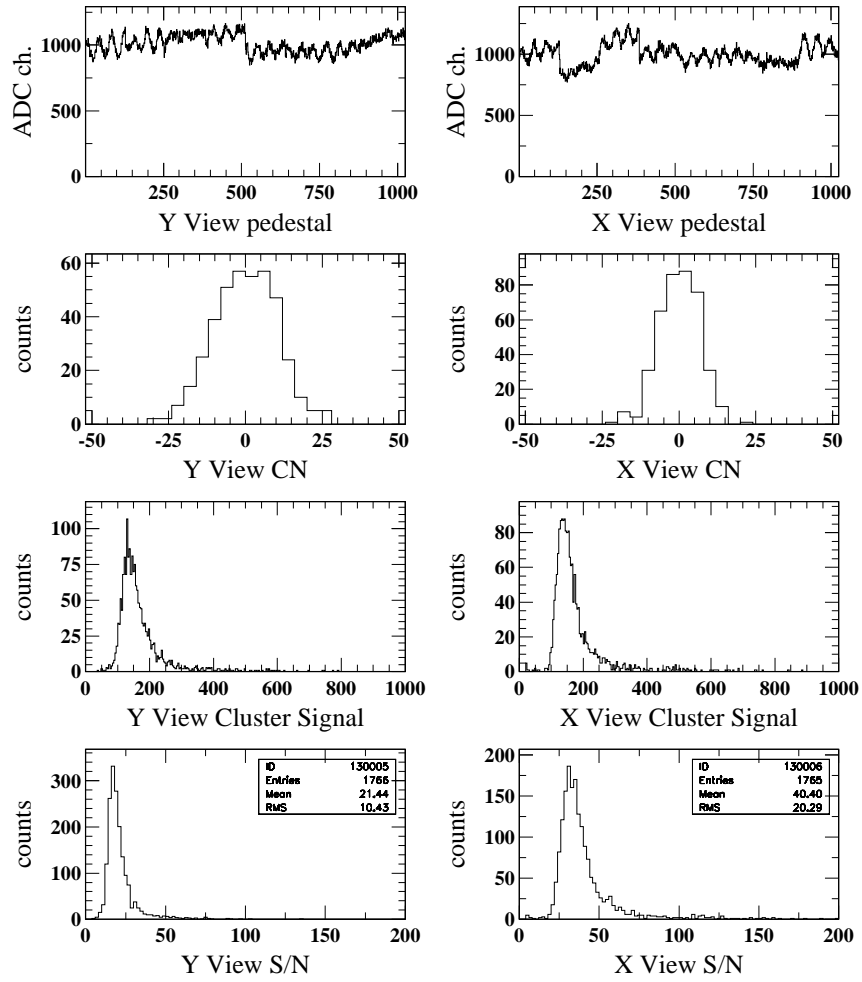


Figura 6.5: Dall'alto verso il basso sono riportati i piedistalli canale per canale e le distribuzioni del *common noise* (per un singolo VA1), del segnale e del rapporto S/N per le vista x e y di un *ladder* di ADAMO.

6.2.2 Ricerca dei *cluster*: punti di incidenza delle particelle

Una volta determinata la mappa dei piedistalli e del rumore intrinseco canale per canale, i *cluster* di carica generati al passaggio di particelle vengono identificati come “anomalie” rispetto al comportamento dei singoli canali in assenza di particelle. La produzione di carica nello spessore di silicio e la conseguente migrazione di elettroni e lacune verso i due lati del sensore, vanno ad interessare un certo numero di microstrisce (che vengono a rappresentare il *cluster* stesso) su ciascuno dei due lati. L'identificazione di questi gruppi di canali viene effettuata dopo aver sottratto i piedistalli e il *common noise* dell'evento in esame (figura 6.5). Un canale il cui segnale $S_{j,k}^n$ sia tale che

$$S_{j,k}^n > C_{cl} \times \sigma_{j,k}, \quad (6.7)$$

dove C_{cl} è un parametro scelto pari a 5 sia per le viste x che per le viste y , viene identificato come “seme” del *cluster*, attorno al quale ricercare eventuali altre strisce interessate dal rilascio di carica. Queste vengono incluse nel *cluster* solo se soddisfano la condizione

$$S_{j,k}^n > C_{incl} \times \sigma_{j,k} \quad (6.8)$$

dove $C_{incl} = 2$, se sono situate entro le 5+5 strisce adiacenti al seme e purché non vi sia una striscia più vicina al seme che non soddisfa la condizione 6.8. Come si vede dai grafici in figura 6.6, in cui è riportata la molteplicità M_{cl} dei cluster sulle viste x e y , cioè il numero di canali che soddisfano le condizioni precedenti, questa risulta in media circa 2 per i lati x e tra 1 e 2 per i lati y , a causa della distanza maggiore fra le strisce.

La precisione con cui si riescono a ricostruire le coordinate di passaggio di una particella è strettamente dipendente dal rapporto tra il segnale rilasciato nei vari canali e il rumore caratteristico di quei canali. Tanto più basso è il rumore caratteristico rispetto al segnale della particella, tanto migliore risulta la risoluzione spaziale. La grandezza che viene usualmente definita per sintetizzare le prestazioni di un sistema di questo tipo è il “rapporto segnale/rumore”, definito per un singolo *cluster* come [65]

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{cl} = \sum_{i=1}^{M_{cl}} \left(\frac{S}{N}\right)_i = \sum_{i=1}^{M_{cl}} \frac{S_i}{\sigma_i} \quad (6.9)$$

La distribuzione dei rapporti segnale/rumore per i lati x e y di un *ladder* di ADAMO, determinate in base all’analisi di un campione di *cluster* reali dovuti a particelle ionizzanti, sono riportate nella figura 6.5.

Si può osservare che, pur essendo praticamente uguale il segnale sulle due viste, proporzionale alla carica raccolta, il rapporto S/N sulle viste x (~ 40) risulta migliore che sulle viste y (~ 20). Questo è dovuto alla maggiore rumorosità dei lati ohmici a causa della loro complessa lavorazione (vedi la descrizione dei sensori al silicio nel paragrafo 2.1.1).

Le informazioni sulla carica raccolta dai vari canali vengono utilizzate per la ricostruzione dei punti di impatto delle particelle sui rivelatori al silicio. Il metodo

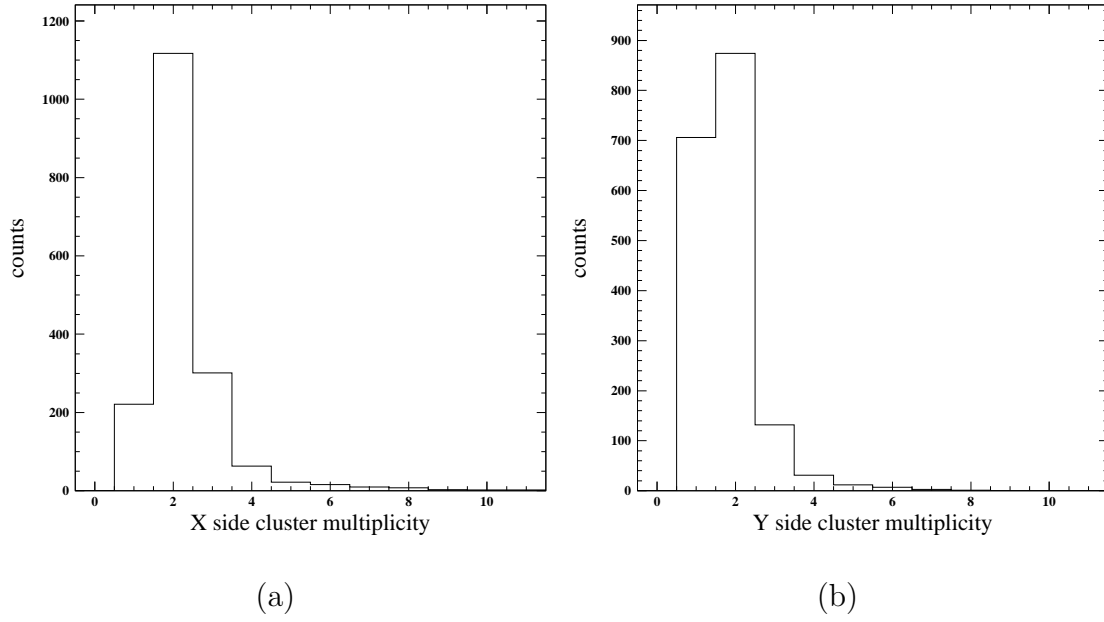


Figura 6.6: Molteplicità dei *cluster* per la vista x (a) e la vista y (b) di un *ladder* di ADAMO.

utilizzato in questa tesi consiste nella determinazione del baricentro delle coordinate x_i delle strisce che fanno parte del *cluster*, pesate con i relativi segnali S_i :

$$x_{bar} = \left(\sum_{i=1}^{M_{cl}} S_i x_i \right) / \left(\sum_{i=1}^{M_{cl}} S_i \right) \quad (6.10)$$

6.2.3 Tracciamento di una particella

La ricostruzione della traiettoria di una particella si basa sull'integrazione dell'equazione di moto in un campo magnetico, eq. 2.1. Il modo più semplice di schematizzare il problema, riconduce la completa descrizione di un evento a cinque soli parametri, che nell'analisi dei dati presentati in questa tesi sono stati scelti come

$$\vec{\alpha} = (x_0, y_0, \sin \theta, \phi, \eta) \quad (6.11)$$

Si tratta cioè, oltre alla deflessione η definita nel paragrafo 2.1.1, delle coordinate x_0

e y_0 e degli angoli di incidenza θ e ϕ della traiettoria ad una quota z_0 di riferimento, scelta al di sopra dello scintillatore S_2 (quello all'ingresso del rivelatore). Ad ogni vettore $\vec{\alpha}$ corrisponde una determinata traiettoria nel campo magnetico. La ricostruzione dell'evento consiste quindi nella determinazione del vettore $\vec{\alpha}$ in base alle informazioni spaziali sui punti di passaggio della particella fornite dai rivelatori al silicio. Una stima iniziale dei parametri $\vec{\alpha}$ può essere ottenuta approssimando la traiettoria come rettilinea (deflessione nulla) ed eseguendo un *fit* lineare sulle coordinate spaziali misurate e rototraslate con i parametri \vec{A} relativi all'allineamento del tracciatore; in realtà, per tenere in parte conto del fatto che la traiettoria non è rettilinea a causa del campo magnetico, questa viene approssimata come circolare nel piano di curvatura (piano xz) e come rettilinea nell'altro piano (piano yz). In questo modo si ottiene una stima iniziale meno approssimata dei parametri $\vec{\alpha}$, e ciò facilita la ricostruzione successiva soprattutto nel caso di particelle di bassa energia, per le quali la curvatura della traiettoria è più accentuata. Il tracciamento viene effettuato utilizzando la *routine* GRKUTA contenuta nelle librerie FORTRAN del CERN ([57]). Partendo dalla conoscenza dei parametri $\vec{\alpha}$ si trovano così i punti di impatto della particella sui *ladder*, $\tilde{x}(\vec{\alpha})$ e $\tilde{y}(\vec{\alpha})$.

I parametri $\vec{\alpha}$ che meglio descrivono i punti sperimentali $x(\vec{A})$ e $y(\vec{A})$ vengono dunque determinati, per l'evento j -esimo, minimizzando la variabile χ_j^2 ottenuta come somma degli scarti quadratici dei punti ricostruiti dai punti misurati. Per la j -esima traccia si ha così

$$\chi_j^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{N_{pl}} \left[\left(\frac{x_{ij} - \tilde{x}_{ij}(\vec{\alpha})}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \left(\frac{y_{ij} - \tilde{y}_{ij}(\vec{\alpha})}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \right] \quad (6.12)$$

dove la somma è estesa ai punti di impatto sui piani di rivelatore che hanno dato segnale e σ_{x_i} e σ_{y_i} sono le incertezze sulla ricostruzione dei punti di impatto sui vari piani. Il procedimento utilizzato per la minimizzazione di χ_j^2 è riportato esplicitamente in [66].

6.3 Misura dell'efficienza dei rivelatori

La completa ricostruzione degli eventi di particelle fornisce le informazioni necessarie per il calcolo dell'efficienza dei rivelatori al silicio e del sistema di *trigger*. A questo scopo è necessario fare due precisazioni.

Innanzitutto una nota riguardante il sistema di *trigger*. Il programma implementato sulla logica della scheda del TOF è realizzato, come già accennato in precedenza, in modo da dare la possibilità di misurare l'efficienza di *trigger* pur disponendo di due soli scintillatori, acquisendo alcuni eventi in cui solo uno degli scintillatori ha identificato il passaggio di una particella.

La seconda nota riguarda invece la possibilità di estrarre, direttamente dai dati relativi alle misure dei flussi di particelle, le informazioni relative alle efficienze dei rivelatori al silicio. Il tracciamento delle traiettorie viene effettuato per tutti gli eventi per i quali sono stati individuati almeno tre *clusters* di carica sulle viste x (lati giunzione, cioè la *bending view*) e tre sulle viste y . In questo modo vengono registrati molti eventi in cui alcune viste, o un intero piano di rivelazione, non hanno risposto al passaggio della particella. La ricostruzione delle traiettorie permette inoltre di capire se le particelle abbiano attraversato realmente i rivelatori, così da mettere in evidenza le inefficienze di ciascun piano di rivelazione.

