

Università degli studi di Firenze
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di laurea in Fisica

**Sviluppo di uno
spettrometro magnetico
per la misura di Raggi Cosmici a terra
e primi risultati**

Laureando:
Lorenzo Bonechi

Relatore:
Dott. Oscar Adriani

Firenze, 10 Ottobre 2000
Anno Accademico 1999-2000

Indice

1	Raggi cosmici a terra	1
1.1	Composizione dei R. C. e Modulazione Solare	2
1.2	Raggi cosmici secondari in atmosfera	4
1.3	Oscillazione dei neutrini	9
2	Progettazione dell'apparato	17
2.1	Richieste sperimentali	18
2.2	Fattore geometrico e flusso atteso	23
2.3	Osservazioni	29
3	Descrizione dell'apparato	30
3.1	Il sistema magnetico.	30
3.2	Il sistema di tracciamento	36
3.2.1	I rivelatori al silicio	38
3.2.2	La meccanica per i rivelatori	40
3.2.3	L'elettronica per l'acquisizione dei dati	43
3.3	Il sistema di <i>trigger</i>	57
3.3.1	Gli scintillatori	57
3.3.2	La catena elettronica per il segnale di <i>trigger</i>	63
3.3.3	Evoluzione del sistema di <i>trigger</i>	66
4	Mappatura del campo magnetico	71
4.1	Metodo di misura	71
4.2	Misura delle tre componenti del campo \vec{B}	73
4.3	Interpolazione lineare del campo	78
4.4	Errori di misura	79
4.4.1	Errori su B_x e B_y	79
4.4.2	Errori su B_z	81
4.5	Calcolo teorico del campo	82
4.5.1	Confronto con i risultati sperimentali	83
5	Fase di misura e analisi dati	87
5.1	Allineamento del <i>tracker</i>	90
5.1.1	Metodo di allineamento	91
5.1.2	<i>Fit</i> di una retta nello spazio	93

5.1.3	Intersezione tra retta e piani rototraslati	95
5.1.4	Risultato dell'allineamento	96
5.2	Analisi dei dati	98
5.2.1	Calcolo delle efficienze.	98
5.2.2	Tempo morto	102
5.2.3	Ricostruzione delle tracce	105
5.2.4	Primi risultati e confronto con i precedenti esperimenti	108

Capitolo 1

Raggi cosmici a terra

La scoperta dell'esistenza della radiazione cosmica risale all'inizio del ventesimo secolo, quando per la prima volta venne osservato che elettroscopi carichi, tenuti in condizioni di isolamento, al buio e lontani da sorgenti di radiazione naturale, si scaricavano nel tempo. Osservazioni realizzate per mezzo di palloni aerostatici attorno all'anno 1912 mostrarono che l'effetto di scarica aumentava sistematicamente all'aumentare dell'altitudine. Questi risultati stimolarono nella mente dello scienziato austriaco Victor F. Hesse [1] l'idea che l'esistenza di una qualche radiazione ionizzante proveniente da sorgenti extraterrestri fosse la spiegazione più plausibile di quanto si era osservato.

A partire da quegli anni, la radiazione scoperta da Hess è stata analizzata in esperimenti condotti sia a terra a varie profondità nell'atmosfera, facendo uso di palloni sonda. Lo sviluppo tecnologico degli ultimi decenni ha successivamente reso possibile la realizzazione di misure al di fuori dell'atmosfera grazie ad esperimenti collocati prevalentemente su satelliti.

La misura dello spettro di impulso e della distribuzione angolare dei raggi cosmici a terra e in atmosfera ha assunto proprio in questi anni un'importanza rilevante, dato che queste misure possono fornire importanti informazioni per lo studio delle oscillazioni del neutrino, ipotesi che venne introdotta da B. Pontecorvo negli anni attorno al 1960

e che verrà brevemente introdotta nel paragrafo 1.3.

1.1 Composizione dei R. C. e Modulazione Solare

Dall'analisi dei dati ottenuti con esperimenti su pallone aerostatico e su satellite si trova che la radiazione cosmica carica che incide sull'atmosfera terrestre è costituita per circa il 98% da nuclei completamente ionizzati e per il 2% da elettroni. La componente nucleare è a sua volta costituita per l'87% da protoni, per il 12% da nuclei di Elio e per il restante 1% da nuclei più pesanti [2, 3, 4, 5]. In figura 1.1 è riportato il flusso differenziale di alcuni nuclei in funzione della loro energia cinetica per nucleone. Come si può osservare, questi spettri hanno un massimo per energie cinetiche comprese tra 100 MeV/nucleone ed 1 GeV/nucleone. Per energie comprese invece tra qualche decina di GeV/nucleone e 100 TeV/nucleone lo spettro assume un andamento di potenza tale che, indicando con $I_N(E)$ l'intensità differenziale di nucleoni, risulta [6]:

$$I_N(E) \simeq 1.8 E^{-\alpha} (\text{cm}^2 \text{ s sr GeV/nucleone})^{-1} \quad (1.1)$$

dove $\alpha \simeq 2.7$ è l'*indice spettrale differenziale* e l'energia E è espressa in GeV/nucleone. Particolare attenzione va prestata all'analisi della zona di bassa energia, cioè quella sotto a 10 GeV, che risente dell'influenza della cosiddetta “Modulazione Solare”. Si trova infatti che i flussi di raggi cosmici per energie inferiori a 10 GeV/nucleone hanno una dipendenza temporale ben definita ed in stretta relazione con l'attività solare, che ha un ciclo periodico di circa 11 anni. L'intensità dell'attività solare, che può essere valutata in base al numero di macchie osservabili sul disco solare, risulta in anticorrelazione con l'intensità dei flussi di raggi cosmici a bassa energia. Questi ultimi sono cioè più intensi nei periodi di bassa attività solare e si riducono notevolmente nei periodi di alta attività solare. L'effetto sui flussi di raggi cosmici di bassa energia è dovuto alla presenza di una zona chiamata *Eliosfera* che circonda il Sole per un raggio di circa 100

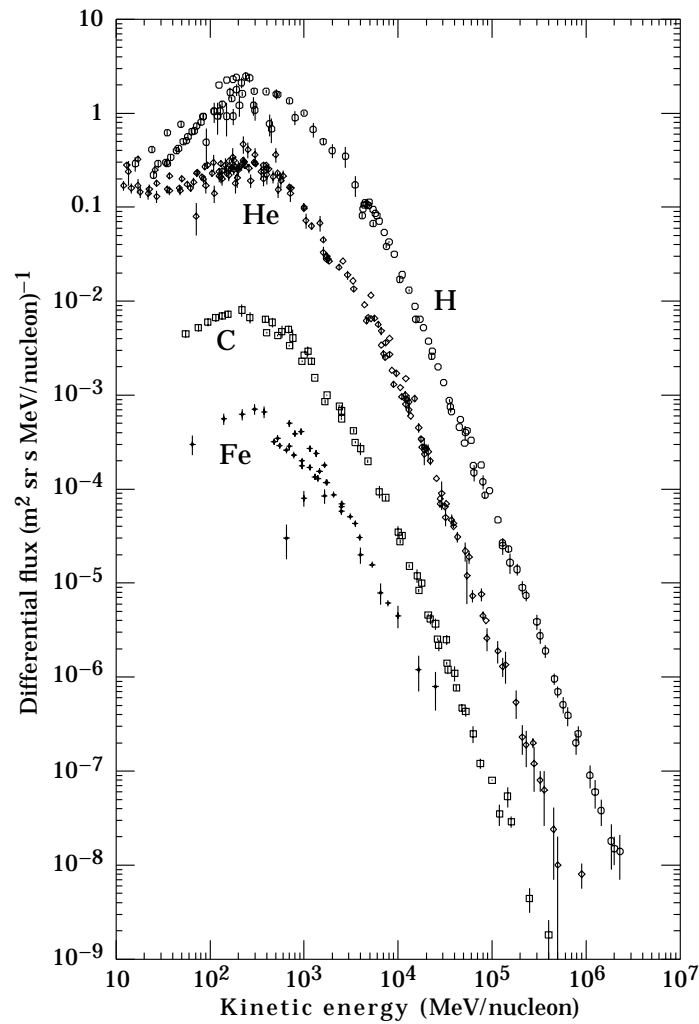


Figura 1.1: Flusso differenziale delle componenti principali dei raggi cosmici incidenti sull'atmosfera terrestre [6].

unità astronomiche, cioè 15 miliardi di chilometri ($1 \text{ AU} = 1.49 \times 10^{11} \text{ m}$). In questa regione un flusso chiamato Vento Solare, costituito da plasma magnetizzato prodotto nell'espansione della Corona Solare, guida le linee del campo magnetico eliosferico secondo l'andamento di una spirale di Archimede. Nei periodi di maggiore attività il Vento Solare è più intenso e riesce più efficacemente a rallentare le particelle cariche di bassa energia fino anche a respingerle; questo provoca l'effetto di modulazione osservato.

1.2 Raggi cosmici secondari in atmosfera

Durante il tragitto verso la Terra, i raggi cosmici risentono del campo magnetico da essa prodotto. La forma quasi dipolare di questo campo comporta un diverso effetto sulla propagazione di particelle cariche dirette verso diverse regioni della Terra. In particolare, mentre nelle regioni polari il campo risulta perpendicolare alla superficie terrestre e non influisce sostanzialmente sul moto delle particelle che arrivano dall'alto, nelle regioni equatoriali il campo è parallelo alla superficie terrestre e le particelle provenienti dall'alto ne risentono maggiormente. Questo fa sì che particelle con energia inferiore ad una certa soglia non riescano a raggiungere l'atmosfera e il valore di questa energia di soglia, il cosiddetto *taglio geomagnetico*, diminuisce al crescere della latitudine. Il campo magnetico terrestre non ha comunque una perfetta forma dipolare e la non trascurabile deviazione dal caso ideale rende complicato prevedere con precisione il suo effetto sul moto delle particelle.

I raggi cosmici che riescono a raggiungere la regione atmosferica risentono, oltre che del campo magnetico, della presenza degli atomi e delle molecole che costituiscono il gas atmosferico (aria), soprattutto azoto e ossigeno. La frequenza con cui le particelle incidono nell'atmosfera è di circa 1000 particelle per metro quadrato per secondo, come si ottiene a partire dall'integrazione degli spettri riportati in figura 1.1 [7]. La loro interazione con gli atomi e le molecole presenti nell'aria dà luogo alla produzione di una grande quantità di particelle, tra le quali sono abbondanti i kaoni (K^\pm, K^0) e soprattutto i pioni (π^\pm, π^0). È nel decadimento di questi prodotti secondari che vengono successivamente creati i muoni (μ^\pm), particelle leptoniche di energia di riposo $mc^2 = 105.66$ MeV e vita media $\tau = 2.197\mu s$. Il canale di decadimento del pione carico che porta alla produzione diretta di muoni è essenzialmente il seguente (riporto solo il

canale di decadimento per la componente positiva):

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (br \simeq 99.99\%)$$

Per il caone carico ci sono invece molte possibilità. I canali diretti più importanti sono i seguenti:

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (br \simeq 63.51\%)$$

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \pi_0 \quad (br \simeq 3.18\%)$$

Ci sono inoltre alcuni canali di decadimento dei caoni in cui vengono prodotti pioni carichi che danno luogo alla produzione di muoni secondo il canale di decadimento già visto. I più importanti sono i seguenti:

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (br \simeq 21.16\%)$$

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (br \simeq 5.59\%)$$

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \quad (br \simeq 1.73\%)$$

Per i caoni neutri i canali più importanti sono invece i seguenti:

$$K_s^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- \quad (br \simeq 68.61\%)$$

$$K_l^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \quad (br \simeq 12.56\%)$$

$$K_l^0 \longrightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (br \simeq 27.17\%)$$

$$K_l^0 \longrightarrow \pi^\pm + e^\mp + \nu_e(\bar{\nu}_e) \quad (br \simeq 38.78\%)$$

In figura 1.2 è riprodotto l'andamento del flusso integrale verticale di alcune componenti (primarie e secondarie) dei raggi cosmici, con impulso superiore ad 1 GeV/c, al variare della profondità di penetrazione nell'atmosfera. La componente carica principale a bassa altitudine è senz'altro quella dei muoni. La componente adronica, essenzialmente costituita da protoni e neutroni primari, risulta soppressa di quasi due ordini di grandezza rispetto a questa. Come si può vedere in figura 1.2, i flussi integrali verticali

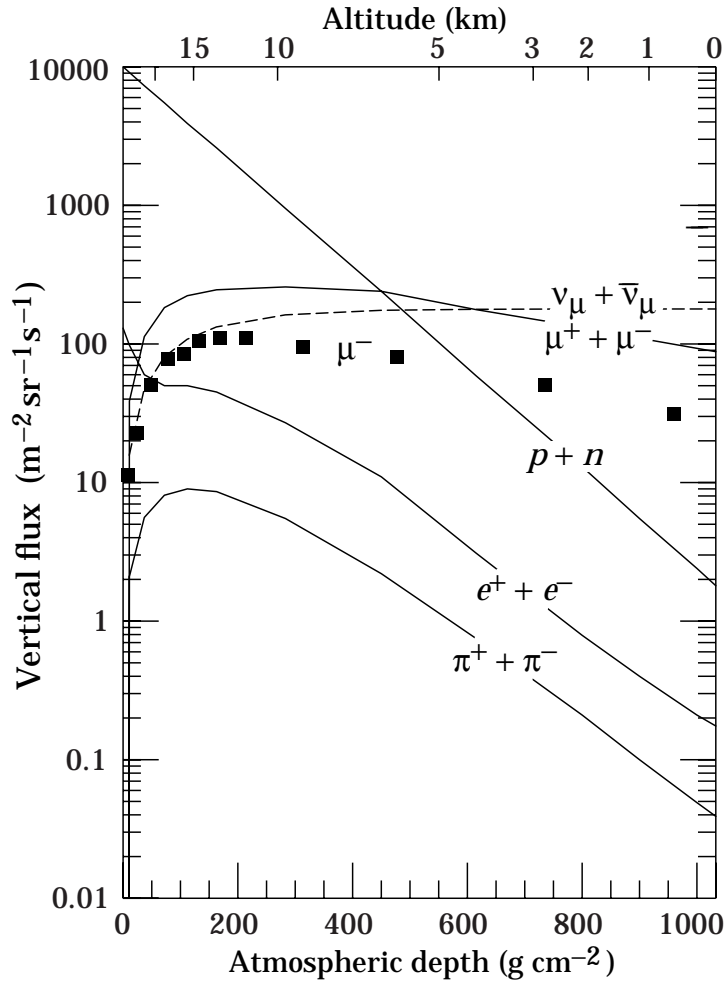


Figura 1.2: Andamento del flusso integrale verticale dei raggi cosmici con impulso superiore a $1 \text{ GeV}/c$ in funzione della profondità di penetrazione nell'atmosfera terrestre [6].