6.3.1 Efficienza dei rivelatori al silicio

I dati utilizzati per la misura dell'efficienza del sistema tracciante corrispondono ad una serie di misure in direzione verticale (angolo zenitale di inclinazione del magnete nullo) per una durata complessiva di circa 16 giorni. Tra tutti i dati sono stati selezionati gli eventi che soddisfano la seguente richiesta:

- l'evento deve essere stato ricostruito “bene”, nel senso che la variabile χ^2 relativa al tracciamento della particella deve risultare inferiore ad un valore χ_{MAX}^2 ; questo limite superiore è stato scelto in modo che la differenza ($\chi_{MAX}^2 - \chi^2$) dal valore medio della distribuzione di χ^2 sia pari a tre deviazioni standard;

Per avere in maniera semplice una prima stima delle efficienze dei cinque piani di silicio, l'insieme complessivo dei dati utilizzati è stato suddiviso in cinque parti. Ognuna di queste è stata analizzata per la determinazione dell'efficienza di un piano di silicio. Supponiamo di aver selezionato, in uno di questi sottogruppi di dati, l'insieme di N_i^{tot} eventi in cui, disinteressandosi del rivelatore i -esimo, ciascuna delle otto viste degli altri rivelatori abbia dato una risposta positiva al passaggio delle particelle. Gli eventi considerati possono essere suddivisi nei seguenti sottoinsiemi

- $n_{P_i}^{ok}$ eventi in cui le due viste del rivelatore hanno risposto positivamente;

Efficienze dei <i>ladder</i>				
<i>ladder</i>	N_i^{tot}	n^{ok}	ϵ	$\delta\epsilon$
1	8157	6975	0.855	0.004
2	8167	6404	0.784	0.005
3	8372	7611	0.909	0.003
4	8116	6164	0.759	0.005
5	8187	5513	0.673	0.005

Tabella 6.1: Valori delle efficienze complessive dei singoli piani di silicio.

- $n_{P_i,y}^{ko}$ eventi in cui la vista Y del rivelatore i -esimo ha fallito e la vista X ha risposto positivamente;
- $n_{P_i,x}^{ko}$ eventi in cui la vista X del rivelatore i -esimo ha fallito e la vista Y ha risposto positivamente;
- $n_{P_i,xy}^{ko}$ eventi in cui entrambe le viste del rivelatore i -esimo hanno fallito.

Gli ultimi tre contributi possono essere riassunti, per il piano i -esimo, in un unico termine che tiene conto di tutte le inefficienze del piano, $n_{P_i}^{ko}$.

Osserviamo che l'analisi finale dei dati sui flussi è stata effettuata ricostruendo gli eventi solo con le informazioni spaziali dei *ladder* per i quali si è avuta risposta su entrambe le viste. Questo richiede la conoscenza delle loro efficienze complessive, determinabili come:

$$\epsilon_i = \frac{n^{ok}}{n^{ok} + n_{P_i}^{ko}} \quad (6.13)$$

Sulla base di questa relazione si ottengono i risultati riportati nella tabella 6.1. Nell'ultima colonna della tabella sono riportati gli errori statistici sulle efficienze, valutati assumendo che $n_{P_i}^{ok}$ sia distribuito secondo una distribuzione binomiale di media $N_i^{tot} \epsilon_i$ e varianza $N_i^{tot} \epsilon_i (1 - \epsilon_i)$. Si trova che

$$\delta\epsilon_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i (1 - \epsilon_i)}{n^{ok} + n_{P_i}^{ko}}} \quad (6.14)$$

Per determinare l'efficienza complessiva del sistema tracciante per il calcolo dei flussi assoluti di raggi cosmici, occorre definire le configurazioni dei *cluster* sui rivelatori al

silicio che vengono ritenute valide per il calcolo dei flussi. Innanzitutto osserviamo che tra i cinque piani di rivelatori al silicio, quello centrale occupa una posizione fondamentale per una buona ricostruzione dell'evento. Mancando l'informazione spaziale di questo rivelatore si viene infatti a disporre soltanto di informazioni sui punti di passaggio delle particelle alle estremità della cavità magnetica, perdendo un dato importante per la ricostruzione della curvatura della traccia. È per questo motivo che il rivelatore al silicio con la maggiore efficienza è stato disposto nella posizione centrale, in base ad una valutazione preliminare dei grafici riportati nella figura 6.3.

Per quanto riguarda invece l'uso di coppie di rivelatori alle estremità della cavità, invece di rivelatori singoli, la presenza di informazione su entrambi i rivelatori della coppia determina un miglioramento della risoluzione d'impulso, rispetto al caso in cui un solo *ladder* abbia dato segnale. La doppia informazione spaziale alla breve distanza di 1 cm è praticamente equivalente all'informazione di un singolo rivelatore con risoluzione spaziale ridotta circa di un fattore $\sqrt{2}$. Per recuperare una parte di efficienza che viene perduta a causa delle microstrisce difettose si è tuttavia deciso di accettare come buoni tutti gli eventi in cui, su almeno tre piani di rivelatori sono stati identificati i segnali su entrambe le viste, con le ulteriori condizioni che uno di tali piani sia quello centrale e che due siano disposti alle due diverse estremità della cavità. In questo modo la lunghezza complessiva dello spettrometro e il suo braccio di leva, cioè la distanza dei rivelatori più esterni che hanno dato segnale, da quello centrale, restano sempre circa costanti.

Nella tabella 6.2 sono riassunte tutte le configurazioni accettate, in base alle osservazioni appena fatte, nell'analisi dei flussi di particelle. I simboli circolari indicano che è strettamente richiesta l'informazione di entrambe le viste del piano corrispondente (P_k , $k=1,2,3,4$), mentre le "x" indicano che l'evento è accettato indipendentemente dalla risposta di quel piano. Le configurazioni riportate nella tabella non sono disgiunte l'una dall'altra, ma possono essere sintetizzate, in modo meno intuitivo, come riportato nell'ulteriore tabella 6.3, in modo da risultarlo. L'efficienza complessiva del sistema di tracciamento può quindi essere scritta in maniera compatta come somma delle efficienze delle quattro configurazioni disgiunte

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{trk} &= \epsilon_3 [\epsilon_1 \epsilon_4 + \epsilon_1 \epsilon_5 (1 - \epsilon_4) + \epsilon_2 \epsilon_4 (1 - \epsilon_1) + \epsilon_2 \epsilon_5 (1 - \epsilon_1) (1 - \epsilon_4)] = \\
 &= \epsilon_3 (\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2) (\epsilon_4 + \epsilon_5 - \epsilon_4 \epsilon_5)
 \end{aligned} \tag{6.15}$$

Piano	i	ii	iii	iv
P_1	•	•	x	x
P_2	x	x	•	•
P_3	•	•	•	•
P_4	•	x	•	x
P_5	x	•	x	•

Tabella 6.2: Tabella riassuntiva delle combinazioni di segnali sui cinque piani di rivelatori al silicio, che definiscono gli eventi considerati “buoni” per la successiva analisi dei dati. I simboli “•” identificano i piani in cui sia la vista X che la vista Y hanno risposto al passaggio della particella, le “x” indicano che è accettata qualsiasi situazione del rivelatore corrispondente e gli spazi vuoti indicano che il rivelatore è stato completamente inefficiente. Viene richiesta la presenza di segnale su entrambe le viste per almeno tre *ladder*, tra i quali quello centrale e due situati da parti opposte rispetto a questo. Si osserva facilmente che le configurazioni elencate non sono disgiunte.

Config. buone <i>ladder</i>				
Piano	i	ii	iii	iv
P_1	•	•		
P_2	x	x	•	•
P_3	•	•	•	•
P_4	•		•	
P_5	x	•	x	•

Tabella 6.3: Tabella riassuntiva compatta delle configurazioni “buone” disgiunte del sistema tracciante. Il significato dei simboli è descritto nella didascalia della tabella 6.2.

L'errore di misura su ϵ_{trk} viene valutato direttamente propagando gli errori sulle efficienze determinati precedentemente:

$$(\delta\epsilon_{trk})^2 = \sum_{i=1}^{N_{pl}} \left(\frac{\partial\epsilon_{trk}}{\partial\epsilon_i} \right)^2 (\delta\epsilon_i)^2 \quad (6.16)$$

Sulla base delle equazioni 6.15 e 6.16 si determina il valore dell'efficienza del sistema tracciante:

$$\boxed{\epsilon_{trk} = 0.811 \pm 0.003} \quad (6.17)$$

6.3.2 Efficienza del sistema di *trigger*

Per quanto riguarda la misura dell'efficienze dei due scintillatori del sistema di *trigger*, S_2 e S_3 , si è operato in modo analogo a quanto fatto per la misura delle efficienze dei *ladder*. L'insieme complessivo di dati è stato diviso in due parti separate in modo da non doversi preoccupare per il momento delle correlazioni che intervengono allorché si utilizzi un unico insieme di dati. Per la misura di queste efficienze sono stati selezionati tutti gli eventi il cui tracciamento ha soddisfatto la stessa richiesta sul χ^2 definita per la misura dell'efficienza del tracciatore. Nella selezione effettuata per le misure dei flussi di particelle che verranno presentate nei paragrafi successivi viene richiesto che almeno uno dei fotomoltiplicatori di S_2 e uno di S_3 abbiano risposto al passaggio delle particelle. Come anticipato, nei file di dati sono comunque presenti anche eventi in cui solo i due fotomoltiplicatori relativi ad uno scintillatore hanno fornito un segnale sopra la soglia di discriminazione. Questo permette di individuare, mediante la ricostruzione delle traiettorie con il tracciatore, le particelle che hanno attraversato uno scintillatore senza attivare nessuno dei due fotomoltiplicatori relativi. La misura dell'efficienza di uno piano di scintillatore, ad esempio S_2 , è stata quindi effettuata individuando, nel prestabilito insieme di dati, gli $N_{S_2}^{tot}$ eventi in cui entrambi i fotomoltiplicatori di S_3 hanno fornito un segnale. Viste le caratteristiche di formazione del segnale di *trigger* appena discusse, questi eventi costituiscono un insieme di particelle la cui acquisizione risulta indipendente dal comportamento del piano S_2 . Negli $N_{S_2}^{tot}$ eventi selezionati vengono identificati gli $n_{S_2}^{ok}$ eventi in cui almeno un fotomoltiplicatore di S_2 risulta attivo. L'efficienza del piano S_2 viene quindi calcolata come rapporto tra $n_{S_2}^{ok}$ e $N_{S_2}^{tot}$. In generale:

$$\epsilon_{S_i} = \frac{n_{S_i}^{ok}}{N_{S_i}^{tot}} \quad \delta\epsilon_{S_i} = \sqrt{\frac{\epsilon_{S_i} (1 - \epsilon_{S_i})}{N_{S_i}^{tot}}} \quad (6.18)$$

dove per l'errore è stata assunta una statistica binomiale sul conteggio $n_{S_i}^{ok}$.

Nella tabella 6.4 sono riportati i dati con i quali sono state valutate le efficienze per gli scintillatori, e i valori ottenuti con gli errori sperimentali. La richiesta nell'analisi dei dati che almeno uno scintillatore di S_2 e uno di S_3 abbiano fornito un segnale, implica che l'efficienza di *trigger* è il prodotto delle efficienze dei due piani di scintillatore, ϵ_{S_i} , definite in precedenza:

Efficienze degli scintillatori				
piano	$N_{S_i}^{\text{tot}}$	$n_{S_i}^{\text{ok}}$	ϵ_{S_i}	$\delta\epsilon_{S_i}$
S_2	16262	16039	0.986	0.001
S_3	17264	16688	0.967	0.001

Tabella 6.4: Valori delle efficienze degli scintillatori, misurati con due insiemi distinti di dati.

$$\begin{aligned}\epsilon_{trg} &= \epsilon_{S_2} \epsilon_{S_3} \\ \delta\epsilon_{trg} &= \sqrt{(\epsilon_{S_3} \delta\epsilon_{S_2})^2 + (\epsilon_{S_2} \delta\epsilon_{S_3})^2}\end{aligned}\tag{6.19}$$

Il valore finale dell'efficienza di *trigger*, valutato in base alle equazioni 6.19 e ai dati riportati nella tabella 6.4 risulta

$$\boxed{\epsilon_{trg} = 0.9534 \pm 0.0016}\tag{6.20}$$

6.4 Misura dei flussi di raggi cosmici a terra

I dati relativi agli spettri in impulso e alla loro dipendenza dall'angolo zenitale riportati in quest'ultimo paragrafo sono relativi ad una fase di acquisizione durata complessivamente dal 29 febbraio 2004 al 14 marzo 2004. Durante questo periodo l'apparato sperimentale è stato rivolto verso nord e ruotato attorno all'asse di rotazione orizzontale (x), variando l'inclinazione della direzione di puntamento di vari angoli (0° , 20° , 40° e 60°) rispetto allo zenith. Poiché l'intensità del campo magnetico residuo nella regione dei fotocatodi dei fotomoltiplicatori del sistema di TOF, non è stata ancora ridotta sufficientemente, non è stato possibile effettuare la separazione protoni/muoni utilizzando la misura dei tempi di volo. I risultati riportati sono quindi tutti relativi ai flussi complessivi di raggi cosmici a terra.

È opportuno richiamare l'attenzione sul fatto che la località di misura (Sesto Fiorentino, Firenze, Italia) si trova alle coordinate geografiche Lat. $44^\circ 16'N$ Long. $11^\circ 26'W$ Alt. 71 m. A questa latitudine la rigidità di *cut off* (eq. 1.4) è circa $3.9 \text{ GV}/c$.