al livello del mare che si ottengono per i muoni e per i nucleoni con impulso superiore ad $1 \text{ GeV}/c$ sono rispettivamente circa $90 (\text{m}^2 \text{ s sr})^{-1}$ e $2 (\text{m}^2 \text{ s sr})^{-1}$. L'atmosfera terrestre costituisce per i nucleoni un ostacolo molto difficile da superare. L'attenuazione del flusso di nucleoni in atmosfera, che dipende dalla loro energia, è dovuta all'alta sezione d'urto dell'interazione tra questi ed i nuclei di azoto e ossigeno (circa 250 mb per protoni di 100 GeV). Per questo motivo la lunghezza di attenuazione dei protoni in aria risulta piccola rispetto allo spessore dell'atmosfera (120 g/cm^2 per protoni di circa 100 GeV [7]). L'alta probabilità che un protone o un neutrone che viaggiano in

aria interagiscano con i nuclei che vi incontrano e la brevissima vita media di pioni e caoni comportano così che la maggior parte dei muoni venga prodotta ad un'altitudine di circa 15 km, come si può osservare in figura 1.2. Diversamente da quello che succede per i caoni e i pioni, una grande frazione dei muoni così prodotti riesce ad arrivare sulla superficie terrestre. Se per esempio calcoliamo le lunghezze di decadimento ($L = \gamma \beta c \tau$) di queste tre particelle per un'energia cinetica di 2 GeV troviamo i valori $L_\mu(2 \text{ GeV}) \approx 13 \text{ km}$, $L_\pi(2 \text{ GeV}) \approx 120 \text{ m}$ e $L_K(2 \text{ GeV}) \approx 20 \text{ m}$. In realtà bisogna tener presente che l'attraversamento dell'atmosfera comporta per i muoni una perdita di energia di circa 2 GeV e quindi una sensibile diminuzione della lunghezza di decadimento. Per fare un esempio, questa degradazione dell'energia fa passare la lunghezza di decadimento di un muone con energia iniziale di 2.4 GeV da circa 15 km a circa 8.4 km. Osserviamo inoltre che, mediamente, l'energia dei muoni a terra risulta di circa 4 GeV.

In base alle osservazioni fatte in precedenza è evidente che gli spettri energetici e angolari dei muoni a terra non possono essere dedotti con esattezza da semplici equazioni. Questi risultano infatti una convoluzione dello spettro dei raggi cosmici primari che li producono, della Modulazione Solare, delle proprietà di produzione e della perdita di energia nell'atmosfera, della forma del campo magnetico terrestre e, infine, del processo di decadimento.

In figura 1.3 sono riportati due spettri di impulso misurati con angolo zenitale di 0° e di 75° in diversi esperimenti. Si può osservare che all'aumentare dell'angolo zenitale lo spettro si sposta verso impulsi maggiori. Questo è dovuto al fatto che i muoni che provengono da direzioni a grande angolo zenitale devono percorrere una distanza maggiore in atmosfera prima di entrare nel rivelatore, rispetto a quelli che arrivano verticalmente. Per questo motivo, i muoni di più bassa energia hanno maggiore probabilità di decadere quando ancora si trovano in volo nell'atmosfera. È interessante notare inoltre che per impulsi superiori ai 100 GeV/c il flusso di muoni è maggiore per

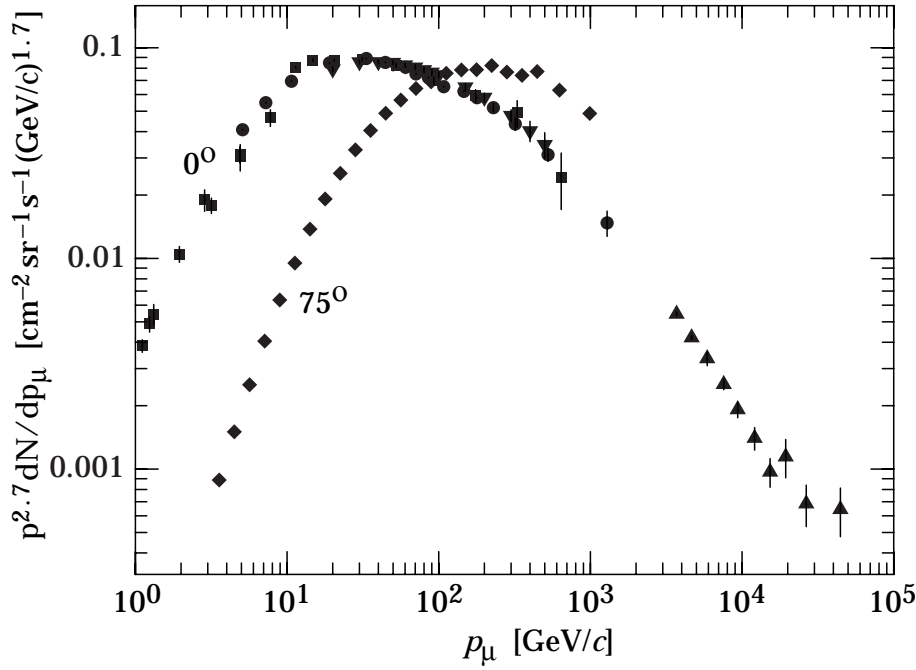
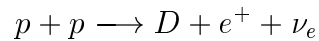


Figura 1.3: Flusso di muoni a terra misurato a due diversi angoli zenitali [6].

alti angoli zenitali. La ragione di questo effetto è evidente se si pensa alle caratteristiche dei pioni, dal cui decadimento deriva la maggior parte dei muoni atmosferici. Il pione carico ha una massa di $139.57 \text{ MeV}/c^2$ e la sua vita media è di circa $2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Il cammino medio percorso da pioni di 100 GeV vale $c \cdot \gamma \tau \simeq 3 \cdot 10^8 \cdot 720 \cdot 2.6 \cdot 10^{-8} \text{ m} \simeq 5.6 \text{ km}$. A 200 GeV il cammino medio arriva a circa 11.2 km . Dato che, mediamente, i pioni carichi vengono prodotti a circa 15 km di altitudine, come già osservato in figura 1.2, molti pioni provenienti verticalmente con energia superiore ai 100 GeV non decadono prima di avere attraversato completamente l'atmosfera o aver interagito producendo altri pioni di energia più bassa. I pioni di energia superiore ai 100 GeV , ma provenienti da alti angoli zenitali, hanno più strada da percorrere prima di arrivare a terra e dunque maggiore probabilità di decadere, dando luogo alla produzione di muoni, o di interagire con i nuclei atmosferici.

1.3 Oscillazione dei neutrini

L'ipotesi dell'esistenza del neutrino (ν) fu avanzata da W. Pauli nel 1930 [8] per dare una spiegazione dello spettro continuo del decadimento β senza dover mettere in dubbio la validità del principio di conservazione dell'energia, come invece proposto dal danese Niels Bohr. Per rendersi conto delle difficoltà di rivelazione del neutrino basta riflettere sul fatto che trascorsero 29 anni prima che la proposta di Pauli potesse essere confermata dall'evidenza sperimentale. Fu infatti solo nel 1959 che F. Reines e C. Cowan [9] dettero una prova sperimentale dell'esistenza del neutrino in base a precise misure effettuate ad un reattore nucleare. Attualmente si conoscono tre tipi di neutrino, ν_e , ν_μ , ν_τ , con le relative antiparticelle, appartenenti alle tre famiglie leptoniche conosciute. La scoperta della produzione di neutrini (ν_e) nel decadimento β portò a concludere che un ingente flusso di queste particelle dovesse essere prodotto pure nelle reazioni nucleari solari. La reazione principale che porta alla produzione di neutrini sul Sole è la formazione di un nucleo di deuterio a partire da due protoni:



In questa reazione un protone si trasforma in un neutrone con l'emissione di un positrone e di un neutrino di tipo elettronico. Questo è il primo passo del ciclo che porta alla produzione di elio. Il primo esperimento studiato per misurare il flusso di neutrini solari fu quello iniziato da R. Davis nel 1966 nella miniera d'oro di Homestake, nel South Dakota. In effetti l'esperimento era stato inizialmente ideato per identificare il decadimento di protoni all'interno di un grande recipiente colmo d'acqua, ma era stato poi modificato in modo da permettere la rivelazione dei neutrini solari. Da allora, tutti i principali esperimenti sulla rivelazione dei neutrini, tra i quali ricordo l'esperimento Gallex [10, 11] al Gran Sasso in Italia e gli esperimenti Kamiokande e Super-Kamiokande in Giappone [12, 13, 14, 15], che hanno iniziato la presa dati rispet-

tivamente nel 1987, nel 1986 e nel 1996, hanno messo in luce, confermando le indicazioni dell'esperimento di Davis, un deficit dei neutrini solari rispetto a quanto previsto in base ai Modelli Solari Standard. Si parla a questo proposito di *Solar Neutrino Problem*. I più recenti dati ottenuti da Super-Kamiokande forniscono il seguente risultato [12]:

$$\frac{(N_e)_{misurato}}{(N_e)_{previsto}} = 0.475_{-0.007}^{+0.008}(stat) \pm 0.013(sist) \pm 0.08(teor) \quad (Neutrini\ Solari)$$

dove N_e rappresenta il flusso di neutrini elettronici solari. Gli esperimenti di nuova generazione, rispetto all'esperimento di Davis, hanno evidenziato un ulteriore problema che riguarda i neutrini atmosferici: il cosiddetto *Atmospheric Neutrino Problem*. I neutrini atmosferici sono quelli che derivano dal decadimento dei prodotti dell'interazione dei raggi cosmici con le molecole dell'atmosfera. Essenzialmente vengono prodotti nel decadimento dei pioni e dei muoni:

$$\begin{array}{l} \pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \end{array} \quad (1.2a)$$

$$\begin{array}{l} \pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \quad \quad \quad \downarrow \\ \quad \quad \quad e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \end{array} \quad (1.2b)$$

Si tratta quindi di neutrini di tipo elettronico o muonico. Considerando particelle di bassa energia e supponendo così che quasi tutti i pioni e i muoni prodotti in atmosfera decadano prima di arrivare a terra, ci aspettiamo un rapporto tra i flussi di neutrini di tipo muonico e di tipo elettronico (N_μ ed N_e) grossolanamente uguale a 2. Questo rapporto può essere stimato in maniera più precisa considerando in dettaglio i processi di interazione in atmosfera e gli spettri dei raggi cosmici primari. Dal confronto tra i dati sperimentali e i calcoli teorici sui flussi di neutrini atmosferici si trova che il rapporto sperimentale è inferiore a quello previsto. Una media pesata dei valori ottenuti

dagli esperimenti che hanno preceduto Super–Kamiokande dà il seguente risultato [16]:

$$\frac{(N_\mu/N_e)_{misurato}}{(N_\mu/N_e)_{previsto}} = 0.61 \pm 0.06 \quad (Neutrini\ Atmospherici)$$

ed i più recenti risultati di Super–Kamiokande sono in accordo con questo valore entro gli errori sperimentali ($N_\mu/N_e \simeq 0.68 \pm 0.02(syst) \pm 0.05(stat)$ [12]). L’interpretazione attualmente più accreditata dei dati di questo esperimento indicherebbe che, mentre i flussi di neutrini elettronici sono in accordo con le previsioni teoriche, i flussi di neutrini muonici non lo sono. In particolare Super–Kamiokande ha trovato un deficit dei neutrini muonici provenienti da grandi angoli zenitali, prodotti cioè dalla parte opposta della Terra rispetto alla posizione dell’esperimento.