Prima di entrare nel merito delle misure vere e proprie è opportuno fare alcune precisazioni. Va innanzitutto osservato che i flussi di raggi cosmici hanno in generale una dipendenza temporale. Questa dipendenza è dovuta in parte all'effetto della mod-

ulazione solare, un effetto periodico il cui ciclo ha una durata di circa 11 anni. Visto che i dati analizzati in questo capitolo sono stati acquisiti in circa due settimane, la dipendenza da questo effetto è stata ignorata. Si ha tuttavia un'ulteriore dipendenza temporale, dovuta alla variazione della pressione atmosferica. Questo effetto, di carattere meteorologico, determina infatti una variazione della densità locale del gas atmosferico e, quindi, della quantità e della struttura del materiale gassoso attraversato dai raggi cosmici. I risultati ottenuti sono quindi da intendersi come una media valutata sul periodo di acquisizione dati.

La seconda osservazione riguarda invece la nuova geometria del rivelatore, caratterizzata da un'apertura angolare di circa 20° , doppia se paragonata all'apertura angolare della configurazione originaria. Grazie alla piccola apertura del rivelatore, nei risultati delle misure effettuate nel 2000 in direzione verticale, relative alla fase I descritta nel capitolo 2, non si teneva conto della dipendenza del flusso di raggi cosmici dall'angolo zenitale. Grazie alla maggiore accettanza, la tecnica seguita nell'analisi dei dati relativi alle nuove misure presentate in questo lavoro è, invece, quella suddividere l'angolo zenitale di osservazione in sottointervalli di larghezza scelta uguale a 10° . In questo modo si riesce ad avere, anche per una singola configurazione degli angoli di rotazione dello strumento, una misura del flusso in vari sottointervalli di angolo zenitale.

6.4.1 Flusso in direzione verticale

La prima misura di spettri di raggi cosmici è stata effettuata con la direzione di puntamento dell'apparato (definita dall'asse della cavità magnetica) allineata lungo la verticale. Nella prima serie di misure il flusso differenziale in direzione verticale è stato valutato limitando l'angolo zenitale di incidenza delle particelle, α , tra 0° e 10° (per la definizione di flusso si veda il paragrafo 3.2.1). L'equazione che è stata utilizzata, derivata dalla 3.4 tenendo conto dell'efficienza totale del rivelatore (ϵ_{tot}) e del tempo morto (ϵ_D), è data da

$$J(\tilde{p}) = \frac{\Delta N_{mis}(\Delta p, \Delta t)}{\epsilon_{tot} \epsilon_D \Delta t \Delta p G_F(\tilde{p})} \quad (6.21)$$

dove ΔN_{mis} è il numero di eventi rivelati nell'intervallo di impulso Δp , nell'intervallo di tempo Δt e relativamente all'accettanza individuata dal fattore geometrico $G_F(p)$.

Il valore dell'impulso \tilde{p} a cui è associato il flusso differenziale misurato è stata corretta considerando la dimensione finita degli intervalli di impulso in cui il flusso è valutato [67].

La selezione degli eventi considerati buoni è stata effettuata, in accordo con la misura delle efficienze del sistema di *trigger* e del sistema tracciante, richiedendo che le traiettorie ricostruite abbiano attraversato sia i due scintillatori S_1 e S_2 , sia i cinque i *ladder*, che almeno un fotomoltiplicatore di entrambi i piani del TOF abbia fornito un segnale e che i *cluster* di carica rilasciati sui rivelatori al silicio soddisfino le condizioni riassunte nel paragrafo 6.3.1. Per la misura in direzione verticale è stata richiesta l'ulteriore condizione che l'angolo θ di incidenza delle particelle fosse limitato entro 10° dalla verticale, selezionando un fattore geometrico parziale ad alta energia di circa $3.8 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ sul totale di $6.7 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. Il tempo totale di acquisizione è $\Delta t(0^\circ) = 222445 \text{ s}$ (2 d 13 h 47 m 25 s). I risultati della misura sono riportati nella tabella 6.5, nella quale sono evidenziati gli estremi delle suddivisioni dell'intervallo di impulso in cui è stato valutato il flusso, i valori dell'impulso ai quali vengono associate le misure del flusso, il numero di particelle rivelate per intervallo e il flusso complessivo corrispondente, con errore statistico e sistematico.

I valori di impulso associati alle misure non corrispondono ai centri dei *bin*, ma sono stati corretti seguendo l'approccio riportato in [67], in modo da tenere conto delle variazioni del flusso e del fattore geometrico all'interno dei *bin* in cui il flusso è valutato. Il grafico relativo ai dati tabulati è mostrato in figura 6.7. Nella stessa figura sono inoltre mostrati i dati per la componente muonica ottenuti da precedenti esperimenti della collaborazione WiZard. L'esperimento con i cui dati è possibile fare un confronto più significativo è senz'altro CAPRICE 94, le cui misure sono relative ad una profondità atmosferica analoga a quella di ADAMO. Il flusso misurato risulta in accordo con gli esperimenti precedenti per impulsi superiori a circa $1 \text{ GeV}/c$, diversamente a quanto avveniva per le misure effettuate con ADAMO nella fase I (figura 2.12). Le misure relative alla fase I sono infatti state effettuate al piano terreno di un edificio di tre piani, mentre quelle presentate in questa tesi sono effettuate all'ultimo piano. Poiché nella stima dei flussi non è stata effettuata alcuna correzione per il materiale attraversato dalle particelle, i dati acquisiti nella fase I risultano spostati verso bassi impulsi a causa della perdita di energia nel materiale attraversato. Ad impulsi inferiori ad alcune centinaia di MeV/c si deve invece tenere presente che la contaminazione dovuta alla

Misura del flusso in direzione verticale						
P_{min}	P_{max}	\tilde{p}	Eventi	Flusso	Stat.	Sist.
GeV/c				(s m ² sr GeV/c) ⁻¹		
0.070	0.099	0.084	20	19.7	4.4	0.24
0.099	0.139	0.119	69	37.3	4.5	0.43
0.139	0.195	0.167	94	31.0	3.2	0.36
0.195	0.275	0.235	164	35.5	2.8	0.40
0.275	0.387	0.336	235	34.8	2.3	0.39
0.387	0.545	0.468	362	37.2	2.0	0.42
0.545	0.768	0.657	450	32.5	1.5	0.37
0.768	1.081	0.922	505	25.8	1.1	0.29
1.081	1.522	1.296	625	22.6	0.90	0.26
1.522	2.143	1.821	577	14.76	0.61	0.17
2.143	3.017	2.559	575	10.43	0.44	0.12
3.017	4.247	3.596	526	6.77	0.30	0.077
4.247	5.980	5.054	440	4.02	0.19	0.046
5.980	8.419	7.105	281	1.82	0.11	0.021
8.419	11.854	9.991	230	1.059	0.070	0.012
11.854	16.690	14.051	137	0.448	0.038	0.0051
16.689	23.498	19.766	86	0.200	0.021	0.0023
23.498	33.083	27.811	45	0.074	0.011	0.00084
33.083	46.579	39.136	29	0.0340	0.0063	0.00038
46.579	65.581	55.082	15	0.0125	0.0032	0.00014
65.581	92.333	77.533	5	0.0029	0.0013	0.00003
92.333	130.000	109.134	4	0.00168	0.00084	0.00002

Tabella 6.5: Tabella del flusso complessivo dei raggi cosmici carichi misurato in direzione verticale. Le prime due colonne rappresentano gli estremi degli intervalli d'impulso considerati; nella colonna centrale è riportato il valore dell'impulso a cui è associato il flusso misurato; le altre colonne riportano il numero di particelle rivelate e il flusso differenziale misurato, con errore statistico e sistematico. L'errore sistematico è ottenuto propagando gli errori delle efficienze e l'errore di calcolo del fattore geometrico, stimato come descritto in 4.3.

componente elettronica diviene non trascurabile. Anche se i dati relativi a questo intervallo di impulso presentati in questa tesi sembrano in accordo con i dati relativi ai muoni ottenuti degli altri esperimenti, il flusso misurato da ADAMO a bassi impulsi è la somma di due contributi dello stesso ordine, quello della componente muonica e

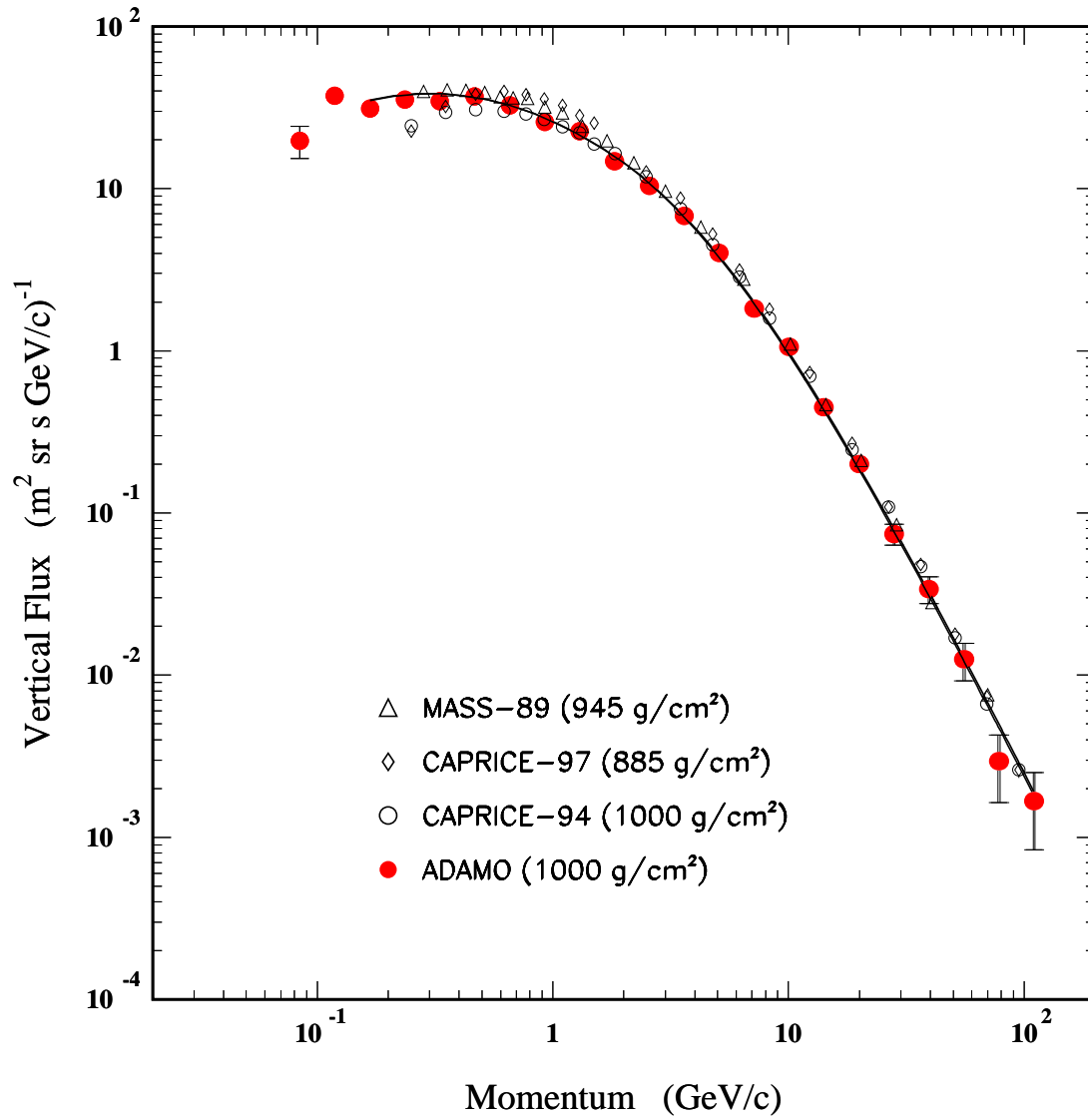


Figura 6.7: Flusso differenziale dei raggi cosmici a terra misurato con ADAMO in direzione verticale.

quello della componente elettronica. A valori dell'impulso prossimi a $100 \text{ MeV}/c$ la componente elettronica diviene infatti comparabile con quella muonica.

Escludendo i primi due punti del grafico, per i quali la contaminazione elettronica non può essere trascurata, è stata effettuata una interpolazione dei dati utilizzando la funzione dell'impulso (p)

$$J(p) = A \cdot [p + B]^{-\alpha} \cdot p^{\alpha-\gamma} \quad (6.22)$$

dove A , B , α , e β sono parametri adimensionali, p è l'impulso espresso in GeV/c e $J(p)$

Parametrizzazione del flusso	
Parametro	Valore
A	1600 ± 170
B	2.68 ± 0.13
α	3.175 ± 0.046
γ	2.896 ± 0.032

Tabella 6.6: Parametri della funzione utilizzata per parametrizzare il flusso di muoni a terra misurato da ADAMO ottenuti in base all'interpolazione delle misure in direzione verticale. L'incertezza sui parametri è quella determinata dal procedimento di interpolazione. Considerando i parametri adimensionali ed esprimendo l'impulso in GeV/c dall'equazione 6.22 si ottiene il flusso in $(\text{m}^2 \text{ s sr GeV}/c)^{-1}$.

è il flusso espresso in $(\text{m}^2 \text{ s sr GeV}/c)^{-1}$; i valori ottenuti per i parametri sono elencati nella tabella 6.6. Si osservi che nel limite di alti impulsi la forma funzionale utilizzata per il *fit* assume l'andamento di una legge di potenza

$$J(p) \stackrel{p \gg B}{\simeq} A p^{-\gamma}$$

Il parametro γ riportato nella tabella 6.6 rappresenta quindi l'esponente della legge di potenza che viene utilizzata per approssimare il flusso differenziale misurato (indice spettrale) nell'intervallo d'impulso tra circa $10 \text{ GeV}/c$ e $100 \text{ GeV}/c$, per il quale si trova dunque un valore $\gamma = 2.896 \pm 0.032$.