Questi due problemi, riguardanti neutrini solari ed atmosferici, hanno impegnato e appassionato i fisici per molti anni e sono ancora di grande interesse. La teoria delle oscillazioni del neutrino può forse fornire una spiegazione unitaria di entrambi i fenomeni descritti. Questa si basa sull’ipotesi che i tre tipi di neutrino conosciuti abbiano massa non nulla, anche se estremamente piccola, e che nei decadimenti vengano prodotti come autostati dell’interazione debole che sono sovrapposizioni di tre autostati di massa definita, ν_1, ν_2, ν_3 : è l’ipotesi di *Neutrino Mixing*. Lo studio del *mixing* tra tre autostati di massa porta a dei risultati piuttosto complicati in cui compaiono sei parametri fondamentali: due differenze di massa, tre angoli di *mixing* e una fase. Un’analisi complessiva di tutti i dati sperimentali porta a favorire l’ipotesi che una delle due differenze di massa che compaiono nella teoria sia molto maggiore dell’altra e che inoltre uno degli angoli di *mixing* sia molto piccolo [17]. Tutto ciò rende possibile disaccoppiare il problema del *mixing* a tre neutrini in due problemi a due neutrini. Un calcolo semplificato, basato sul *mixing* tra due soli tipi di neutrino (ν_1 e ν_2 di masse rispettivamente m_1 e m_2), mostra che la probabilità che un neutrino inizialmente di tipo α venga rivelato come neutrino di tipo β (dove α e β indicano gli autostati de-

boli, sovrapposizione di ν_1 e ν_2) è data, nell'approssimazione ultrarelativistica, dalla formula ([16]):

$$P_{\alpha\beta} \simeq \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(\frac{c^3 \Delta m^2 L}{4\hbar E}\right) \quad (1.3)$$

dove θ è l'angolo di *mixing*, L è la distanza percorsa dal punto in cui il neutrino è stato prodotto come ν_α al punto in cui viene rivelato come ν_β , $\Delta m^2 = (m_2^2 - m_1^2)$ è la differenza tra i quadrati delle masse dei due autostati di massa ed E è l'energia del neutrino. La presenza di L nell'equazione 1.3 può spiegare il deficit dei neutrini solari ed anche quello dei neutrini atmosferici. La scomparsa di neutrini elettronici solari può essere per esempio giustificata in base ad un'oscillazione $\nu_e \longleftrightarrow \nu_\mu$ ed in questo caso L rappresenta la distanza Sole–Terra. Per quanto riguarda i neutrini atmosferici, la presenza di L nell'argomento del seno può giustificare il deficit dei neutrini muonici provenienti da grandi angoli zenitali in quanto, rispetto a quelli provenienti da piccoli angoli zenitali, percorrono una distanza molto maggiore prima di giungere nel rivelatore, dovendo attraversare tutto il globo terrestre. L'ipotesi più accreditata per la giustificazione dei risultati sperimentali per i neutrini atmosferici è quella del *mixing* tra neutrino muonico e neutrino di tipo tau¹. Nelle figure 1.4 e 1.5 vengono mostrati alcuni dei più recenti risultati dell'esperimento Super–Kamiokande. In figura 1.4 è riportato, per neutrini elettronici e muonici, l'andamento in funzione dell'impulso della grandezza $(U - D)/(U + D)$, dove, indicando con Θ l'angolo zenitale di provenienza dei neutrini, U è il flusso parziale definito dalla direzione $-1 \leq \cos \Theta \leq -0.2$ (*Upward going*) e D è il flusso parziale definito dalla direzione $0.2 \leq \cos \Theta \leq 1$ (*Downward going*). Nella figura 1.5 sono invece riportati i flussi di neutrini di tipo elettronico e di tipo muonico in funzione dell'angolo zenitale. In entrambe le figure, i risultati sperimentali vengono confrontati con le previsioni teoriche in assenza di oscillazioni (aree tratteggiate in figura 1.4 e linee continue in figura 1.5) e con il fit ottenuto nell'ipotesi di oscillazio-

¹A questo proposito si tenga presente che la prima evidenza sperimentale di interazione del ν_τ si è avuta nel luglio del 2000 grazie all'esperimento DONUT realizzato al Fermilab (USA)

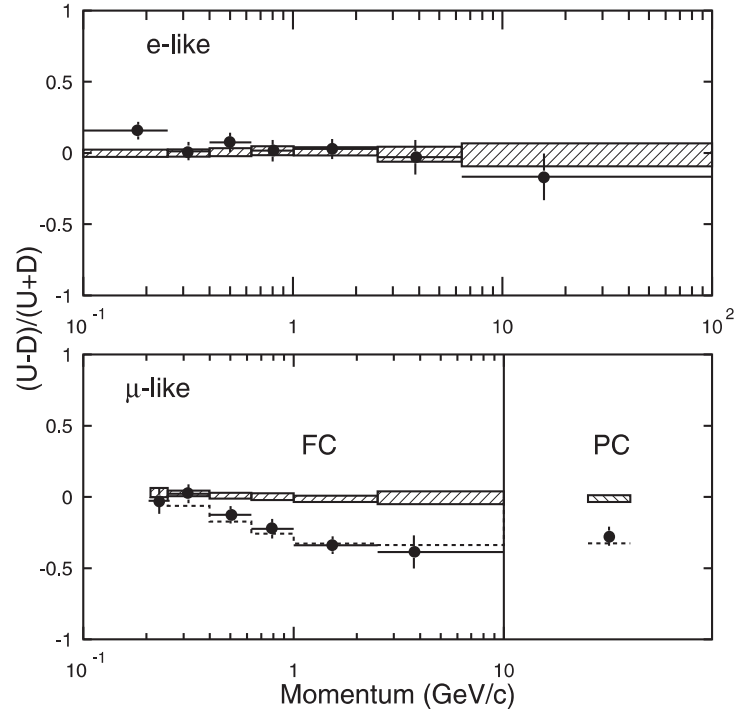


Figura 1.4: Dipendenza dell'asimmetria $(U-D)/(U+D)$ dall'impulso dei neutrini, evidenziata dall'esperimento Super-Kamiokande [18]. Nella figura sono riportati i punti sperimentali, la previsione teorica nell'ipotesi di non oscillazione (aree tratteggiate) e il *fit* nell'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ (linea tratteggiata).

ne $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ (linee tratteggiate). Com'è immediato osservare, l'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ sembra essere confermata; occorre comunque prestare attenzione alle grosse incertezze che stanno alla base di questi calcoli.

La misura del doppio rapporto $(N_\mu/N_e)_{\text{misurato}}/(N_\mu/N_e)_{\text{teorico}}$ e l'interpretazione dell'andamento della grandezza $(U-D)/(U+D)$ e delle distribuzioni zenitali dei neutrini richiedono un preciso confronto tra i valori sperimentali dei flussi di neutrini e le relative previsioni teoriche. I calcoli teorici dei flussi in atmosfera devono a loro volta tener conto del flusso dei raggi cosmici che incidono sull'atmosfera e delle caratteristiche di interazione e propagazione al suo interno. Molto importante risulta la scelta della parametrizzazione del flusso di raggi cosmici primari e soprattutto delle sezioni d'urto delle interazioni in atmosfera. Uno dei modelli più conosciuti per la parametriz-

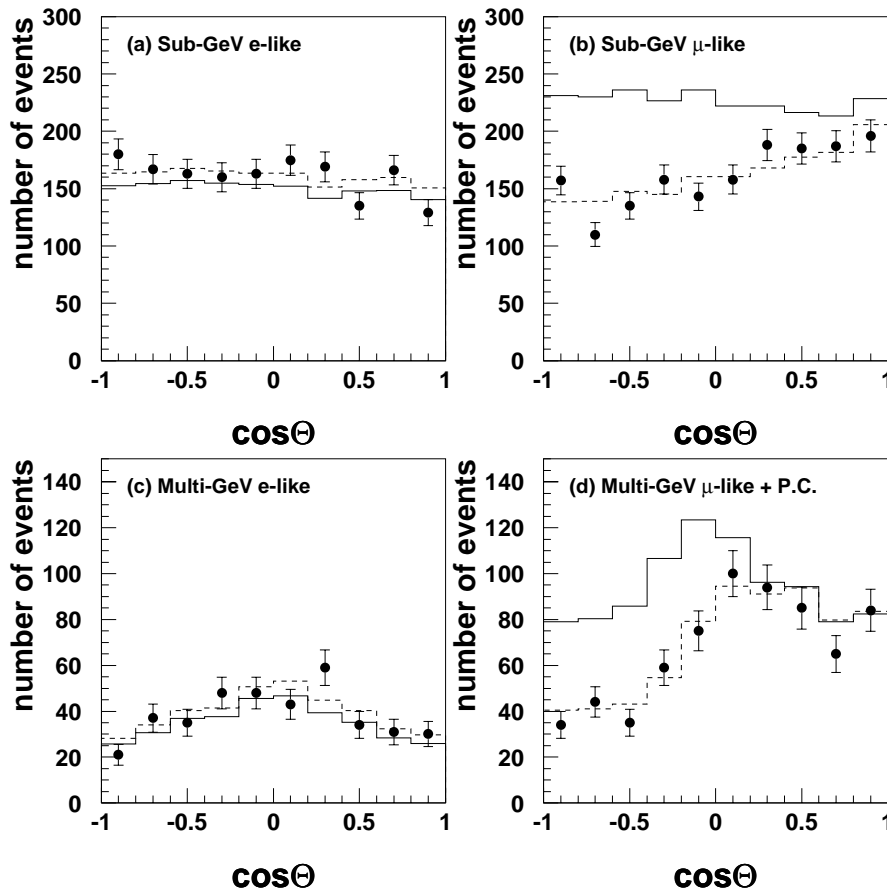


Figura 1.5: Risultati di Super-Kamiokande per la distribuzione zenitale dei neutrini elettronici e muonici. Nei due grafici in alto sono mostrate le distribuzioni per neutrini con energia inferiore ad 1.33 GeV, mentre in quelli in basso sono mostrate le distribuzioni per neutrini di energia superiore. Le linee continue rappresentano le previsioni teoriche in assenza di oscillazioni; le linee tratteggiate sono i risultati dei fit nell'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \longleftrightarrow \nu_\tau$ [13].

zazione delle sezioni d'urto è quello realizzato da un gruppo di fisici del Bartol Research Institute (gruppo di Bartol) in cui spicca il nome di Thomas K. Gaisser [7]. Poiché la produzione di neutrini muonici è strettamente legata alla produzione di muoni, i calcoli per i neutrini portano ad immediate previsioni anche per i flussi di muoni in funzione della profondità in atmosfera, come mostrato in figura 1.6. Si può notare che i calcoli teorici non sono completamente in accordo con i valori sperimentali. Parametrizzazioni diverse nell'effettuare i calcoli teorici possono dare luogo a diverse interpretazioni

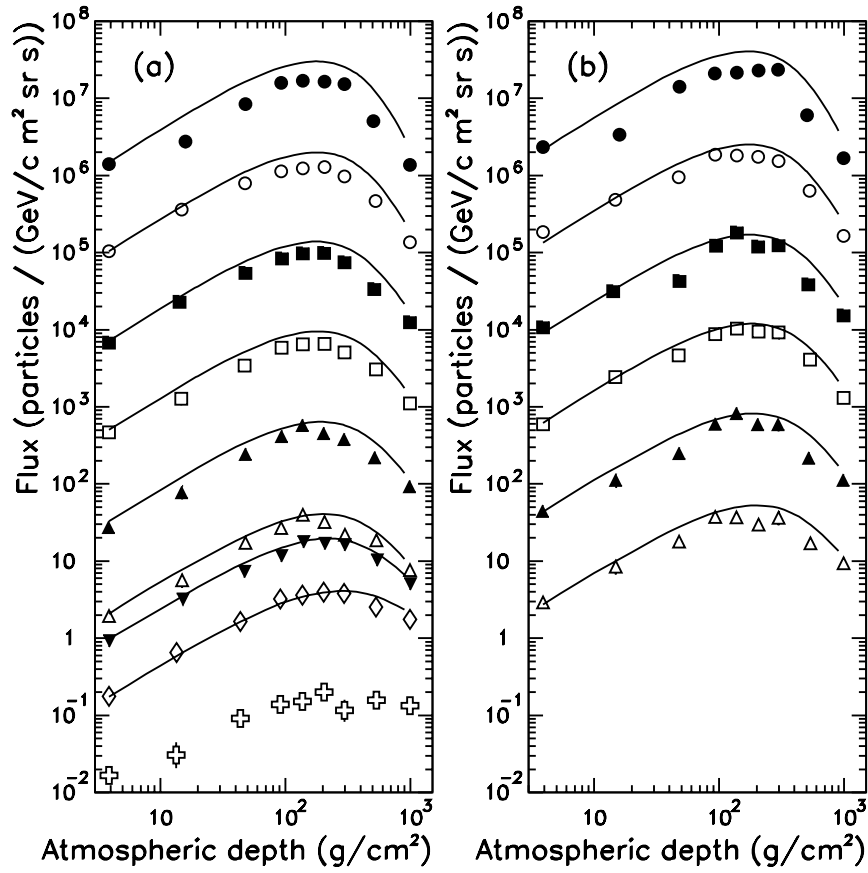


Figura 1.6: Confronti tra i flussi di μ^+ (a) e μ^- (b) in funzione della profondità in atmosfera calcolati dal gruppo di Bartol e i risultati sperimentali [19].

delle misure che si ottengono nei vari esperimenti sui neutrini. Precise misure dei flussi di raggi cosmici a terra o in quota costituiscono quindi un controllo della bontà di questi calcoli e sono necessarie per la verifica delle parametrizzazioni scelte nei calcoli. L'incertezza sui calcoli teorici dei flussi assoluti è attualmente stimata attorno al 20%, anche se, grazie a cancellazioni parziali, l'incertezza sul calcolo del rapporto N_μ/N_e risulta dell'ordine del 5% [12]. È quindi utile realizzare delle precise misure dei flussi di raggi cosmici a terra, per ottenere una maggiore affidabilità dei risultati teorici per i flussi di neutrini e per poterli confrontare con i relativi risultati sperimentali.

La progettazione e lo sviluppo di un apparato per poter effettuare misure di precisione di flussi di raggi cosmici a terra in diverse posizioni e per diversi angoli di

incidenza rappresenta lo scopo di questa tesi, nella quale vengono anche presentati le prime misure effettuate preliminarmente nel corso del 2000.

Capitolo 2

Progettazione dell'apparato

La misura dello spettro di impulso e della distribuzione angolare dei Raggi Cosmici richiede la realizzazione di uno strumento che sia in grado di misurarne il modulo dell'impulso, di determinarne la direzione di provenienza e di individuarne la specie. Il metodo più diffuso per misurare l'impulso delle particelle e il segno della loro carica consiste nell'uso di uno Spettrometro Magnetico, tramite il quale si è in grado di ricostruire la traiettoria di una particella in un campo magnetico. Una volta che sia noto il valore assoluto della sua carica, attraverso la ricostruzione si riesce a determinare l'impulso, la direzione di arrivo e il segno della carica della particella tracciata. Questo non permette tuttavia di risalire alla massa o alla specie delle particelle rivelate. Per poter distinguere particelle diverse è perciò necessario che lo spettrometro sia affiancato da un altro tipo di rivelatore che fornisca le informazioni indispensabili per questo tipo di analisi. Due possibili soluzioni sono date dall'uso di un sistema di TOF (*Time Of Flight*) o di un calorimetro. Il primo fornisce una misura della velocità delle particelle che, una volta noto l'impulso, permette di risalire alla loro massa; il secondo consente invece direttamente di distinguere tra i vari tipi di particelle, sulla base delle caratteristiche delle loro interazioni all'interno del calorimetro stesso. Lo scopo di questa tesi è comunque la messa a punto del solo sistema magnetico tracciante e il metodo per l'identificazione dei Raggi Cosmici è dunque lasciato come un ulteriore futuro sviluppo

dell'apparato.

2.1 Richieste sperimentali

In base alle osservazioni brevemente discusse nel capitolo 1, il gruppo di lavoro di Firenze, responsabile del sistema tracciante dell'esperimento **PAMELA**¹, ha progettato la realizzazione di un apparato sperimentale, **ADAMO**², facilmente trasportabile, per rendere possibile la misura di Raggi Cosmici a terra a vari angoli e in diverse località. Questo potrebbe ad esempio permettere di effettuare misure del flusso di muoni nelle località in cui sono in corso esperimenti sui neutrini atmosferici, risultando utile per la verifica dei calcoli teorici dei flussi di neutrini. L'esperimento Super-Kamiokande ha misurato un flusso di neutrini atmosferici la cui energia è compresa tra 100 MeV e 10 GeV, con una grande frazione di eventi contenuti in un intorno di 2 GeV [18]. È dunque importante studiare l'apparato in modo da avere delle misure precise di muoni in un intervallo utile per lo studio dei neutrini rivelati. Da considerazioni cinematiche sul decadimento di pioni e caoni si trova che i muoni più interessanti da studiare per avere informazioni su neutrini di energia E_ν sono quelli creati con energia $E_\mu \sim 2E_\nu$ e quindi con energia indicativamente contenuta nell'intervallo $200 \text{ MeV} \div 20 \text{ GeV}$. Le richieste a cui il rivelatore in questione deve soddisfare sono dunque le seguenti:

1. l'apparato deve essere dotato di un sistema magnetico e di un sistema di rivelatori di posizione (*tracker*): questi due sistemi costituiscono quello che viene comunemente chiamato *spettrometro magnetico*; inoltre l'apparato deve essere collegato ad un sistema di *trigger* che fornisca il segnale di inizio dell'acquisizione dei dati in corrispondenza del passaggio di particelle;

¹L'esperimento PAMELA [20, 21], della collaborazione WiZard, è un esperimento volto principalmente allo studio di antiparticelle nei Raggi Cosmici e alla misura dei loro flussi. L'apparato sperimentale, costituito da vari rivelatori tuttora in costruzione, verrà alloggiato all'interno di un satellite di fabbricazione russa e resterà su un'orbita polare per circa tre anni, a partire dall'anno 2002.

²*Altazimuthal Detector for Atmospheric Muons Observation*

2. la geometria del sistema, la risoluzione spaziale del *tracker* e l'intensità del campo magnetico devono essere tali da garantire un MDR³ superiore ai 20 GV/c ed una rigidità minima misurabile inferiore a 200 MV/c.
3. l'accettanza deve essere sufficientemente grande da permettere una statistica accettabile di eventi in un tempo di misura dell'ordine di alcuni giorni;
4. le dimensioni e la massa complessive devono essere relativamente piccole in modo che l'apparato possa essere facilmente trasportato;
5. infine, il sistema deve essere montato su una meccanica, altazimutale realizzata in materiale non ferromagnetico.

Nella progettazione dell'apparato ci si trova quindi a dover individuare un giusto compromesso tra queste varie esigenze, alcune delle quali in antitesi tra loro. Un punto di riferimento iniziale è la scelta del tipo di sistema magnetico da costruire. L'idea di fondo è quella di creare un apparato complessivamente simile a quello ideato per l'esperimento PAMELA, anche se di dimensioni ridotte. Il sistema magnetico progettato per PAMELA è costituito da un magnete permanente⁴ suddiviso in vari blocchi; questi sono assemblati in modo da ottenere una regione spaziale ben definita ad alto campo magnetico ed un basso flusso disperso all'esterno di questa regione. La stessa scelta viene dunque fatta per lo spettrometro di ADAMO. La necessità di avere un apparato complessivamente leggero comporta inequivocabilmente l'uso di un magnete dalle dimensioni ridotte. Il sistema magnetico è infatti la parte dello spettrometro che dà il maggiore contributo alla massa complessiva dell'apparato. Questa scelta limita però l'accettanza del rivelatore e, a parità di accettanza, l'intensità del campo magnetico,

³L'MDR (*Maximum Detectable Rigidity*) è definito come il limite superiore dell'intervallo di rigidità misurabile, in corrispondenza del quale l'errore di misura dovuto alla limitata risoluzione del rivelatore raggiunge il 100%. La rigidità di una particella, r , è definita come il rapporto tra il suo impulso e la sua carica ($r = p/q$).

⁴Il motivo di questa scelta risiede negli stringenti requisiti di massa e di consumo che l'apparato di PAMELA deve obbligatoriamente possedere per poter essere alloggiato sul satellite.

per i quali sarebbe più vantaggioso realizzare un sistema di grandi dimensioni. È comunque opportuno osservare che il dimensionamento dell'apparato non può prescindere dal tipo di rivelatori che verranno impiegati. I rivelatori di posizione che sono stati scelti per l'apparato in costruzione sono gli stessi che verranno utilizzati nell'esperimento PAMELA [20]. Ciascuna unità base di rivelazione è costituita da due sensori di silicio le cui dimensioni sono $5.33 \text{ cm} \times 7 \text{ cm} \times 300 \mu\text{m}$ e sulle cui facce sono realizzate delle impiantazioni a microstrisce per la lettura di due coordinate (vedi paragrafo 3.2.1). Lo scopo che vogliamo perseguire è quello di realizzare un sistema che presenti una cavità magnetica lungo la quale siano disposti almeno tre rivelatori al silicio (due alle estremità e uno al centro) per la determinazione dei punti di passaggio delle particelle cariche che l'attraversano. Viste le dimensioni dei sensori di silicio, se ci accontentiamo di sfruttare un solo sensore di ciascun rivelatore, è sufficiente che la cavità magnetica abbia una sezione di circa $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$. Questo è un compromesso accettabile, poiché la realizzazione di un sistema magnetico con una cavità che possa contenere un'intera unità base di rivelazione, costituita da due sensori, renderebbe più difficoltoso ottenere valori di campo magnetico dello stesso ordine di grandezza di quelli ottenibili con una cavità più stretta e porterebbe ad un sistema di notevoli dimensioni, di massa eccessiva ed esageratamente costoso. Supponendo che all'interno della cavità vi sia un campo medio di circa 0.4 T e che la risoluzione dei rivelatori al silicio sia di circa $5 \mu\text{m}$ nella direzione ortogonale al campo, vediamo quale deve essere la lunghezza della cavità per avere un MDR di circa 100 GV/c . La geometria dei rivelatori è mostrata in figura 2.1. Consideriamo il caso particolare della traccia curva riportata nella stessa figura. Innanzitutto l'equazione per la rigidità, r , di una particella di carica q che si muove perpendicolarmente ad un campo magnetico costante ed uniforme B (come nel caso di figura 2.1) è, nel Sistema Internazionale di unità di misura (SI):

$$r = B \cdot R \quad (2.1)$$

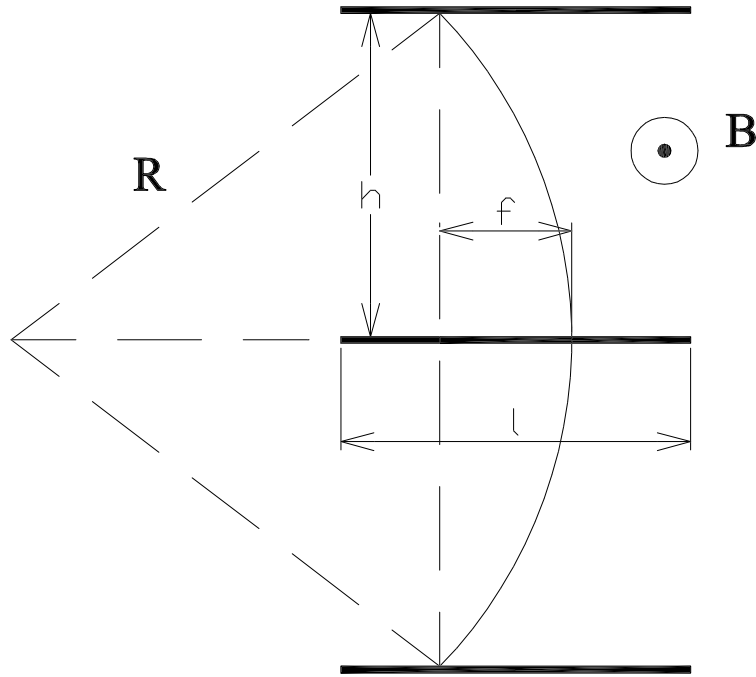


Figura 2.1: Rappresentazione schematica della geometria di un evento. La traccia curva rappresenta la traiettoria della particella carica; le tre linee spesse orizzontali, di lunghezza $l = 5.33$ cm, sono i tre rivelatori al silicio.

dove R è il raggio di curvature della traiettoria. La relazione tra il raggio di curvatura R , la freccia f , e la distanza tra due rivelatori adiacenti h può essere determinata geometricamente in base alla figura 2.1; si trova così:

$$\sqrt{R^2 - h^2} = R - f \quad \longrightarrow \quad R = \frac{f^2 + h^2}{2f} \quad (2.2)$$

Sostituendo nella 2.1 l'espressione 2.2 si trova:

$$r = B \frac{f^2 + h^2}{2f} = \frac{B}{2} \left[f + \frac{h^2}{f} \right] \quad (2.3)$$

Per avere una stima della rigidità massima misurabile con un errore relativo del 100% occorre valutare la grandezza $\Delta r/r$. Trascurando gli errori dovuti alla misura del

campo magnetico e della distanza tra i piani si trova:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{|f^2 - h^2|}{(f^2 + h^2)} \cdot \frac{\Delta f}{f} \quad (2.4)$$

Ad alti impulsi avremo $f \ll h$ per cui dalle equazioni 2.3 e 2.4 si ha:

$$r \simeq \frac{Bh^2}{2f} \quad , \quad \frac{\Delta r}{r} \simeq \frac{\Delta f}{f} \simeq \frac{2r\Delta f}{Bh^2}$$

Essendo $f = (x_1 + x_3)/2 - x_2$ (dove x è la coordinata sui piani e i numeri 1,2,3 indicano i tre piani dall'alto verso il basso) si ha:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta x \simeq 1.22 \times 5 \cdot 10^{-6} \text{ m} \simeq 6 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

dove Δx è la risoluzione spaziale dei rivelatori. Il valore di rigidità \hat{r} corrispondente all'MDR è quello per cui $\Delta \hat{r} / \hat{r} = 1$ da cui

$$\hat{r} = \frac{Bh^2}{2\Delta f} \quad (2.5)$$

Sostituendo i valori nell'equazione 2.5 e richiedendo che sia $\hat{r} = 100 \text{ GV/c}$ (MDR) si trova $h \simeq 10 \text{ cm}$. In base a questo risultato si è deciso di realizzare due blocchi magnetici alti 10 cm, ciascuno con una cavità di sezione $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$. In questo modo è possibile fissare i due blocchi ad una distanza di 1 cm e disporre due rivelatori agli estremi della cavità complessiva e uno al centro della cavità (tra i blocchi). Naturalmente il materiale magnetico dovrà essere alloggiato in una struttura meccanica in materiale non ferromagnetico. Ipotizzando per questa uno spessore di qualche centimetro, supporremo che i rivelatori posti ai due estremi della cavità distino da questa 4 cm. La distanza tra questi due rivelatori è perciò di 29 cm. Vediamo qual è l'ordine di grandezza della rigidità minima misurabile in questa configurazione, supponendo che il campo magne-

tico sia orientato ortogonalmente al lato corto dei sensori (5.33 cm), come illustrato in figura 2.1. La rigidità minima misurabile è quella per cui la freccia risulta la massima possibile. Nel nostro caso questo vuol dire avere una freccia pari alla larghezza del sensore di silicio, cioè 5.33 cm. Per determinare l'impulso relativo a questo caso è sufficiente usare l'equazione 2.2 con $f = 5.33$ cm e $h = 14.5$ cm. In base a considerazioni puramente geometriche si trova così una rigidità minima $r_{min} \sim 30$ MV/c.

2.2 Fattore geometrico e flusso atteso

Nella configurazione descritta precedentemente i sensori al silicio più esterni, delle dimensioni di $5.33 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$, distano tra loro 29 cm e la cavità magnetica, di sezione $6 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$, ha un'altezza di 21 cm. In realtà bisogna tener conto che l'interno della cavità dovrà essere rivestito da uno strato di alluminio che supponiamo dello spessore di 2 mm. Questo serve a proteggere la superficie del magnete e a garantire la tenuta meccanica dell'assemblaggio. La sezione utile della cavità si riduce così a $5.6 \text{ cm} \times 5.6 \text{ cm}$. La limitazione all'angolo solido individuato dal sistema (perfettamente allineato e centrato rispetto all'asse della cavità) è data dai sensori di silicio nella direzione definita dal loro lato corto e dalla cavità nell'altra direzione. La porzione dei sensori che dobbiamo selezionare per evitare le tracce delle particelle che in parte attraversano il materiale magnetico è dunque di $5.33 \text{ cm} \times 5.6 \text{ cm}$. Per avere un'idea del flusso di muoni che ci aspettiamo di rivelare, tenendo per ora presente soltanto l'accettanza geometrica, è opportuno definire il *Fattore Geometrico*, G , del rivelatore [22]. Consideriamo la figura 2.2 e definiamo un sistema di riferimento ortonormale centrato in un punto P_1 del rivelatore posto all'estremità inferiore della cavità; definiamo inoltre le sue coordinate sferiche (r, θ, ϕ) ; il flusso differenziale in impulso nel punto P_1 all'istante t dei muoni di impulso p , incidenti sul rivelatore con coordinate direzionali θ e ϕ è dato da

$$J(t, p, \theta, \phi) = \frac{d^4 N}{dt dp d\omega dS_{\perp}} \quad (2.6)$$

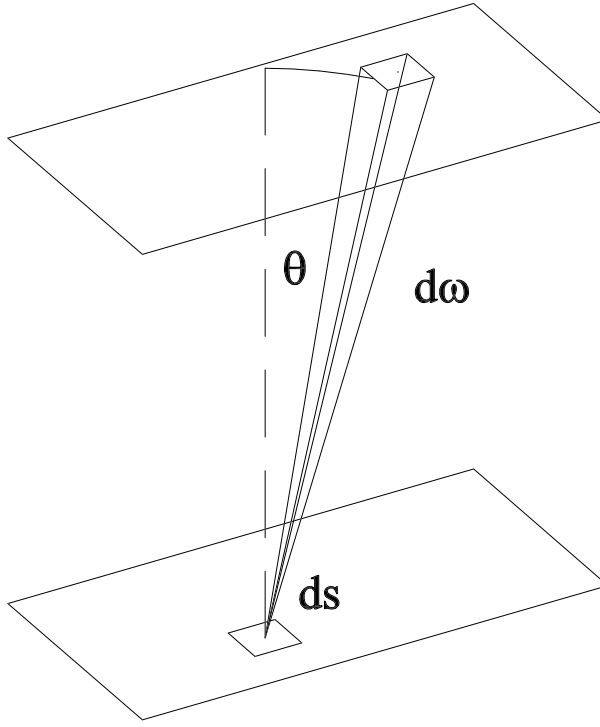


Figura 2.2: Schematizzazione delle porzioni dei due rivelatori al silicio che definiscono l'accettanza geometrica di ADAMO.