Considerando impulsi superiori a $350 \text{ MeV}/c$, limite a partire dal quale la componente muonica rappresenta circa il 99% dei raggi cosmici a terra, si ottiene un flusso totale verticale (l'integrale del flusso sull'intervallo d'impulso considerato) pari a

$$79.0 \pm 1.1 (\text{s m}^2 \text{ sr})^{-1} \quad (6.23)$$

Dalla misura in direzione verticale sono state estratte informazioni per lo studio separato delle componenti di carica elettrica positiva e negativa. Data la relativamente bassa statistica acquisita, i dati sono stati raggruppati eseguendo una suddivisione in impulso meno fine rispetto a quanto visto per il flusso complessivo. I risultati ottenuti sono riportati nella tabella 6.7.

Nella figura 6.8 sono riportati i flussi misurati per la componente di carica elettrica positiva (moltiplicato per un fattore di scala 10) e per quella di carica elettrica negativa. Sono riportati inoltre gli andamenti ottenuti dall'interpolazione dei dati in base

Studio delle componenti di carica positiva e negativa in direzione verticale

	P_{min}	P_{max}	\tilde{p}	cariche +	cariche —	Tot.
i	0.060	0.100	0.08006	7	16	23
ii	0.100	0.167	0.13360	54	65	119
iii	0.167	0.279	0.22295	107	101	208
iv	0.279	0.465	0.38078	199	208	407
v	0.465	0.776	0.62326	359	297	656
vi	0.776	1.296	1.02991	434	370	804
vii	1.296	2.162	1.70849	507	391	898
viii	2.162	3.608	2.83124	475	389	864
ix	3.608	6.020	4.69629	363	312	665
x	6.020	10.046	7.79360	221	180	401
xi	10.046	16.765	12.95293	133	104	237
xii	16.765	27.976	21.54926	58	57	115
xiii	27.976	46.684	35.88682	23	21	44
xiv	46.684	77.904	59.82445	13	7	20
xv	77.904	130	99.72911	2	2	4
	J⁺	Err. stat.	Err. sist.	J[−]	Err. stat.	Err. sist.
i	5.2	2.0	0.063	11.8	3.0	0.14
ii	16.4	2.2	0.19	19.8	2.5	0.23
iii	16.7	1.6	0.19	15.8	1.6	0.18
iv	17.6	1.2	0.20	18.4	1.3	0.21
v	18.58	0.98	0.21	15.37	0.89	0.17
vi	13.34	0.64	0.15	11.38	0.59	0.13
vii	9.30	0.41	0.11	7.17	0.36	0.081
viii	5.21	0.24	0.059	4.27	0.22	0.048
ix	2.38	0.13	0.027	2.05	0.12	0.023
x	0.869	0.058	0.0098	0.707	0.053	0.0080
xi	0.313	0.027	0.0035	0.245	0.024	0.0023
xii	0.082	0.011	0.00093	0.080	0.011	0.00091
xiii	0.0194	0.0040	0.00022	0.0177	0.0039	0.00020
xiv	0.0066	0.0018	0.00007	0.0035	0.0013	0.00004
xv	0.00061	0.00043	0.00001	0.00061	0.00043	0.00001

Tabella 6.7: Misura dei raggi cosmici di carica positiva e negativa. Sono riportati: gli estremi degli intervalli d’impulso, l’impulso a cui sono associati i flussi misurati, il numero di eventi (carica positiva, negativa, totale) e il flusso misurato J^{\pm} , con errore statistico e sistematico, per le due componenti. I valori d’impulso sono espressi in GeV/c, i valori del flusso e degli errori associati in $(\text{s m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

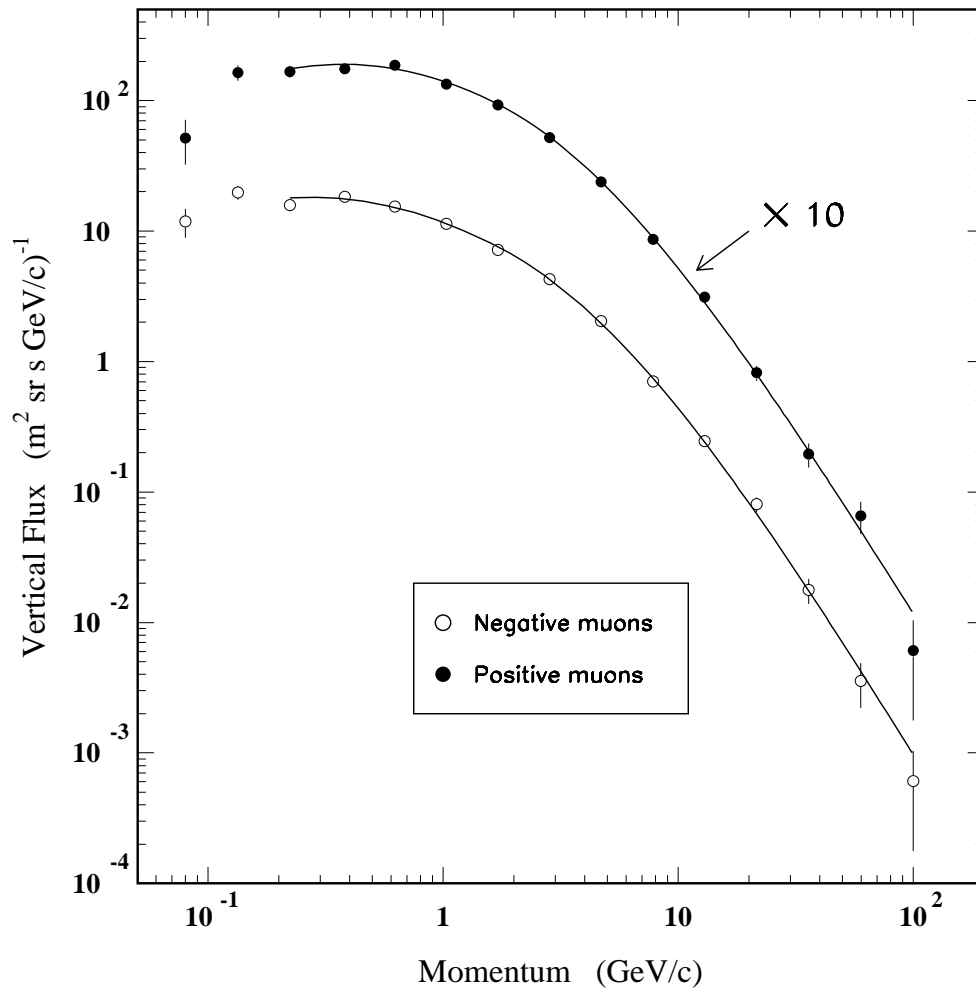


Figura 6.8: Flussi differenziali delle componenti di carica positiva e negativa dei raggi cosmici a terra misurati con ADAMO. Il flusso relativo alle particelle di carica positiva è stato moltiplicato per un fattore 10.

alla forma funzionale riportata nell'equazione 6.22. I parametri relativi a queste due interpolazioni sono riportati nella tabella 6.8

L'andamento in funzione dell'impulso del rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo, cioè il rapporto tra il numero di particelle di carica positiva e il numero di particelle di carica negativa, è stato valutato per impulsi superiori a 350 MeV/c. I risultati ottenuti sono elencati nella tabella 6.9, nelle cui colonne sono riportati i limiti degli intervalli d'impulso considerati, il valore d'impulso centrale degli stessi intervalli, il numero di eventi rivelati, il rapporto di carica e il suo errore statistico. I dati relativi al rapporto di carica in direzione verticale sono riportati in grafico nella figura 6.9, dove,

Parametrizzazione dei flussi		
Parametro	Valore (+)	Valore (-)
A	950 ± 150	980 ± 480
B	2.55 ± 0.16	3.16 ± 0.50
α	3.332 ± 0.063	3.12 ± 0.12
γ	2.937 ± 0.049	2.98 ± 0.15

Tabella 6.8: Parametri della funzione utilizzata per parametrizzare il flusso di particelle di carica positiva (+) e negativa (-) a terra.

Rapporto di carica in direzione verticale						
$c p_{\min}$ (GeV/c)	$c p_{\max}$ (GeV/c)	$c \tilde{p}$ (GeV/c)	cariche +	cariche -	Rapporto di carica	Errore stat.
0.350	1.125	0.737	790	667	1.184	0.062
1.125	3.615	2.370	1105	908	1.217	0.055
3.615	11.618	7.617	632	529	1.195	0.070
11.618	37.339	24.478	156	135	1.16	0.14
37.339	120	78.669	23	17	1.35	0.43

Tabella 6.9: Rapporto di carica dei raggi cosmici carichi a terra misurato in direzione verticale. Nella tabella sono riportati gli estremi degli intervalli d'impulso considerati (cp_1 e cp_2), il valore dell'impulso a cui è associato il flusso misurato ($c\tilde{p}$), il numero di particelle di carica positiva e negativa e il flusso misurato.

per confronto, sono riportati i risultati ottenuti dagli esperimenti della collaborazione WiZard. I risultati di ADAMO risultano in accordo con questi dati e sono compatibili con un rapporto di carica costante su tutto l'intervallo d'impulso considerato pari a

$$\text{Charge Ratio } (p > 1 \text{ GeV}/c) = 1.190 \pm 0.062 \quad (6.24)$$

6.4.2 Dipendenza del flusso dall'angolo di zenit

Una serie di misure dei flussi di particelle al variare dell'angolo zenitale è stata effettuata ruotando il sistema di misura attorno all'asse orizzontale E-W, fissando a 0° l'azimut geodetico (cioè l'angolo azimutale definito a partire dal nord terrestre). Nella figura 6.10 è mostrata la disposizione degli assi x e y del sistema riferimento di ADAMO (supponendo z allineato con lo zenit) relativamente ai punti cardinali terrestri. La rotazione del apparato di misura avviene attorno all'asse x (vedere il capitolo 2 dove è descritta la meccanica altazimutale originaria, la cui filosofia è stata adottata anche

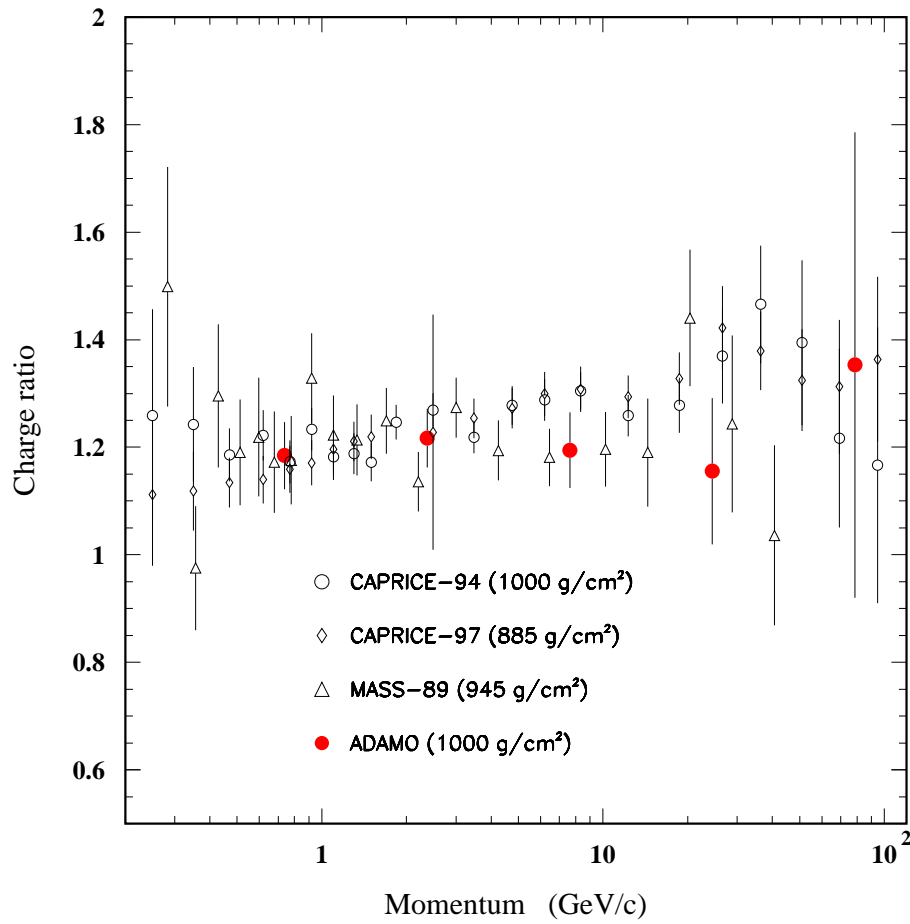


Figura 6.9: Rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo misurato con ADAMO. Sono riportati per confronto i risultati ottenuti da precedenti esperimenti della collaborazione WiZard (CAPRICE94 e CAPRICE97[68], MASS89[30]).

nella nuova configurazione). Nella figura è rappresentata la direzione di puntamento del rivelatore (cioè l'asse della cavità magnetica) dopo una rotazione di un angolo λ attorno all'asse di rotazione orizzontale.

Oltre alla misura effettuata in direzione verticale, analizzata nel paragrafo 6.4.1, tre ulteriori acquisizioni sono state effettuate con $\lambda = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$. L'accettanza di ADAMO consente di rivelare particelle la cui direzione di incidenza è inclinata di un angolo massimo di poco superiore a 20° rispetto alla direzione di puntamento. Le misure effettuate hanno quindi consentito di rivelare particelle con angoli zenitali (α) compresi tra 0° e 80° . Nella tabella 6.10 sono riportate le durate delle quattro serie di acquisizioni. La durata di acquisizione in corrispondenza dell'angolo massimo di inclinazione è volutamente superiore alle altre, poiché i flussi ad alti angoli zenitali risultano

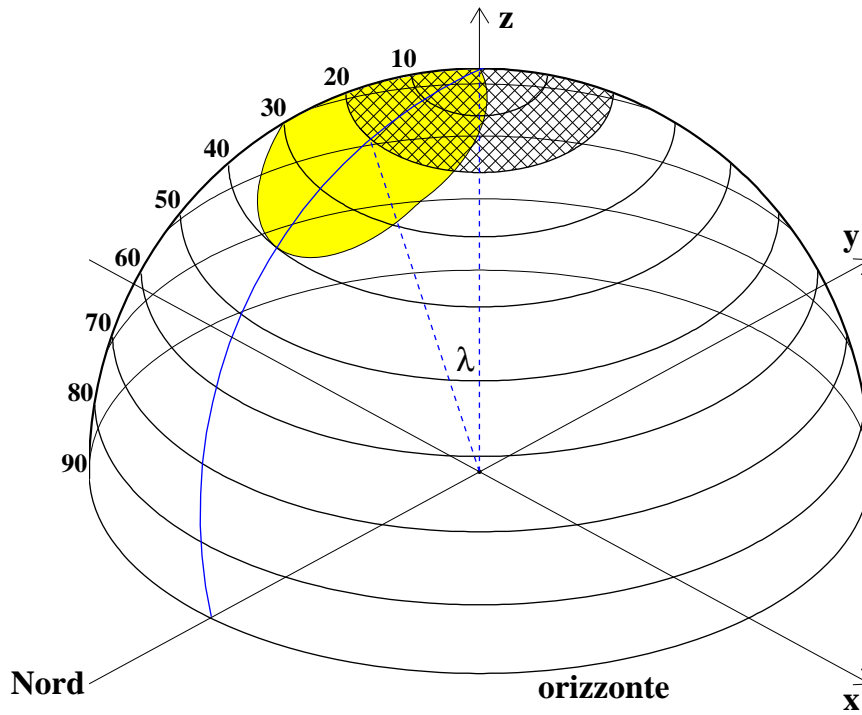


Figura 6.10: Disposizione dello spettrometro in relazione ai punti cardinali, per le misure effettuate al variare della direzione di puntamento del rivelatore. L'asse y dello spettrometro punta verso sud. La rotazione del rivelatore (angolo λ) avviene attorno alla direzione E-W (asse x).

ridotti, rispetto al flusso in direzione verticale. Riferendosi di nuovo alla figura 6.10, la misura dei flussi a vari angoli zenitali è stata effettuata suddividendo l'intervallo di angolo zenitale totale in sottointervalli di 10° , per ciascuno dei quali è stata valutata indipendentemente la dipendenza del fattore geometrico dall'impulso (paragrafo 4.3). Si può osservare che, data l'accettanza del rivelatore, gli intervalli accessibili per le misure a $\lambda = 0^\circ$ e $\lambda = 20^\circ$ (le regioni che in figura sono rappresentate con una trama e con un'ombreggiatura) si sovrappongono per un intervallo di 10° in angolo zenitale. La stessa sovrapposizione si ottiene considerando le coppie $\lambda = 20^\circ/40^\circ$ e $\lambda = 40^\circ/60^\circ$. Per ciascuno dei sottointervalli $\Delta\alpha$ di angolo zenitale di incidenza delle particelle, ad eccezione dei sottointervalli $60^\circ < \alpha < 70^\circ$ e $70^\circ < \alpha < 80^\circ$ (per i quali si hanno informazioni solo dalla misura effettuata con $\lambda = 60^\circ$), si hanno quindi informazioni derivanti da due serie di misure. L'estensione dell'equazione 6.21 a questo caso è immediata. Considerando che il numero di particelle rivelate complessivamente in un sottointervallo di angolo zenitale è la somma dei flussi misurati nelle due diverse

Durata delle acquisizioni	
λ	Δt_{acq}
0°	222445 s (2d 13h 47m 25s)
20°	195848 s (2d 06h 24m 08s)
40°	255009 s (2d 22h 50m 09s)
60°	466121 s (5d 09h 28m 41s)

Tabella 6.10: Durata delle acquisizioni effettuate per le varie orientazioni del sistema di misura. Poiché i flussi di particelle risultano ridotti ad alti angoli zenitali, l'acquisizione a $\lambda = 60^\circ$ ha richiesto una maggiore durata.

posizioni del rivelatore, si trova

$$J(\tilde{p}, \Delta\alpha) = \frac{\Delta N_{tot}^{\Delta\alpha}(\Delta p, \Delta t)}{\epsilon_{tot} \Delta p \left[\epsilon_D^i G_F^{\lambda_i}(\tilde{p}, \Delta\alpha) \Delta t_i + \epsilon_D^j G_F^{\lambda_j}(\tilde{p}, \Delta\alpha) \Delta t_j \right]} \quad (6.25)$$

dove $G_F^{\lambda_k}(\tilde{p}, \Delta\alpha)$ è il fattore geometrico relativo al sottointervallo di angolo zenitale $\Delta\alpha$, valutato per l'impulso \tilde{p} nel caso di un'inclinazione λ_k del rivelatore, Δt_k è la durata di acquisizione nella configurazione λ_k e ϵ_D^k è l'efficienza relativa al tempo morto nella stessa configurazione, diversa nelle varie configurazioni a causa della diversa frequenza dei segnali di *trigger*.

Nella figura 6.11 sono mostrati i risultati per il flusso differenziale in impulso ottenuti negli otto sottointervalli di angolo zenitale. Le tabelle relative a questi grafici sono riportate in appendice A. Si osservi che per rappresentare simultaneamente le otto curve, ciascuna di queste è stata moltiplicata per un diverso fattore di scala, evidenziato sulla sinistra delle curve stesse.

La peculiarità più evidente delle curve rappresentate, a parte il loro andamento caratteristico per alti impulsi, approssimabile con una legge di potenza al di sopra di qualche GeV/c, è la chiara risalita del flusso in corrispondenza di bassi valori dell'impulso. L'effetto è più marcato soprattutto per grandi angoli zenitali, per i quali il flusso di muoni di bassa energia risulta molto ridotto, ed è in accordo con i flussi di elettroni e positroni attesi a questi valori dell'impulso. Una verifica approssimativa che la risalita sia dovuta al contributo di queste particelle è stata effettuata considerando i dati relativi all'intervallo di angolo zenitale tra 70° e 80° . Due diverse interpolazioni (riportate nella figura) sono state effettuate, secondo la forma funzionale 6.22, utilizzando separatamente i primi 5 punti sperimentali e, successivamente, i punti dal quinto all'ultimo.

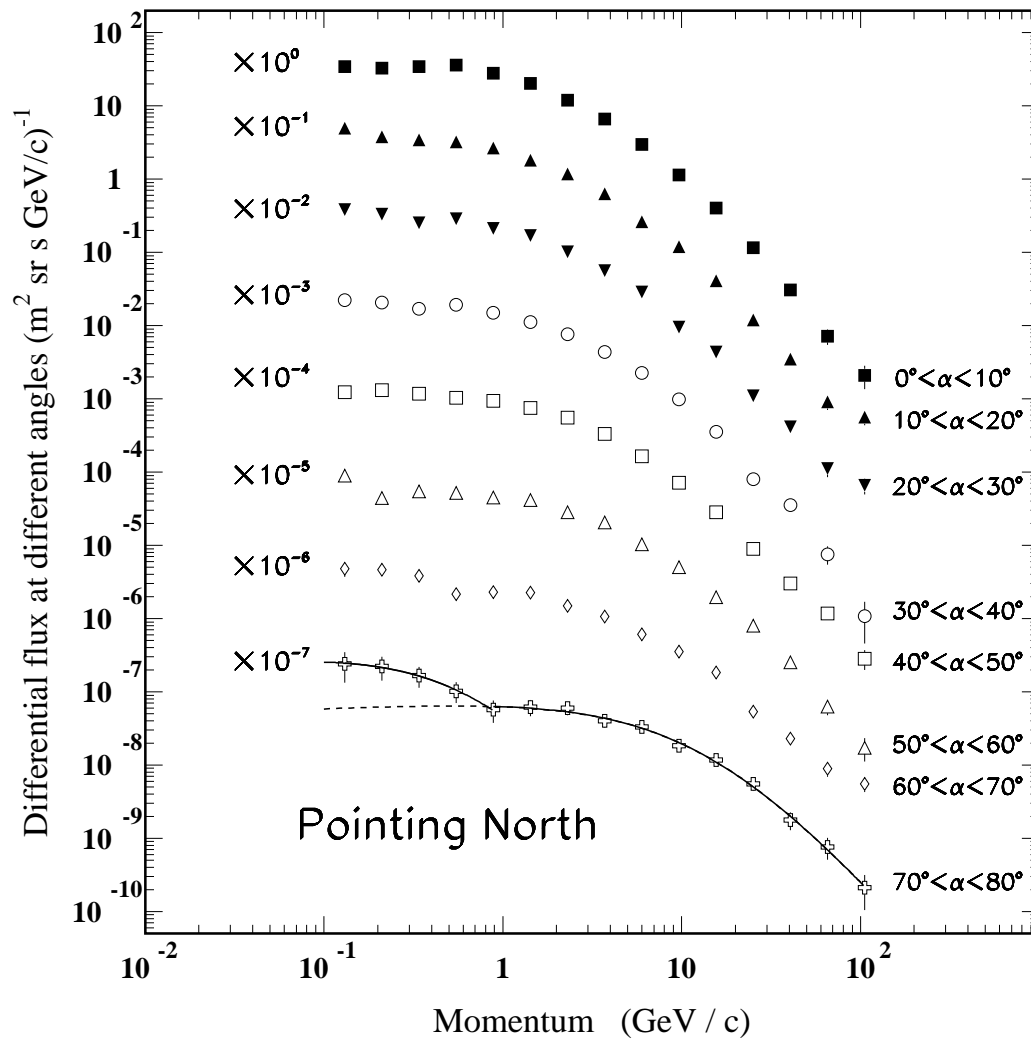


Figura 6.11: Flussi differenziali in impulso dei raggi cosmici a terra, misurati in otto sottointervalli di angolo zenitale tra 0° e 80° (tabelle da A.1 ad A.8 in appendice A). Alla sinistra delle curve misurate sono segnalati i fattori di scala con cui sono mostrate le curve corrispondenti; alla destra è invece riportato l'intervallo di angolo zenitale in cui sono valutati i flussi. Le curve che interpolano separatamente le regioni al di sotto e al di sopra di circa $1 \text{ GeV}/c$, per la curva ad angolo zenitale, maggiore sono ottenute interpolando i dati sperimentali con la funzione 6.22.

La prima curva interpolata descrive la somma delle componenti muonica ed elettronica in una regione d'impulso in cui queste risultano comparabili [49]. La seconda curva, ad alti impulsi, ha praticamente il solo contributo muonico. La differenza degli integrali in impulso delle due curve, nell'intervallo $(0.1 \div 1.091) \text{ GeV}/c$, ha consentito di dare una stima grossolana del flusso integrale di elettroni ad un angolo zenitale medio di

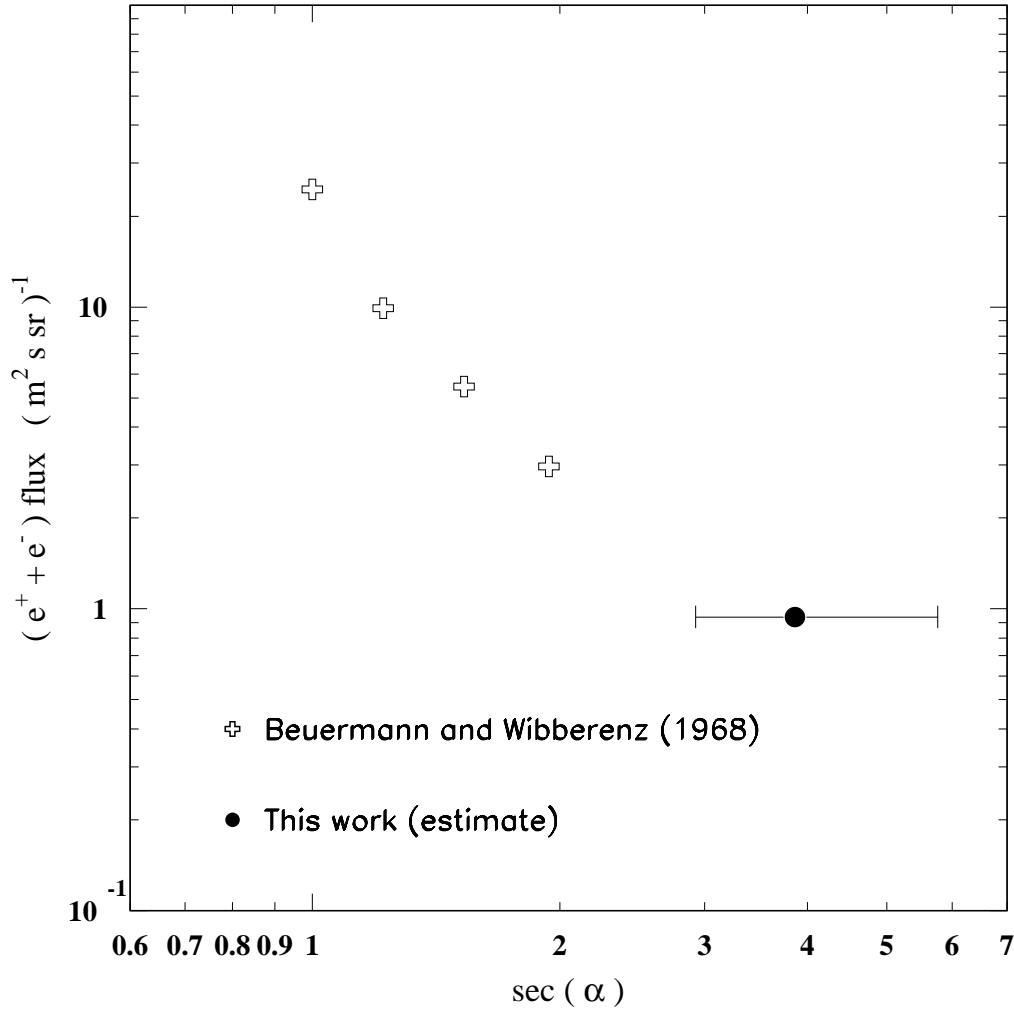


Figura 6.12: Dipendenza del flusso integrale degli elettroni a terra dall'angolo zenitale α . I dati di Beuermann e Wibberenz sono tratti da [69]. La stima ottenuta in questo lavoro è associata al valore medio dell'angolo (75°). Poiché la stima è stata effettuata con il solo scopo di avere una giustificazione della risalita a basso impulso dei flussi differenziali ad alto angolo zenitale (figura 6.22), l'errore sperimentale non è stato valutato. La barra orizzontale indica l'intervallo di angolo zenitale relativo ai dati utilizzati.