dove d^4N è il numero di particelle di impulso compreso fra p e $p + dp$ che attraversano la 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 numero di muoni che dunque passano nell'accettanza del rivelatore nell'intervallo di tempo finito Δt con impulso compreso nell'intervallo $\Delta p = (p_1, p_2)$ ed in assenza di campo magnetico (supponendo cioè traiettorie rettilinee) sarà dunque:

$$N(\Delta t, \Delta p) = \int_{\Omega} d\omega \int_S dS \int_0^{\Delta t} dt \int_{p_1}^{p_2} dp J(t, p, \theta, \phi) \cos \theta$$

dove l'integrazione è estesa sulla superficie S del rivelatore e sull'accettanza Ω sottesa dall'apparato. La presenza del termine $\cos \theta$ deriva dal fatto che $dS_\perp = dS \cos \theta$. Se supponiamo che il flusso di muoni sia uniforme e costante nel tempo, $J(t, p, \theta, \phi) \equiv J(p)$,

questa equazione può essere riscritta come

$$N(\Delta t, \Delta p) = \left[\int_{\Omega} d\omega \int_S dS \cos \theta \right] \cdot I_{\Delta p} \cdot \Delta t = G \cdot I_{\Delta p} \cdot \Delta t \quad (2.7)$$

dove $I_{\Delta p}$ è il flusso integrale nell'intervallo di impulso Δp dato da:

$$I_{\Delta p} = \int_{p_1}^{p_2} J(p) dp$$

e

$$\boxed{G = \int_{\Omega} d\omega \int_S dS \cos \theta} \quad (2.8)$$

è il Fattore Geometrico. Questa grandezza dipende solo dalla geometria dell'apparato e non dalle condizioni tipiche della misura. Nel caso particolare in cui la geometria sia definita da due superfici rettangolari come schematizzato in figura 2.2 (nel caso di ADAMO queste due superfici rappresentano i due rivelatori esterni al magnete) l'integrale 2.8 può essere integrato analiticamente. Il risultato dell'integrazione è riportato in [22]. Nel caso di ADAMO si trova un fattore geometrico $G = 1.043 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. È comunque opportuno precisare che, avendo a che fare con tracce curvate dall'azione del campo magnetico, il fattore geometrico dell'apparato ha una dipendenza non trascurabile dall'impulso delle particelle. Facendo uso degli algoritmi di ricostruzione delle tracce utilizzati per l'analisi dei dati (vedi il paragrafo 5.2.3), si può analizzare la dipendenza del fattore geometrico dall'impulso e calcolarlo in corrispondenza dei valori di impulso che ci interessano. Nell'algoritmo utilizzato per il calcolo di $G(p)$ viene fissato l'impulso p della particella e vengono fatti variare a passi discreti i suoi parametri all'ingresso del rivelatore (punto di impatto sul primo rivelatore e angoli direzionali in quel punto). Fissati questi parametri viene effettuata la ricostruzione della traccia. L'algoritmo calcola di volta in volta, usando la formula 2.8, il valore del contributo al fattore geometrico dovuto alla particolare configurazione individuata. Successivamente una variabile inizializzata a zero viene incrementata di questo stesso valore solo se la

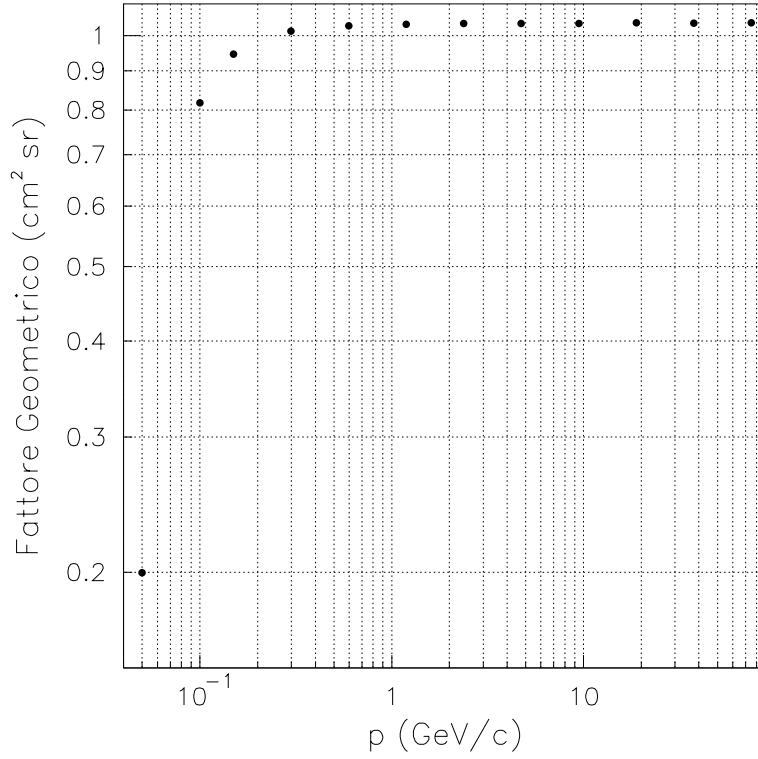


Figura 2.3: Dipendenza del Fattore Geometrico dello spettrometro magnetico dall'impulso delle particelle che vengono rivelate.

ricostruzione della traccia mostra che questa attraversa tutti e tre i rivelatori al silicio utilizzati. I risultati ottenuti sono riportati in figura 2.3.

Il calcolo di G riportato precedentemente per tracce dritte corrisponde dunque al fattore geometrico nel caso di particelle di alto impulso ($p > 1 \text{ GeV}/c$).

A questo punto, per calcolare il *rate* con cui ci aspettiamo di rivelare a terra muoni di impulso compreso nell'intervallo $\Delta p = (p_1, p_2)$ occorre avere una stima dei flussi. Questa stima può essere ricavata dai dati ottenuti in recenti esperimenti sui muoni atmosferici, come ad esempio l'esperimento CAPRICE94 [23]. Una funzione che viene normalmente usata per parametrizzare approssimativamente l'andamento del flusso di muoni a terra in funzione dell'impulso è la seguente:

$$\frac{J(p)}{(\text{m}^2 \text{ s sr GeV}/c)^{-1}} = A \cdot \left[\frac{p}{\text{GeV}/c} + B \right]^{-\alpha} \cdot \left(\frac{p}{\text{GeV}/c} \right)^{\alpha-\gamma} \quad (2.9)$$

Si osservi che per alti impulsi la funzione approssima una funzione di potenza con indice

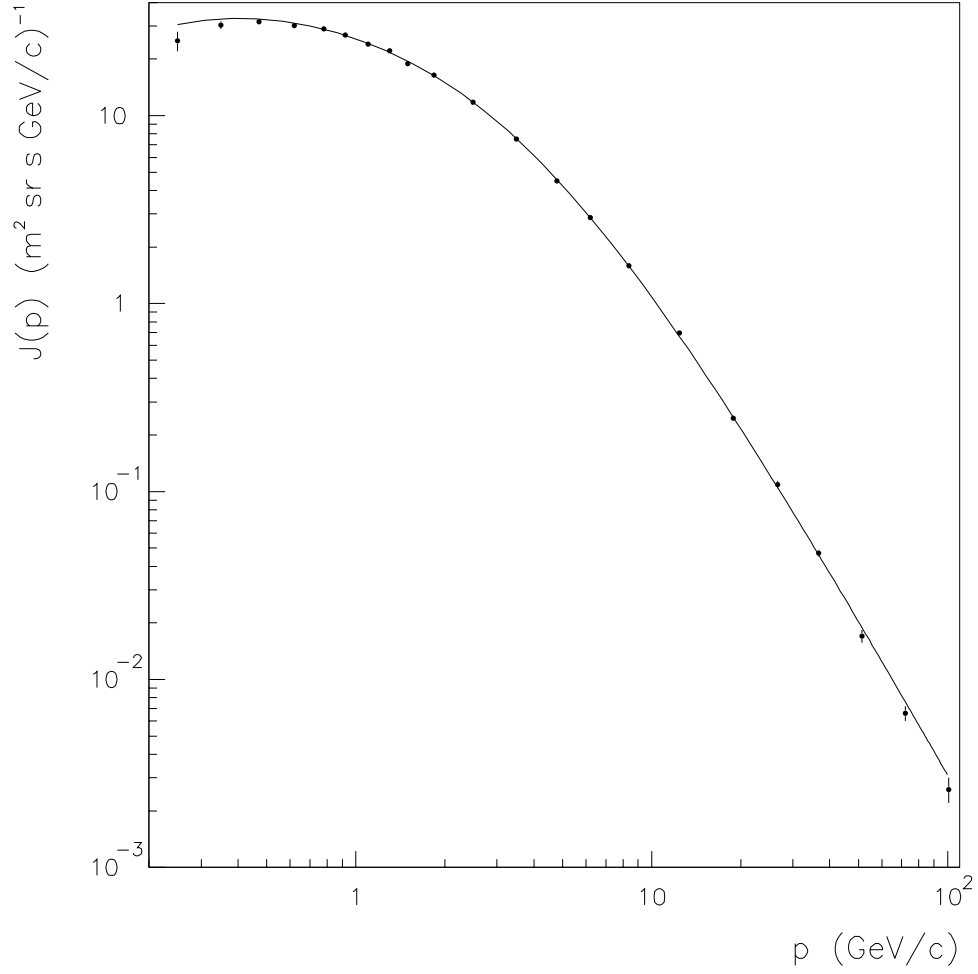


Figura 2.4: Flusso di muoni a terra misurato con l'esperimento CAPRICE94 [23] confrontato con la funzione di interpolazione 2.9.

spettrale $-\gamma$. Dal *fit* eseguito con questa funzione eseguito sui dati di CAPRICE94 relativi ai flussi di muoni verticali a terra si trovano i seguenti valori:

$$A = 1487 \pm 19$$

$$B = 2.49 \pm 0.04$$

$$\alpha = 3.259 \pm 0.022$$

$$\gamma = 2.823 \pm 0.016$$

Un grafico del *fit* è riportato in figura 2.4. Integrando la funzione 2.9 in intervalli di impulso limitati e moltiplicando i risultati per il fattore geometrico, supposto costante, e per $\Delta t = 86400$ s si ottiene, per ciascun intervallo di impulso definito, il numero di muoni attesi nell'accettazione dell'apparato in un giorno di presa dati, come mostrato nella tabella 2.1.

p_1 (GeV/c)	p_2 (GeV/c)	Muoni attesi in un giorno
0.010	0.024	1.6
0.024	0.049	3.7
0.049	0.098	9.7
0.098	0.195	23.9
0.195	0.39	54.0
0.39	0.78	106.2
0.78	1.56	164.3
1.56	3.12	184.5
3.12	6.25	143.4
6.25	12.5	79.0
12.5	25	33.2
25	50	11.7
50	100	3.7

Tabella 2.1: Numero di eventi attesi nell'accettazione del rivelatore in 24 ore di presa dati, nel caso di tracce dritte.

In questi calcoli, utili per avere un'idea del *rate* di eventi che possiamo aspettarci, ho utilizzato il valore del fattore geometrico ottenuto nel caso di tracce dritte, $G=1.043 \text{ cm}^2 \text{ sr}$.

Il *rate* medio complessivo nell'intervallo $10 \text{ MeV/c} \div 100 \text{ GeV/c}$ è di circa 820 eventi al giorno. Come si può vedere dalla tabella 2.1, per avere a disposizione almeno 50 eventi ad alto impulso, tra 50 GeV/c e 100 GeV/c , occorre effettuare misure per circa due settimane.

Questo vale, naturalmente, nel caso ideale in cui le efficienze degli scintillatori del sistema di *trigger* e quelle dei rivelatori siano unitarie. Nel caso reale i tempi necessari saranno tanto più grandi quanto più basse saranno le efficienze in gioco. La misura

delle efficienze sarà descritta nel capitolo 5.

2.3 Osservazioni

Le geometrie introdotte nei due paragrafi precedenti sono state scelte per soddisfare alle richieste 2. e 3. elencate nel paragrafo 2.1, richieste fondamentali per gli scopi che ci poniamo. Questo permette di selezionare l'intervallo di impulso che si vuol analizzare. I punti 4. e 5. evidenziati nel paragrafo 2.1, anche se importanti, sono in realtà meno stringenti e riguardano esclusivamente la praticità con cui lo strumento può essere maneggiato e trasportato. Il problema della massa e delle dimensioni dell'apparato è dunque posto in secondo piano rispetto al problema della definizione delle caratteristiche che selezionano la regione di impulso misurabile di interesse.

Una descrizione più approfondita dell'apparato sperimentale (formato da sistema magnetico, supporto di movimentazione, sistema di tracciamento e sistema di *trigger*), realizzato in base alle osservazioni fatte in questo capitolo e nel precedente, è trattata nel capitolo 3. Il rivestimento in alluminio per il sistema magnetico è stato progettato, in base alle stringenti richieste meccaniche per la tenuta dei materiali, dalla ditta che si è occupata dell'assemblaggio e del bloccaggio del materiale magnetico. Questo non è perciò descritto in questa tesi, sebbene un'idea della struttura sia evidente in figura 3.6.