75° , in quest'intervallo d'impulso, ottenendo un valore pari a $0.94 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Nella figura 6.12 sono riportati i dati sperimentali ottenuti da Beuermann e Wibberenz nel 1968 [69] per la dipendenza dall'angolo zenitale del flusso integrale degli elettroni ad energia superiore a 100 MeV. Nel grafico è riportata per confronto la stima ottenuta con ADAMO nell'intervallo di energia degli elettroni tra 100 MeV e 1.09 GeV. Si può

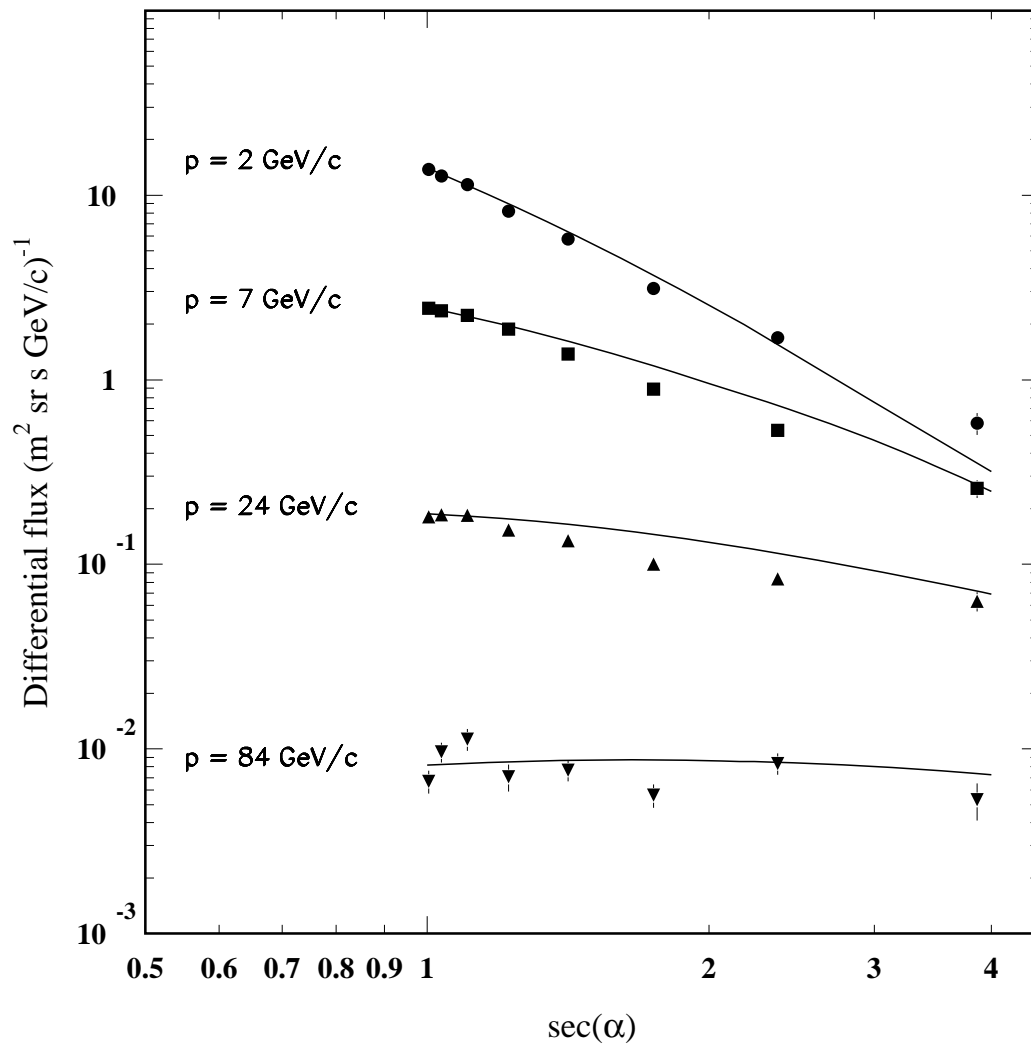


Figura 6.13: Dipendenza del flusso differenziale dall'angolo zenitale α . Le particelle selezionate hanno impulso compreso tra $1 \text{ GeV}/c$ e $130 \text{ GeV}/c$; l'intervallo d'impulso è suddiviso in quattro sottointervalli i cui punti medi sono indicati sulla sinistra dei dati sperimentali. Le linee continue, il cui andamento è tratto da un articolo di S. A. Stephens [28], sono ottenute per i valori di impulso riportati in figura, normalizzando i calcoli di Stephens al flusso verticale estrapolato dai dati riportati nella figura.

osservare che il valore ottenuto è in accordo con l'andamento indicato dagli altri punti sperimentali.

Nella figura 6.13 è riportata la dipendenza del flusso dei RC dall'angolo zenitale misurata da ADAMO. I quattro insiemi di punti sperimentali mostrati sono ottenuti suddividendo l'intervallo d'impulso compreso tra $1 \text{ GeV}/c$ e $130 \text{ GeV}/c$ in quattro sottointervalli logaritmicamente equivalenti. Ciascuna misura di flusso è rappresentata al cen-

tro del sottointervallo $\Delta\alpha$ di angolo zenitale in cui è valutata. I valori di impulso riportati a fianco dei punti sperimentali si riferiscono al centro dei sottointervalli di impulso in cui è stato suddiviso l'intervallo complessivo analizzato ($1 \text{ GeV}/c < p < 130 \text{ GeV}/c$). Le misure esistenti (ad esempio [15] e referenze incluse) mostrano che la dipendenza dall'angolo zenitale α può essere schematizzata, per piccoli angoli, come una potenza del coseno di α

$$J(\alpha, \Delta p) \sim \cos^n \alpha \quad (6.26)$$

Per questo motivo viene usualmente mostrata la dipendenza dall'angolo zenitale riportando le misure come funzione della secante di α . In scala logaritmica questa dipendenza risulta infatti lineare, come si può osservare in un intorno di $\sec \alpha = 1$.

L'analisi della forma delle curve mostra che, per quanto riguarda la regione di alto impulso, il flusso non ha una variazione sostanziale al variare dell'angolo zenitale α , mentre per la regione di basso impulso si ha una sensibile diminuzione all'aumentare di α . Questo effetto è dovuto al fatto che le particelle provenienti da grandi angoli zenitali attraversano uno spessore maggiore di atmosfera dal punto di produzione nell'alta atmosfera fino al rivelatore, rispetto a quelle provenienti da bassi angoli zenitali. Questo ha due conseguenze principali. Innanzitutto una maggiore perdita di energia nell'interazione con il gas atmosferico, che impedisce alle particelle meno energetiche di raggiungere la superficie terrestre. L'effetto che risulta comunque più importante nel caso dei muoni, componente dominante a terra, è la maggiore probabilità di decadimento dovuta alla maggiore distanza da percorrere. Il decadimento dei muoni di più bassa energia in elettroni, particelle meno penetranti, determina, per alti angoli zenitali, una diminuzione del flusso alle basse altitudini.

Le linee con cui i dati sono confrontati si riferiscono ad un lavoro di S. A. Stephens del 1979 [28], in cui l'autore ha determinato, sulla base dei modelli di propagazione dei raggi cosmici in atmosfera, la forma funzionale della dipendenza dei flussi dall'angolo zenitale, a vari impulsi e a meno di una costante di normalizzazione. Le curve descritte in [28] rappresentano infatti, per valori fissati dell'impulso, il rapporto tra il flusso differenziale ad un angolo zenitale generico e il flusso differenziale in direzione verticale. Per confrontare la dipendenza dall'angolo zenitale dei flussi misurati da ADAMO con questi calcoli, le curve di Stephens sono state interpolate in corrispondenza dei valori di impulso evidenziati nella figura e moltiplicate per il valore del flusso in direzione verticale misurato da ADAMO, ottenuto estrapolando i dati a piccolo angolo secondo

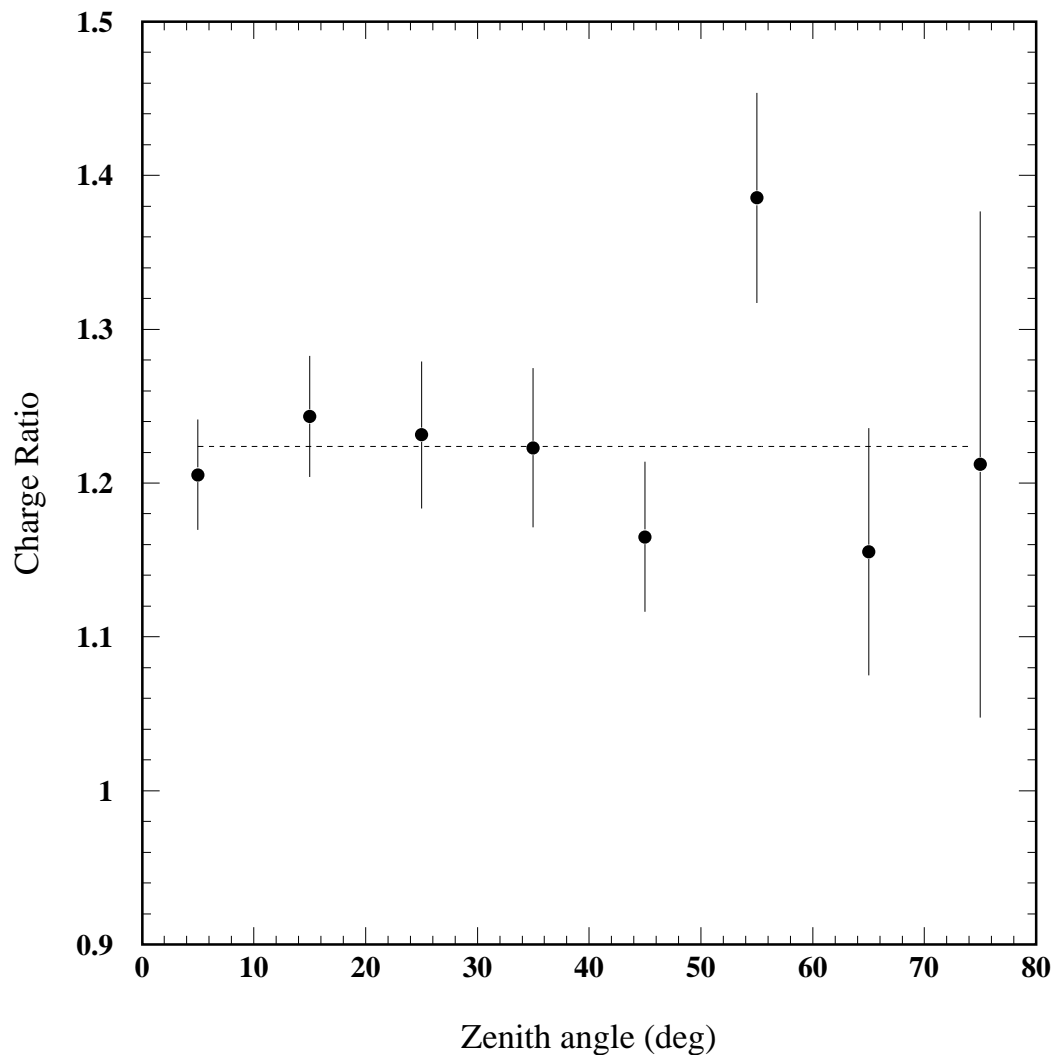


Figura 6.14: Dipendenza dall'angolo zenitale del rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo misurato con ADAMO. Le misure risultano compatibili con un rapporto di carica costante e uguale a 1.224 ± 0.018 su tutto l'intervallo di angoli zenitali considerato.

l'andamento definito dall'equazione 6.26. La figura mostra che i risultati sperimentali risultano in buon accordo con le previsioni teoriche.

L'ultimo risultato che viene mostrato in questo lavoro riguarda la dipendenza del rapporto di carica dei raggi cosmici al livello del suolo, dall'angolo zenitale. In base alle misure relative a ciascuno degli otto sottointervalli di α è stato valutato il valore medio complessivo del rapporto di carica, considerando cioè l'intero intervallo di impulso . Le misure sono riportate in grafico nella figura 6.14 e i risultati ottenuti sono elencati nella tabella 6.11.