Capitolo 3

Descrizione dell'apparato

3.1 Il sistema magnetico.

Il sistema magnetico utilizzato per curvare la traiettoria dei raggi cosmici carichi, per permettere la misura del loro impulso, è costituito da due blocchi magnetici uguali tra loro. Ciascun blocco è a sua volta assemblato a partire da quattro pezzi di materiale magnetico, uguali a due a due e a forma di parallelepipedo. Questi blocchetti sono disposti in modo da formare un blocco unico che presenta al suo centro una cavità profonda 10 cm, la cui sezione ha un'area di $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$. In realtà, per proteggere le pareti interne del magnete, nella cavità è inserito un rivestimento di 2 mm di alluminio e quindi la sezione della cavità si riduce a $5.6\text{ cm} \times 5.6\text{ cm}$. In figura 3.1 è riprodotta la struttura dei due blocchi magnetici principali e il modo in cui sono mutuamente disposti. I due blocchi sono tenuti ad una distanza di 1 cm l'uno dall'altro da una struttura meccanica in alluminio (non riportata in figura 3.1). In questo modo viene a crearsi una zona di accesso tra i due blocchi in modo da permettere di disporre uno dei rivelatori al silicio proprio nella zona centrale della cavità magnetica. Quattro grosse viti in ottone rendono inoltre possibile una variazione della distanza tra i due blocchi. La figura 3.2 riporta l'orientazione del vettore magnetizzazione all'interno dei singoli parallelepipedi di materiale magnetico che costituiscono ciascuno dei due blocchi. Due

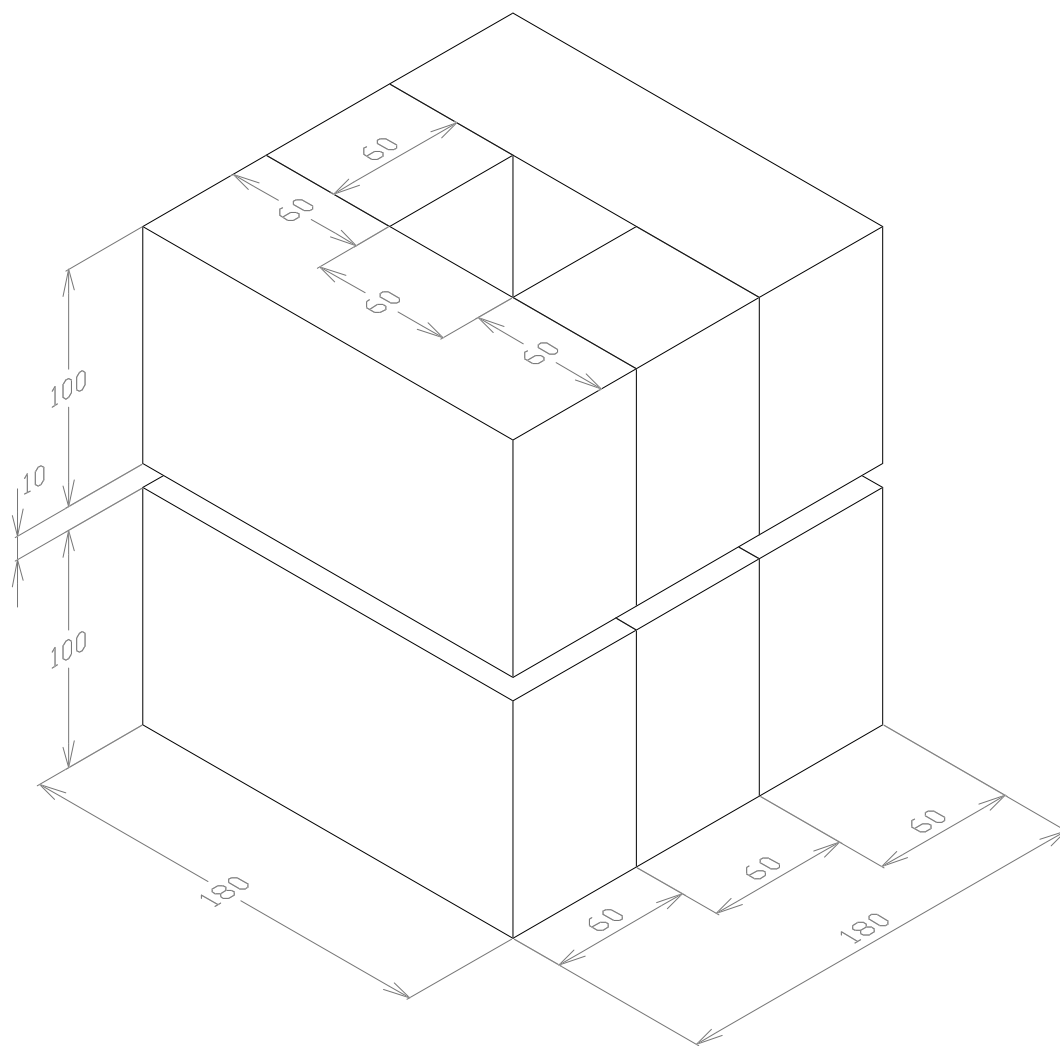


Figura 3.1: Struttura del sistema magnetico. Le misure riportate sono in millimetri.

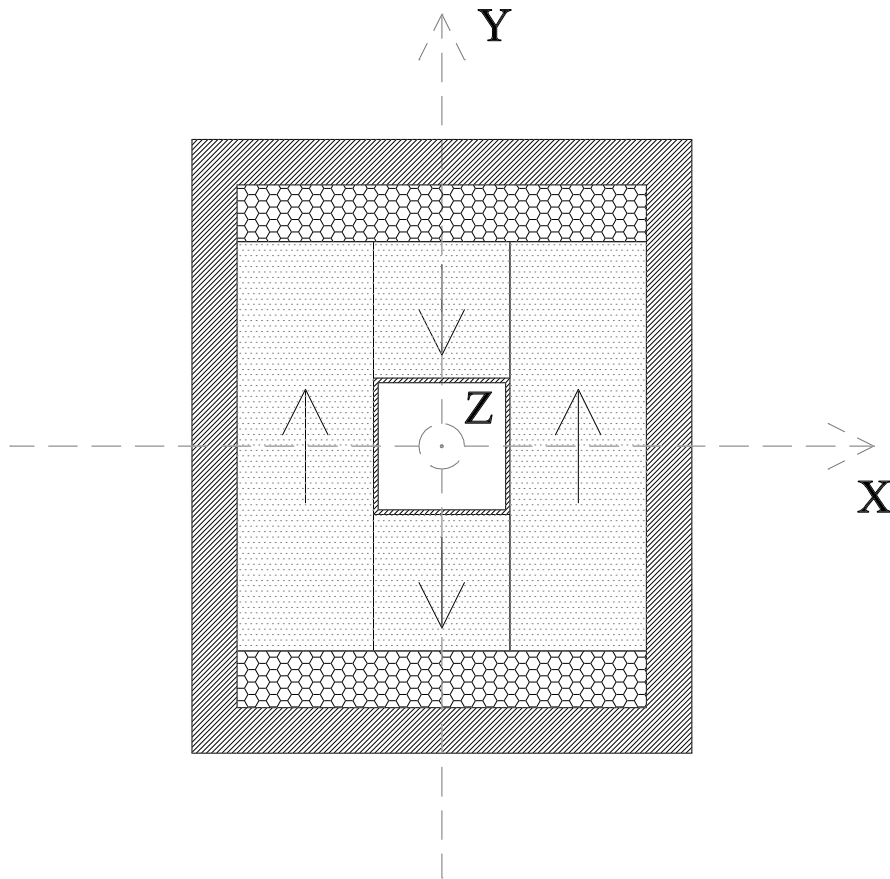


Figura 3.2: Magnetizzazione dei blocchi magnetici. Le zone con tratto obliquo rappresentano le parti in alluminio, quelle con trama esagonale i blocchi di ferro e infine quelle punteggiate il materiale magnetico. Le frecce indicano il verso del vettore magnetizzazione nei diversi blocchi magnetici.

blocchi di ferro sono assemblati insieme al materiale magnetico per richiudere le linee del campo magnetico e limitare il campo disperso. Questa disposizione consente di avere, all'interno della cavità magnetica, un campo di induzione magnetica molto intenso (circa $0.5\text{ T} \div 0.6\text{ T}$ al centro del sistema, diretto lungo la direzione y). I blocchi magnetici sono stati realizzati usando una lega NdFeB ad alta magnetizzazione residua, denominata Vacodym 335 HR. Nella documentazione fornita dalla ditta produttrice si trovano le caratteristiche del materiale utilizzato, riportate in tabella 3.1. La magnetizzazione residua rappresenta il valore residuo del campo di induzione magnetica all'interno del materiale in assenza di campo magnetico esterno.

Nome del materiale	Vacodym 335 HR
Temperatura di riferimento	27°C
Densità	7.54 g/cm ³
Magnetizzazione residua	1.299 T

Tabella 3.1: Proprietà fisiche del materiale con cui è stato realizzato il magnete permanente.

L'intera struttura sin ora descritta è fissata ad una piattaforma che permette l'orientazione spaziale del sistema ed un efficace bloccaggio. Per rendere possibile la coesistenza delle due parti ed avere nel complesso un oggetto non eccessivamente pesante, la piattaforma è interamente realizzata in alluminio (figura 3.3). Un blocco inferiore funge da base principale per tutto il resto dell'apparato. Su questo è imperniato un sistema analogo ad una montatura a forcina per telescopi ottici, costituito da una base e da due pareti laterali. La forcina, che come già detto è imperniata sulla base principale, può ruotare attorno all'asse del perno grazie ad un sistema di sferette metalliche che vengono tenute tra le facce di contatto delle due basi, alloggiare in una fresatura circolare praticata sulle due stesse facce. Sulle pareti laterali, alte 23 cm, vengono fissati due supporti in ghisa dotati di cuscinetto. I due cuscinetti sono tali che permettono l'alloggiamento di un albero del diametro di 20 mm e vengono utilizzati come sistema di rotazione del magnete attorno ad un asse orizzontale. Per fare questo, la struttura di assemblaggio del magnete è stata modificata e dotata di due pezzi a simmetria cilindrica (figura 3.4) che vi vengono fissati dopo essere stati inseriti in uno scasso circolare profondo cinque millimetri. Le altre estremità di questi pezzi hanno una forma cilindrica del diametro di 20 mm e vengono inserite nei cuscinetti. Per orientare il magnete in una direzione ben definita occorre fissarne l'angolo azimutale e quello zenitale. Per la lettura del primo ho disposto, solidalmente con la base principale, un goniometro stampato su carta, in modo che un'incisione praticata lateralmente sulla base della forcina permetta la misura degli spostamenti angolari attorno all'asse verticale; per il secondo ho invece fissato un usuale goniometro ad una

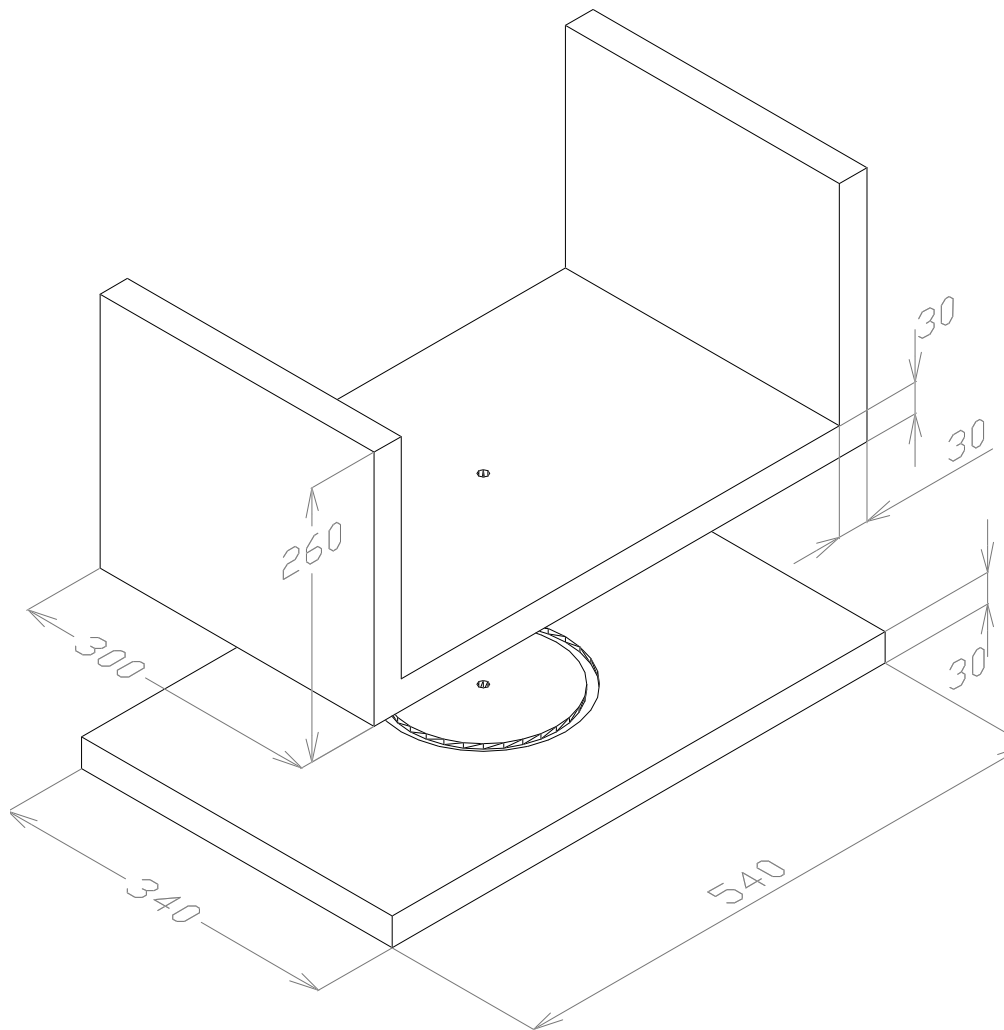


Figura 3.3: Piattaforma per la movimentazione azimutale del sistema magnetico. Le misure riportate sono in millimetri.

delle pareti della forcina, in modo da essere centrato rispetto all'albero di rotazione; l'indice corrispondente è situato sull'estremità dell'albero stesso. Naturalmente deve essere possibile bloccare entrambi i sistemi di rotazione, per poter effettuare misure ad angoli fissati. La rotazione azimutale viene bloccata avvitando il bullone che funge da perno della forcina (vedere la figura 3.3), mentre quella zenitale viene bloccata da un freno a pressione, solidale con una parete della forcina (figura 3.5).

La struttura finale del magnete montato sulla piattaforma è riportata in figura 3.6. È opportuno tener presente che la massa del materiale magnetico, compresa la struttura

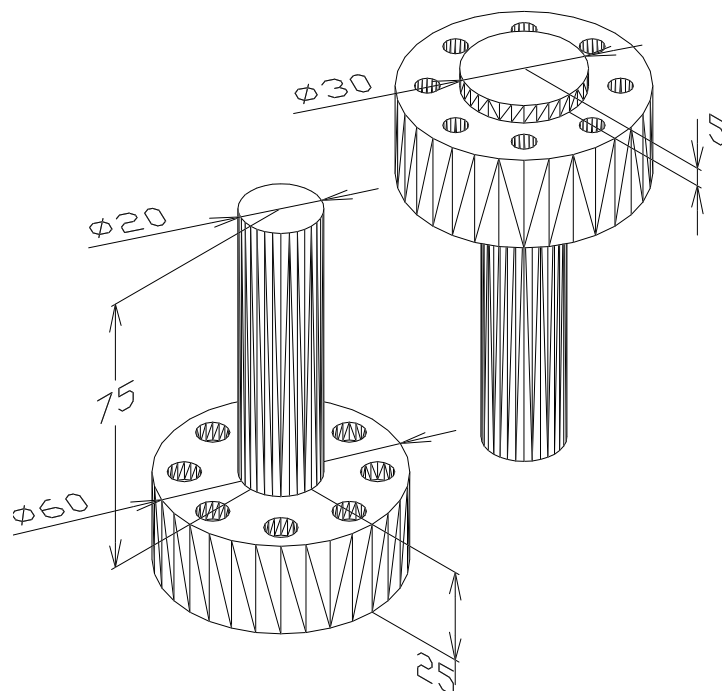


Figura 3.4: I due pezzi a simmetria cilindrica che realizzano l'asse di rotazione orizzontale (zenitale) per il magnete. Le misure sono in millimetri.

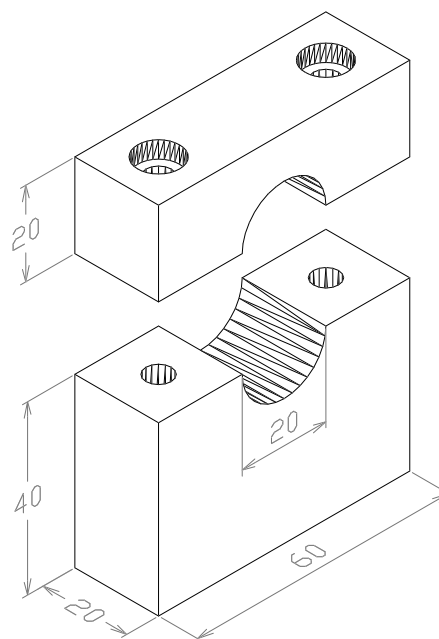


Figura 3.5: Sistema di bloccaggio per la rotazione zenitale del magnete. Le misure riportate sono in millimetri.

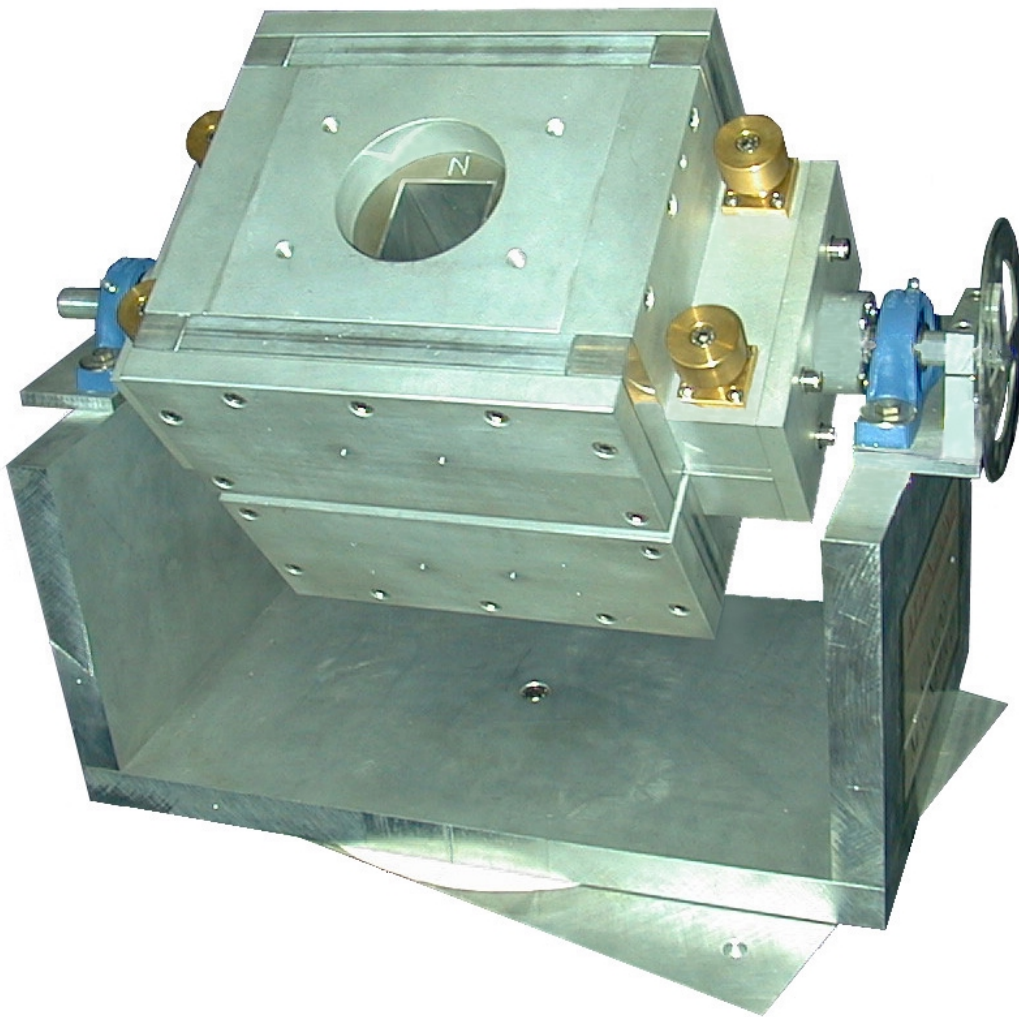


Figura 3.6: Fotografia del sistema magnetico alloggiato sulla piattaforma altazimutale.

meccanica di assemblaggio, è di circa 70 kg, mentre la massa della piattaforma è di circa 38 kg. Si ha così complessivamente un dispositivo la cui massa è di circa 108 kg.

3.2 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento è costituito da tre piani di rivelatori a microstrisce al silicio analoghi a quelli che verranno utilizzati per l'esperimento WiZard–PAMELA. Questo tipo di rivelatore basa il suo funzionamento sulle proprietà elettriche della giunzione

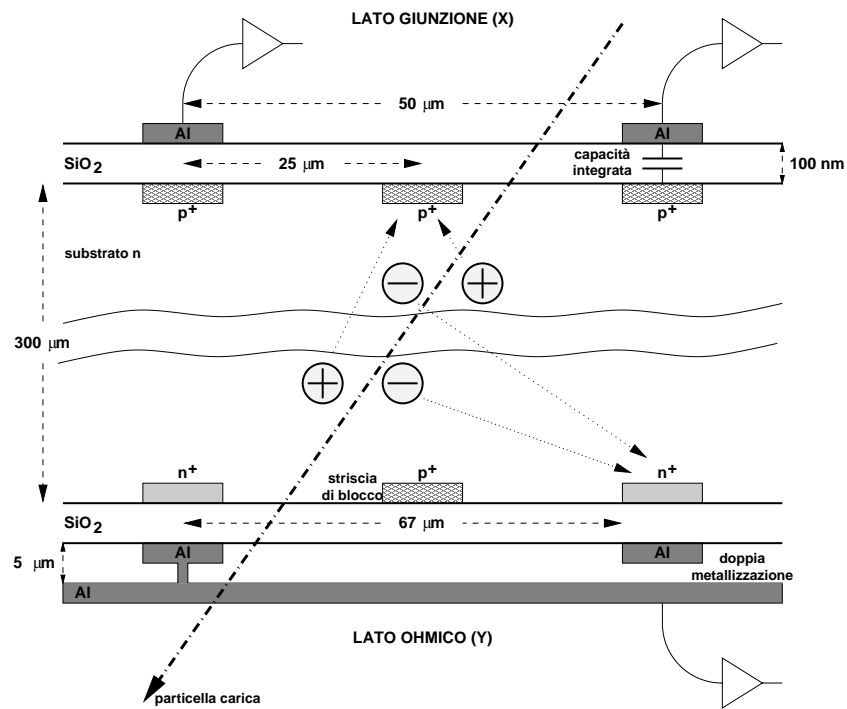


Figura 3.7: Schematizzazione dei rivelatori al silicio usati, i cui si vede la produzione di coppie elettrone-lacuna durante il passaggio di una particella carica attraverso lo strato di silicio.

$p-n$ contropolarizzata. L'applicazione di un'opportuna differenza di potenziale genera intorno alla giunzione una regione, detta "di svuotamento" o "di carica spaziale", che risulta svuotata dei portatori di carica maggioritari e nella quale è presente un campo elettrico quasi uniforme. Il passaggio di una particella ionizzante attraverso questa regione dà luogo alla produzione per ionizzazione di coppie elettrone-lacuna (vedi figura 3.7). Per dare una stima di questa quantità osserviamo che la perdita media di energia nel silicio da parte di particelle al minimo di ionizzazione risulta di circa 3.88 MeV/cm. In un rivelatore dello spessore di 300 μm (tale è lo spessore dei rivelatori che ho usato per le misure) attraversato da una particella al minimo di ionizzazione che vi incide perpendicolarmente, viene così rilasciata in media un'energia pari a $(3.88 \text{ MeV/cm}) \times (0.03 \text{ cm}) = 116 \text{ keV}$. Poiché l'energia media per la produzione di una coppia elettrone-lacuna nel silicio è di 3.6 eV, questo vuol dire che in media vengono prodotte $(116000/3.6) \simeq 32000$ coppie.

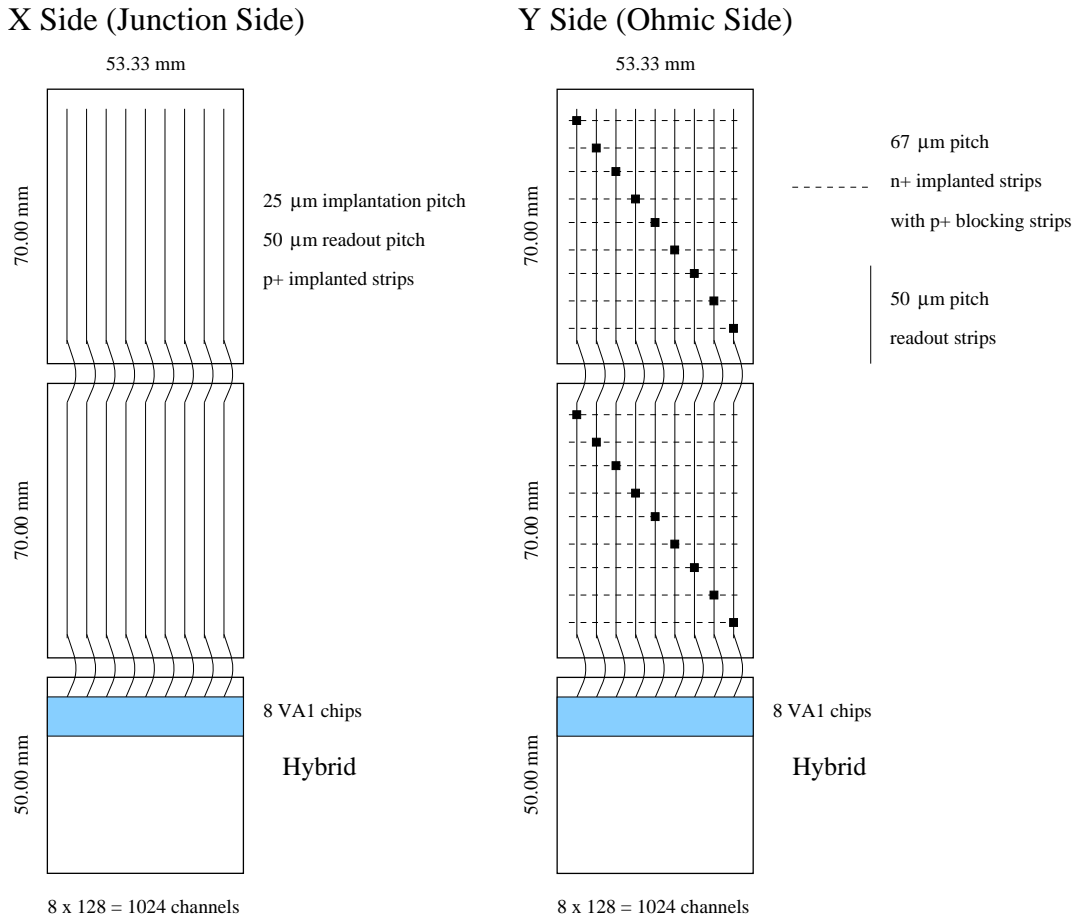


Figura 3.8: Schematizzazione della struttura di un *ladder*. La figura è presa da [20].