Rapporto di carica a vari angoli		
α	Rapporto di carica	Errore stat.
5°	1.205	0.036
15°	1.243	0.039
25°	1.231	0.048
35°	1.223	0.052
45°	1.165	0.049
55°	1.385	0.068
65°	1.155	0.080
75°	1.21	0.16

Tabella 6.11: Dipendenza del rapporto di carica dei raggi cosmici dall'angolo zenitale.

Il rapporto di carica risulta compatibile con una funzione costante dell'angolo zenitale, $r = 1.224 \pm 0.018$.

Appendice A

Tabelle dei flussi di RC misurati a vari angoli zenitali

In questa appendice sono stati raccolti i tabulati dei dati relativi alla misura del flusso differenziale a vari angoli zenitali. Le misure in questione sono discusse nel paragrafo 6.4.2. Le tabelle che vengono presentate si riferiscono alla rappresentazione grafica della figura 6.11.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($0^\circ < \alpha < 10^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	124	55	69	33.8	3.0	0.39	15.0	2.0	0.17	18.8	2.3	0.22
0.1613	0.2601	0.2107	223	109	114	32.1	2.1	0.37	15.7	1.5	0.18	16.4	1.5	0.19
0.2601	0.4196	0.3398	404	200	204	33.9	1.7	0.39	16.8	1.2	0.19	17.1	1.2	0.20
0.4196	0.6767	0.5481	695	372	323	35.2	1.3	0.40	18.85	0.98	0.21	16.37	0.91	0.19
0.6767	1.091	0.8840	880	492	388	27.36	0.92	0.31	15.30	0.69	0.17	12.06	0.61	0.14
1.091	1.760	1.426	1044	560	484	20.02	0.62	0.23	10.74	0.46	0.12	9.28	0.42	0.11
1.760	2.839	2.300	989	551	438	11.73	0.37	0.13	6.53	0.28	0.074	5.19	0.25	0.059
2.839	4.579	3.709	888	469	419	6.52	0.22	0.074	3.44	0.16	0.039	3.08	0.15	0.035
4.579	7.385	5.982	645	372	273	2.93	0.12	0.033	1.692	0.088	0.019	1.242	0.075	0.014
7.385	11.91	9.648	397	207	190	1.119	0.056	0.013	0.583	0.041	0.0067	0.536	0.039	0.0061
11.91	19.21	15.56	226	129	97	0.395	0.026	0.0045	0.225	0.020	0.0026	0.169	0.017	0.0019
19.21	30.99	25.10	105	56	49	0.114	0.011	0.0013	0.0606	0.0081	0.00069	0.0530	0.0076	0.00060
30.99	49.97	40.48	45	20	25	0.0302	0.0045	0.00034	0.0134	0.0030	0.00015	0.0168	0.0034	0.00019
49.97	80.60	65.29	17	14	3	0.0071	0.0017	0.000080	0.0058	0.0016	0.000066	0.00125	0.00072	0.000014
80.60	130.0	105.3	8	3	5	0.0020	0.00073	0.000023	0.0007	0.00045	0.0000088	0.00129	0.00058	0.000015

Tabella A.1: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $0^\circ < \alpha < 10^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($10^\circ < \alpha < 20^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	209	89	120	48.4	3.3	0.55	20.6	2.2	0.24	27.9	2.5	0.32
0.1613	0.2601	0.2107	266	131	135	37.2	2.3	0.42	18.3	1.6	0.21	18.9	1.6	0.22
0.2601	0.4196	0.3398	393	214	179	33.8	1.7	0.38	18.4	1.3	0.21	15.4	1.1	0.17
0.4196	0.6767	0.5481	599	307	292	31.8	1.3	0.36	16.28	0.93	0.19	15.49	0.91	0.18
0.6767	1.091	0.8840	796	455	341	26.13	0.93	0.30	14.93	0.70	0.17	11.19	0.61	0.13
1.091	1.760	1.426	877	497	380	17.83	0.60	0.20	10.10	0.45	0.11	7.73	0.40	0.088
1.760	2.839	2.300	910	507	403	11.47	0.38	0.13	6.39	0.28	0.073	5.08	0.25	0.058
2.839	4.579	3.709	795	419	376	6.21	0.22	0.071	3.27	0.16	0.037	2.94	0.15	0.033
4.579	7.385	5.982	530	283	247	2.57	0.11	0.029	1.370	0.081	0.016	1.196	0.076	0.014
7.385	11.91	9.648	391	216	175	1.174	0.059	0.013	0.648	0.044	0.0074	0.525	0.040	0.0060
11.91	19.21	15.56	217	125	92	0.404	0.027	0.0046	0.233	0.021	0.0026	0.171	0.018	0.0019
19.21	30.99	25.10	101	61	40	0.117	0.012	0.0013	0.0704	0.0090	0.00080	0.0462	0.0073	0.00052
30.99	49.97	40.48	48	31	17	0.0343	0.0050	0.00039	0.0222	0.0040	0.00025	0.0122	0.0030	0.00014
49.97	80.60	65.29	20	12	8	0.0089	0.0020	0.00010	0.0053	0.0015	0.000061	0.0035	0.0013	0.000040
80.60	130.0	105.3	20	13	7	0.0055	0.0012	0.000063	0.00358	0.00099	0.000041	0.00193	0.00073	0.000022

Tabella A.2: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $10^\circ < \alpha < 20^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($20^\circ < \alpha < 30^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	107	49	58	37.4	3.6	0.46	17.1	2.5	0.21	20.3	2.7	0.25
0.1613	0.2601	0.2107	160	82	78	32.5	2.6	0.39	16.7	1.8	0.20	15.9	1.8	0.19
0.2601	0.4196	0.3398	204	98	106	25.0	1.8	0.30	12.0	1.2	0.14	13.0	1.3	0.16
0.4196	0.6767	0.5481	380	212	168	28.5	1.5	0.34	15.9	1.1	0.19	12.59	0.98	0.15
0.6767	1.091	0.8840	450	246	204	20.73	0.98	0.25	11.33	0.72	0.14	9.40	0.66	0.11
1.091	1.760	1.426	584	323	261	16.60	0.69	0.20	9.18	0.51	0.11	7.42	0.46	0.089
1.760	2.839	2.300	567	321	246	9.96	0.42	0.12	5.64	0.31	0.067	4.32	0.28	0.052
2.839	4.579	3.709	506	283	223	5.50	0.24	0.066	3.07	0.18	0.037	2.42	0.16	0.029
4.579	7.385	5.982	420	221	199	2.82	0.14	0.034	1.49	0.10	0.018	1.338	0.095	0.016
7.385	11.91	9.648	227	125	102	0.945	0.063	0.011	0.520	0.047	0.0062	0.425	0.042	0.0051
11.91	19.21	15.56	166	93	73	0.428	0.033	0.0051	0.240	0.025	0.0029	0.188	0.022	0.0022
19.21	30.99	25.10	68	38	30	0.109	0.013	0.0013	0.0607	0.0098	0.00072	0.0479	0.0087	0.00057
30.99	49.97	40.48	41	20	21	0.0406	0.0063	0.00048	0.0198	0.0044	0.000241	0.0208	0.0045	0.00025
49.97	80.60	65.29	18	13	5	0.0110	0.0026	0.00013	0.0080	0.0022	0.000095	0.0031	0.0014	0.000037
80.60	130.0	105.3	17	11	6	0.0065	0.0016	0.000077	0.0042	0.0013	0.000050	0.00228	0.00093	0.000027

Tabella A.3: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $20^\circ < \alpha < 30^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($30^\circ < \alpha < 40^\circ$)

p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	68	28	40	21.9	2.7	0.26	9.0	1.7	0.11	12.9	2.0	0.16
0.1613	0.2601	0.2107	109	57	52	20.3	1.9	0.24	10.6	1.4	0.13	9.7	1.3	0.12
0.2601	0.4196	0.3398	150	73	77	16.8	1.4	0.20	8.18	0.96	0.097	8.62	0.98	0.10
0.4196	0.6767	0.5481	278	162	116	19.1	1.1	0.23	11.12	0.87	0.13	7.96	0.74	0.094
0.6767	1.091	0.8840	348	209	139	14.73	0.79	0.17	8.84	0.61	0.10	5.88	0.50	0.069
1.091	1.760	1.426	422	242	180	11.04	0.54	0.13	6.33	0.41	0.075	4.71	0.35	0.056
1.760	2.839	2.300	466	263	203	7.55	0.35	0.089	4.26	0.26	0.050	3.29	0.23	0.039
2.839	4.579	3.709	430	232	198	4.32	0.21	0.051	2.33	0.15	0.027	1.99	0.14	0.023
4.579	7.385	5.982	357	196	161	2.22	0.12	0.026	1.219	0.087	0.014	1.001	0.079	0.012
7.385	11.91	9.648	253	131	122	0.975	0.061	0.012	0.505	0.044	0.0060	0.470	0.043	0.0056
11.91	19.21	15.56	146	69	77	0.349	0.029	0.0041	0.165	0.020	0.0019	0.184	0.021	0.0022
19.21	30.99	25.10	53	29	24	0.079	0.011	0.00093	0.0430	0.0080	0.00051	0.0356	0.0073	0.00042
30.99	49.97	40.48	38	19	19	0.0349	0.0057	0.00041	0.0175	0.0040	0.00021	0.0175	0.0040	0.00021
49.97	80.60	65.29	13	10	3	0.0074	0.0021	0.000087	0.0057	0.0018	0.000067	0.00171	0.00099	0.000020
80.60	130.0	105.3	3	3	0	0.00106	0.00061	0.000013	0.00106	0.00061	0.000013	<0.0011 ^a		

Tabella A.4: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $30^\circ < \alpha < 40^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.^aCL=95%

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($40^\circ < \alpha < 50^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	52	20	32	12.1	1.7	0.15	4.7	1.0	0.058	7.5	1.3	0.093
0.1613	0.2601	0.2107	97	52	45	13.0	1.3	0.16	6.97	0.97	0.086	6.03	0.90	0.074
0.2601	0.4196	0.3398	144	67	77	11.61	0.97	0.14	5.40	0.66	0.066	6.21	0.71	0.076
0.4196	0.6767	0.5481	207	110	97	10.23	0.71	0.12	5.44	0.52	0.066	4.79	0.49	0.058
0.6767	1.091	0.8840	301	185	116	9.17	0.53	0.11	5.64	0.41	0.069	3.53	0.33	0.043
1.091	1.760	1.426	391	232	159	7.37	0.37	0.090	4.37	0.29	0.053	3.00	0.24	0.036
1.760	2.839	2.300	469	245	224	5.47	0.25	0.066	2.86	0.18	0.035	2.61	0.17	0.032
2.839	4.579	3.709	451	225	226	3.26	0.15	0.040	1.63	0.11	0.020	1.63	0.11	0.020
4.579	7.385	5.982	361	188	173	1.617	0.085	0.020	0.842	0.061	0.010	0.775	0.059	0.0094
7.385	11.91	9.648	255	139	116	0.708	0.044	0.0086	0.386	0.033	0.0047	0.322	0.030	0.0039
11.91	19.21	15.56	162	93	69	0.279	0.022	0.0034	0.160	0.017	0.0019	0.119	0.014	0.0014
19.21	30.99	25.10	82	46	36	0.0875	0.0097	0.0011	0.0491	0.0072	0.00060	0.0384	0.0064	0.00047
30.99	49.97	40.48	45	23	22	0.0298	0.0044	0.00036	0.0152	0.0032	0.00018	0.0146	0.0031	0.00018
49.97	80.60	65.29	28	13	15	0.0115	0.0022	0.00014	0.0053	0.0015	0.000065	0.0062	0.0016	0.000075
80.60	130.0	105.3	11	7	4	0.00280	0.00084	0.000034	0.00178	0.00067	0.000022	0.00102	0.00051	0.000012

Tabella A.5: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $40^\circ < \alpha < 50^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($50^\circ < \alpha < 60^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	45	16	29	8.8	1.3	0.11	3.12	0.78	0.038	5.7	1.1	0.068
0.1613	0.2601	0.2107	39	16	23	4.37	0.70	0.052	1.79	0.45	0.021	2.58	0.54	0.031
0.2601	0.4196	0.3398	80	42	38	5.39	0.60	0.064	2.83	0.44	0.033	2.56	0.42	0.030
0.4196	0.6767	0.5481	124	69	55	5.11	0.46	0.060	2.85	0.34	0.034	2.27	0.31	0.027
0.6767	1.091	0.8840	173	101	72	4.40	0.33	0.052	2.57	0.26	0.030	1.83	0.22	0.022
1.091	1.760	1.426	258	150	108	4.06	0.25	0.048	2.36	0.19	0.028	1.70	0.16	0.020
1.760	2.839	2.300	285	154	131	2.77	0.16	0.033	1.50	0.12	0.018	1.28	0.11	0.015
2.839	4.579	3.709	337	190	147	2.03	0.11	0.024	1.146	0.083	0.013	0.887	0.073	0.010
4.579	7.385	5.982	273	163	110	1.020	0.062	0.012	0.609	0.048	0.0072	0.411	0.039	0.0048
7.385	11.91	9.648	213	134	79	0.494	0.034	0.0058	0.310	0.027	0.0037	0.183	0.021	0.0022
11.91	19.21	15.56	133	77	56	0.191	0.017	0.0022	0.111	0.013	0.0013	0.080	0.011	0.00095
19.21	30.99	25.10	88	59	29	0.0784	0.0084	0.00092	0.0525	0.0068	0.00062	0.0258	0.0048	0.00030
30.99	49.97	40.48	45	26	19	0.0248	0.0037	0.00029	0.0144	0.0028	0.00017	0.0105	0.0024	0.00012
49.97	80.60	65.29	18	10	8	0.0062	0.0015	0.000073	0.0034	0.0011	0.000040	0.00274	0.00097	0.000032
80.60	130.0	105.3	8	3	5	0.00170	0.00060	0.000020	0.00064	0.00037	0.0000075	0.00106	0.00047	0.000012

Tabella A.6: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $50^\circ < \alpha < 60^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($60^\circ < \alpha < 70^\circ$)														
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-
0.1000	0.1613	0.1306	19	6	13	4.7	1.1	0.058	1.49	0.61	0.018	3.23	0.90	0.040
0.1613	0.2601	0.2107	32	15	17	4.58	0.81	0.056	2.15	0.55	0.026	2.43	0.59	0.030
0.2601	0.4196	0.3398	44	24	20	3.79	0.57	0.046	2.07	0.42	0.025	1.72	0.39	0.021
0.4196	0.6767	0.5481	40	18	22	2.11	0.33	0.026	0.95	0.22	0.011	1.16	0.25	0.014
0.6767	1.091	0.8840	69	44	25	2.25	0.27	0.027	1.43	0.22	0.017	0.81	0.16	0.0098
1.091	1.760	1.426	110	66	44	2.21	0.21	0.027	1.33	0.16	0.016	0.89	0.13	0.011
1.760	2.839	2.300	117	56	61	1.46	0.13	0.018	0.697	0.093	0.0084	0.760	0.097	0.0092
2.839	4.579	3.709	135	66	69	1.041	0.090	0.013	0.509	0.063	0.0061	0.532	0.064	0.0064
4.579	7.385	5.982	126	67	59	0.602	0.054	0.0073	0.320	0.039	0.0039	0.282	0.037	0.0034
7.385	11.91	9.648	118	66	52	0.350	0.032	0.0042	0.196	0.024	0.0024	0.154	0.021	0.0019
11.91	19.21	15.56	98	56	42	0.180	0.018	0.0022	0.103	0.014	0.0012	0.077	0.012	0.00093
19.21	30.99	25.10	46	23	23	0.0524	0.0077	0.00063	0.0262	0.0055	0.00032	0.0262	0.0055	0.00032
30.99	49.97	40.48	32	16	16	0.0226	0.0040	0.00027	0.0113	0.0028	0.00014	0.0113	0.0028	0.00014
49.97	80.6	65.29	20	13	7	0.0088	0.0020	0.00011	0.0057	0.0016	0.000069	0.0031	0.0012	0.000037
80.60	130.0	105.3	20	13	7	0.0054	0.0012	0.000065	0.00353	0.00098	0.000043	0.00190	0.00072	0.000023

Tabella A.7: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $60^\circ < \alpha < 70^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Misura del flusso nell'intervallo di angolo zenitale ($70^\circ < \alpha < 80^\circ$)															
p_{min}	p_{max}	\tilde{p}	Ev. tot.	Ev. +	Ev. -	Flusso tot.	Errore stat.tot.	Errore sist.tot.	Flusso +	Errore stat.+	Errore sist.+	Flusso -	Errore stat.-	Errore sist.-	
0.1000	0.1613	0.1306	5	2	3	2.4	1.1	0.037	0.94	0.67	0.015	1.41	0.82	0.022	
0.1613	0.2601	0.2107	8	4	4	2.17	0.77	0.033	1.09	0.54	0.016	1.09	0.54	0.016	
0.2601	0.4196	0.3398	10	5	5	1.64	0.52	0.024	0.82	0.37	0.012	0.82	0.37	0.012	
0.4196	0.6767	0.5481	10	8	2	1.00	0.32	0.015	0.80	0.28	0.012	0.20	0.14	0.0030	
0.6767	1.091	0.8840	9	4	5	0.56	0.19	0.0082	0.25	0.12	0.0036	0.31	0.14	0.0045	
1.091	1.760	1.426	16	7	9	0.61	0.15	0.0090	0.27	0.10	0.0039	0.34	0.11	0.0051	
1.760	2.839	2.300	25	14	11	0.59	0.12	0.0087	0.332	0.089	0.0049	0.261	0.079	0.0038	
2.839	4.579	3.709	27	16	11	0.397	0.076	0.0058	0.235	0.059	0.0034	0.162	0.049	0.0024	
4.579	7.385	5.982	36	19	17	0.328	0.055	0.0048	0.173	0.040	0.0025	0.155	0.038	0.0023	
7.385	11.91	9.648	32	17	15	0.181	0.032	0.0026	0.096	0.023	0.0014	0.085	0.022	0.0012	
11.91	19.21	15.56	33	20	13	0.115	0.020	0.0017	0.070	0.016	0.0010	0.045	0.013	0.00067	
19.21	30.99	25.10	25	13	12	0.054	0.011	0.00079	0.0282	0.0078	0.00041	0.0260	0.0075	0.00038	
30.99	49.97	40.48	13	8	5	0.0175	0.0048	0.00026	0.0108	0.0038	0.00016	0.0067	0.0030	0.000098	
49.97	80.60	65.29	9	4	5	0.0075	0.0025	0.00011	0.0033	0.0017	0.000049	0.0042	0.0019	0.000061	
80.60	130.0	105.3	4	3	1	0.0021	0.0010	0.000030	0.00155	0.00090	0.000023	0.00052	0.00052	0.0000076	

Tabella A.8: Flusso differenziale nell'intervallo di angolo zenitale $70^\circ < \alpha < 80^\circ$. L'impulso è riportato in GeV/c , il flusso differenziale e gli errori statistico e sistematico, in $(\text{m}^2 \text{sr GeV}/c)^{-1}$.

Bibliografia

- [1] V.F. Hess, *Physik. Zeitschr.* **12**, 998 (1911).
- [2] V.F. Hess, *Physik. Zeitschr.* **13**, 1084 (1912).
- [3] V.F. Hess, *Physik. Zeitschr.* **14**, 610 (1913).
- [4] M. Ambriola et al., *PAMELA, An Antiproton, Positron Experiment on a Polar Orbit Satellite*, volume 244/11/1995, Dipartimento di Fisica dell'Università di Firenze, 1995.
- [5] S. Straulino et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 478**, 114 (2002).
- [6] S. Ahlen et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A 350**, 351 (1994).
- [7] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **33**, 323 (1983).
- [8] R. Silberberg, C.H. Tsao, A.F. Barghouty, A comparison of models of cosmic-ray source composition, in *Proceedings XXVI ICRC, Salt Lake City*, volume 4, page 152, 1999.
- [9] Y.I. Stozhkov et al., Long-term cosmic ray observation in the atmosphere, in *Proceedings XXVII ICRC*, page 3883, 2001.
- [10] J. Clay, *Proc. Royal Acad. Amsterdam* **31**, 1091 (1928).
- [11] M. S. Longair, *High energy astrophysics*, Cambridge University Press, 1981.
- [12] NASA, *NSSDC*, web page: <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/>.
- [13] L. B. Kozlovsky and R. Ramaty, *Astroph. Jour.* **35**, 190 (1974).
- [14] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Springer, 2002.
- [15] P. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier, 2001.
- [16] R. Bellotti et al., *Phys. Rev.* **D53**, 35 (1996).
- [17] R. Bellotti et al., *Phys. Rev.* **D60**, 052002 (1999).
- [18] M. Boezio et al., *Phys. Rev.* **D62**, 032007 (2000).

- [19] S. Coutu et al., Phys. Rev. **D62**, 032001 (2000).
- [20] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 594 (1957).
- [21] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **34**, 247 (1957).
- [22] W. Hampel et al., Phys. Lett. **B420**, 114 (1998).
- [23] The Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **85**, 3999 (2000).
- [24] V. A. Naumov, arXiv:hep-ph/0201310 (2002).
- [25] The SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
- [26] J. Wentz et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27**, 1699 (2001).
- [27] O.C. Allkofer R.D. Andersen, Nuovo Cimento **51B**, 329 (1967).
- [28] S. A. Stephens, in *Proceedings XVI ICRC, Kyoto*, volume 10, page 90, 1979.
- [29] O.C. Allkofer et al., in *Proceedings XVI ICRC, Kyoto*, volume 10, page 56, 1979.
- [30] M. P. De Pascale et al., Jour. Geophys. Res. **98**, 3501 (1993).
- [31] I.S. Diggory et al., Jour. Phys. **A7**, n. 6 (1974).
- [32] G. Brooke and A.W. Wolfendale, Proc. Phys. Soc. **84**, 843 (1964).
- [33] H.H. Mielke et al., Jour. Phys. **G 20**, 637 (1994).
- [34] P. Papini et al., Il Nuovo Cimento **19C**, 367 (1996), e comunicazione privata.
- [35] R. L. Golden et al., Astroph. Jour. **436**, 769 (1994).
- [36] M. Hof et al., Astroph. Jour. **467**, L33 (1996).
- [37] C. Grimani et al., Astr. and Astroph. **392**, 287 (2002).
- [38] R.L. Golden et al., Astroph. Jour. **457**, L103 (1996).
- [39] M. Boezio et al., Astroph. Jour. **487**, 415 (1997).
- [40] M. Boezio et al., Astroph. Jour. **532**, 653 (2000).
- [41] M. Boezio et al., in *Proceedings XXVI ICRC, Salt Lake City*, volume 3, page 57, 1999.
- [42] M. Boezio et al., Astroph. Jour. **561**, 787 (2001).
- [43] L. Bonechi, Sviluppo di uno spettrometro magnetico per la misura di raggi cosmici a terra e primi risultati, Tesi di Laurea, Università di Firenze, 2000.

- [44] M. Bongi, Sviluppo dell'algoritmo di allineamento per lo spettrometro magnetico di PAMELA, Tesi di Laurea, Università di Firenze, 2002.
- [45] O. Adriani et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 511**, 72 (2003).
- [46] O. Toker et al., Viking, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for si-strip detector readout, 1993.
- [47] IDEAS, *The VA1*, web page: <http://www.ideas.no> .
- [48] AMD, *The TAXI chip*, web page: <http://www.amd.com> .
- [49] G. Basini et al., in *Proceedings XXIII ICRC, Calgary*, volume 3, page 773, 1993.
- [50] R. Meunier et al., Nucl. Instr. and Meth. **17**, 1 (1962).
- [51] M. Cantin et al., Nucl. Instr. and Meth. **118**, 177 (1974).
- [52] A.F. Danilyuk et al. , Nucl. Instr. and Meth. **A 494**, 491 (2002).
- [53] L. Pellegrini, Studio di metodi per l'identificazione di particelle per lo spettrometro ADAMO, Tesi di Laurea, Università di Firenze, 2003.
- [54] F.W. Bell, *Gaussmeter mod. 9950 – Hall probe Z0A99-3208*, web page: <http://www.fwbell.com> .
- [55] William H. Press, Brian P. Flannery, Saul A. Teukolsky and William T. Vetterling, *Numerical Recipes in Fortran 77*, Cambridge University Press; 2nd edition, 1992.
- [56] Analog Devices, web page: <http://www.analog.com> .
- [57] *CERNLIB Short writeups*, CERN, 1996.
- [58] Photonis, *Photomultiplier XP-2020*, web page: <http://www.photonis.com> .
- [59] T.K. Komatsubara et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 404**, 315 (1998).
- [60] Hamamatsu Photonics, *R2383 – R1828-01*, web page: <http://www.hpk.co.jp> .
- [61] National Semiconductor, web page: <http://www.national.com> .
- [62] OrCAD, web page: <http://www.orcad.com/> .
- [63] ALTERA, web page: <http://www.altera.com> .
- [64] S. Straulino, Simulation of silicon microstrip detectors for a cosmic ray experiment, Università di Bologna, 2003.
- [65] R. Turchetta, Nucl. Instr. and Meth. **A335**, 44 (1993).

- [66] R. L. Golden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 306**, 366 (1991).
- [67] G. D. Lafferty and T. R. Wyatt, Nucl. Instr. and Meth. **A355**, 541 (1995).
- [68] J. Kremer et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 4241 (1999).
- [69] K.P. Beuermann and G. Wibberenz, Can. J. Phys. **46**, S1014 (1968).

Ringraziamenti

Non dimenticando quanto accaduto in occasione della mia tesi di laurea, ho ritenuto opportuno scrivere questi ringraziamenti in una fase ancora relativamente tranquilla della stesura finale del lavoro qui presentato. I risultati ottenuti sono il prodotto di un periodo lungo e faticoso, che molto difficilmente avrei potuto sostenere senza l'aiuto delle molte persone con le quali ho avuto modo di lavorare nei tre anni di dottorato. Per questo motivo non voglio perdere l'occasione di ringraziare Mauro Grandi per l'impareggiabile aiuto e per tutti i preziosi insegnamenti di cui mi ha fatto dono, nonché per l'amicizia, la stima ed il rispetto che ci legano ormai da molto tempo. Un ringraziamento particolarmente sentito va al dott. Oscar Adriani e al dott. Paolo Papini, che hanno costantemente seguito il mio lavoro lasciandomi sempre una grande libertà, al dott. Francesco Taccetti, con il quale ho lavorato assiduamente durante tutti e tre gli anni di dottorato e, più in generale, a tutto il gruppo di raggi cosmici di Firenze. Desidero inoltre ringraziare tutti quelli che hanno cercato di darmi un sostegno morale durante i periodi di maggiori difficoltà, la mia splendida famiglia, che ha sempre rispettato le mie scelte più importanti e mi ha dato la preziosa possibilità di arrivare fino a questo punto, e Francesca, la mia ragazza, e la sua famiglia; senza l'appoggio di tutte queste persone avrei probabilmente abbandonato la strada della fisica già da lungo tempo.