3.2.1 I rivelatori al silicio

Ciascuna delle tre unità base di rivelazione usate nelle presenti misure è costituita, come mostrato in figura 3.8, da due sensori di silicio [24] e da un substrato ceramico su cui è alloggiata l'elettronica di primo stadio (*ibrido*). La struttura complessiva di questa unità base costituisce quello che in gergo tecnico viene chiamato *ladder*. Le dimensioni dei sensori sono di $5.33\text{ cm} \times 7\text{ cm} \times 300\mu\text{m}$. Ogni sensore è realizzato a partire da un substrato di silicio di tipo n . Su ciascuna delle due facce più grandi sono state realizzate 1024 impiantazioni di materiale *accettore* o *donatore*, in modo da realizzare delle strisce di tipo p^+ su una faccia e di tipo n^+ sull'altra (vedi figura 3.7). Le strisce di tipo p^+ , che identificano la coordinata x (vedi la figura 3.2), sono disposte

perpendicolarmente al lato più corto del sensore, con un passo di $25\mu\text{m}$; le strisce di tipo n^+ impiantate sull'altra faccia, che identificano la coordinata y , sono disposte ortogonalmente alle prime e con un passo di $67\mu\text{m}$; in questo modo, al passaggio di una particella ionizzante vengono fornite contemporaneamente le informazioni su entrambe le coordinate (x, y) del punto di passaggio. In realtà le strisce n^+ non sono disposte consecutivamente; tra l'una e l'altra è stata impiantata una microstriscia di tipo p^+ , detta *strip di blocco*, che serve ad evitare che l'accumulo di elettroni all'interfaccia fra silicio e ossido di silicio, in prossimità della superficie della faccia, crei un canale di bassa impedenza tra tutte le microstrisce. Questo impedirebbe l'individuazione del punto di passaggio di una particella, in quanto la carica raccolta si distribuirebbe su molte strisce.

Su ciascuna delle due facce dei sensori è stato depositato un sottile spessore di ossido di silicio ($\sim 100\text{ nm}$). Sopra di questo, in corrispondenza delle sottostanti microstrisce impiantate, sono state realizzate delle microstrisce metalliche per poter prelevare il segnale (vedere la figura 3.7). Questa è una tecnica recente usata per integrare le capacità di disaccoppiamento direttamente sul sensore.

La disposizione delle microstrisce sulle due facce, così come è stata descritta, richiederebbe la presenza di elettronica di primo stadio su almeno due lati del sensore. Per evitare questa complicazione e poter concentrare l'elettronica da un solo lato, sulla faccia delle strisce n^+ è stata realizzata una doppia metallizzazione, come mostrato in figura 3.7. Questa consiste nella deposizione di uno spesso strato di ossido di silicio ($5\mu\text{m}$) al di sopra delle microstrisce metalliche già depositate e di 1024 nuove microstrisce metalliche ortogonali a queste. Ognuna delle strisce così realizzate è cortocircuitata a una striscia sottostante mediante un microcontatto (VIA) ottenuto attraverso un forellino praticato nell'ossido, come indicato schematicamente in figura 3.8. I sensori di silicio e l'*ibrido* sono incollati insieme in modo da formare un'unica struttura (il *ladder*) che ha una superficie di $5.33\text{ cm} \times 19.8\text{ cm}$. Inoltre, per garantire

la rigidità meccanica del rivelatore, sono state incollate due strisce di vetronite, delle dimensioni di $205\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ sui due lati lunghi del rivelatore. I contatti elettrici tra le microstrisce di un sensore e i canali dell'elettronica sul circuito *ibrido* sono garantiti da microsaldature dette *bonding*. Le microstrisce sul secondo sensore sono cortocircuitate a quelle sul primo sensore con lo stesso metodo. In questo modo le strisce corrispondenti dei due diversi sensori vengono lette sullo stesso canale di elettronica (vedere figura 3.8) e questo può dare una ambiguità sul lato y , in fase di analisi dati, nel riconoscimento dei sensori colpiti.

3.2.2 La meccanica per i rivelatori

Per poter disporre i rivelatori al silicio solidalmente con il magnete, è stato necessario realizzare una meccanica in alluminio che permettesse di posizionare i tre piani con precisione. Innanzitutto sono stati progettati tre contenitori in grado di alloggiare separatamente i tre rivelatori, con la possibilità di poterli fissare successivamente ad un unico supporto che fosse a sua volta bloccato sul magnete. Ciascuno dei tre contenitori è formato da una base e da un coperchio, come mostrato in figura 3.9. Entrambe le parti del contenitore sono state realizzate con tolleranze di qualche centesimo di millimetro. Le strisce di vetronite incollate ai silici trovano alloggiamento in apposite fresature realizzate sui due pezzi e sono le uniche parti che appoggiano sul contenitore. Si evita così ogni contatto tra il silicio o l'ibrido e le parti meccaniche. Poiché le fresature sono più lunghe delle strisce di vetronite, si sono disposti quattro grani metallici in modo da impedire lo scorrimento del rivelatore nel proprio alloggiamento. I segnali elettrici che arrivano esternamente sull'ibrido o che da questo vengono inviati alla successiva catena elettronica, viaggiano attraverso delle piste metalliche contenute in cavi piatti di *kapton* che collegano il rivelatore ad una scheda elettronica (si tratta della scheda che è responsabile della conversione analogico—digitale dei segnali delle microstrisce). Per permettere a questi cavi piatti di uscire dal contenitore, sono state

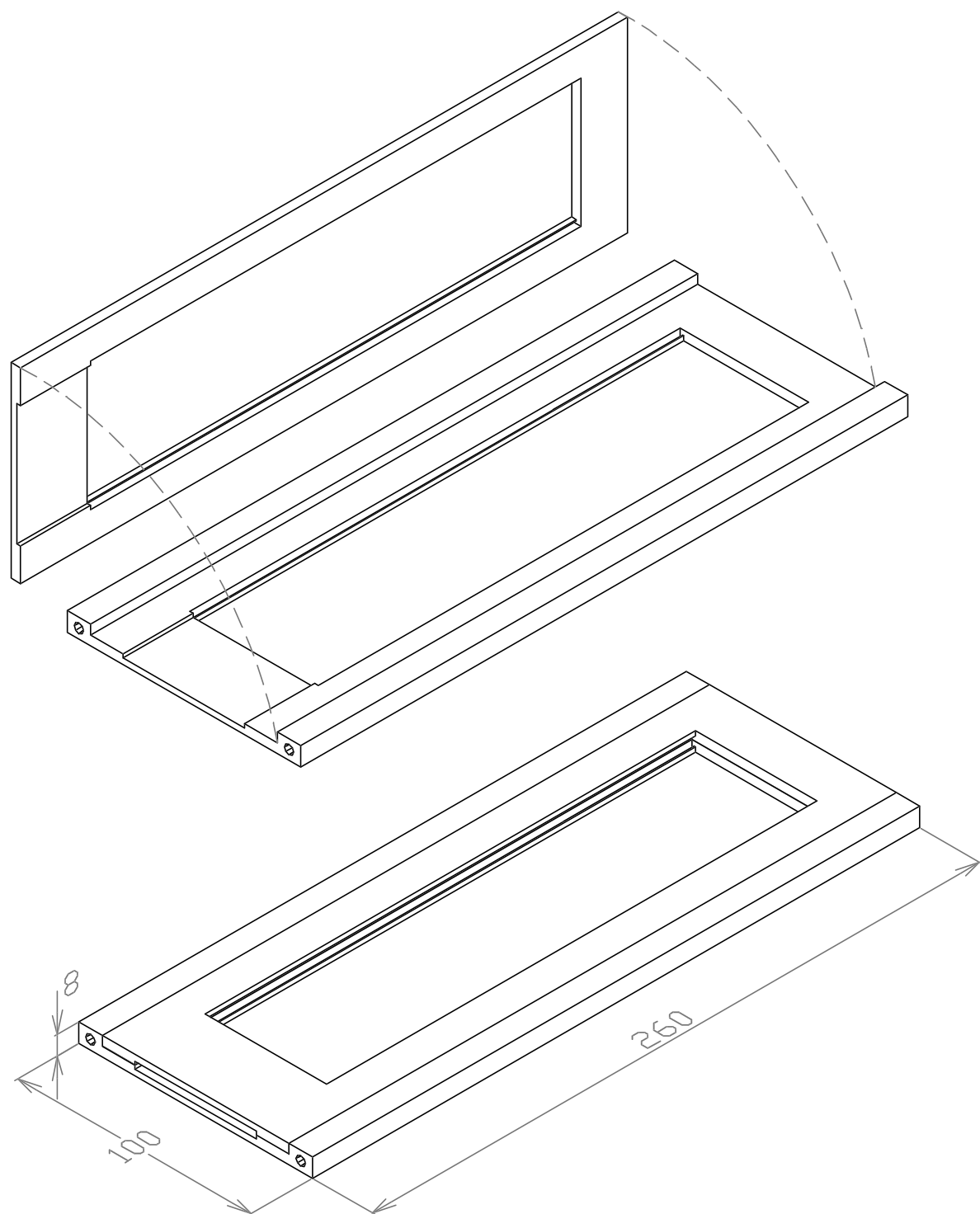


Figura 3.9: Contenitore in alluminio per l'alloggiamento di un rivelatore al silicio. Le misure riportate sono in millimetri.

effettuate due fresature sia sulla base che sul coperchio del contenitore in modo che, serrando tra loro le due parti, venga a formarsi una sottile finestra di dimensione opportuna. La lunghezza dei contenitori per i piani di silicio è stata valutata in modo che, fissandoli ad un supporto solidale con il magnete che descriverò nel seguito, il centro del sensore di silicio più vicino all'ibrido cada in prossimità dell'asse della cavità. Come si può osservare in figura 3.9, il contenitore è fatto in modo che la zona soprastante e quella sottostante al rivelatore restino scoperte, in modo da non frapporre materiale metallico tra le particelle in arrivo sul rivelatore e il rivelatore stesso. In questo modo si lascerebbe però il silicio completamente esposto alla luce, rendendolo inutilizzabile a causa della corrente di *leakage* che si verrebbe a creare. Si è quindi pensato di coprire queste zone mediante dei fogli di *mylar* alluminato in cui lo spessore di alluminio depositato è di circa $1.5\mu\text{m}$. Una volta inseriti i piani di silicio negli appositi contenitori è necessario avere a disposizione un supporto rigido che permetta di effettuare misure sia con i rivelatori montati sul magnete, sia al di fuori del magnete, per valutare il loro allineamento. È importante che tutta la struttura risulti estremamente stabile per evitare che nel momento del fissaggio sul magnete o nel momento di estrazione si abbiano spostamenti dei rivelatori. Il supporto che è stato costruito ha l'aspetto mostrato in figura 3.10. Quattro viti consentono di bloccare il supporto sul sistema magnetico. Il supporto è inoltre dotato di sette locazioni per la disposizione dei rivelatori descritti precedentemente. Poiché ho impiegato solamente tre rivelatori, ho sfruttato due di queste locazioni per realizzare un sistema di *trigger* costituito da due scintillatori che descriverò nel paragrafo 3.3. La struttura complessiva dei rivelatori e del loro supporto consente di disporre due rivelatori alle due estremità della cavità magnetica e un rivelatore tra i due blocchi magnetici, cioè nella zona centrale della cavità (figura 3.11).

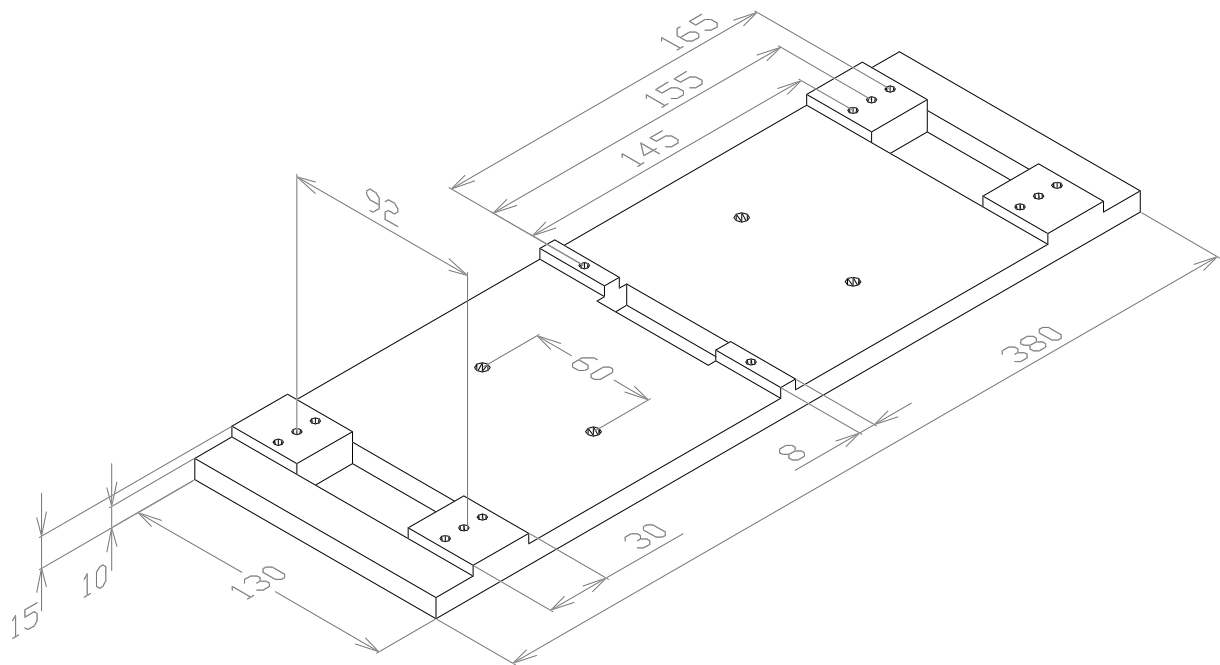


Figura 3.10: Supporto per il bloccaggio dei rivelatori e degli scintillatori sul magnete. Le misure riportate sono in millimetri.

3.2.3 L'elettronica per l'acquisizione dei dati

L'elettronica che si occupa della lettura e della trasmissione dei segnali dei rivelatori è derivata direttamente da quella sviluppata per l'esperimento PAMELA. Innanzitutto cercherò di dare un'idea generale dei vari blocchi di cui si compone. Successivamente descriverò più da vicino ciascuno di essi.

Lo schema generale è mostrato in figura 3.12, dove sono rappresentati tutti i blocchi fisici che costituiscono il sistema di acquisizione dei dati. Al passaggio di una particella nel rivelatore, un segnale di *trigger* (della cui formazione parlerò più in dettaglio nel paragrafo 3.3.2) viene ricevuto da una scheda che contiene un DSP, cioè un *Digital Signal Processor*. Il DSP è un dispositivo che serve alla memorizzazione e analisi dei dati prima del definitivo salvataggio su disco. Per svolgere queste funzioni necessita di un *software* che deve essergli inviato dall'esterno, nel nostro caso tramite un collegamento seriale con un calcolatore. Il DSP comunica con tutti gli altri dispositivi mediante

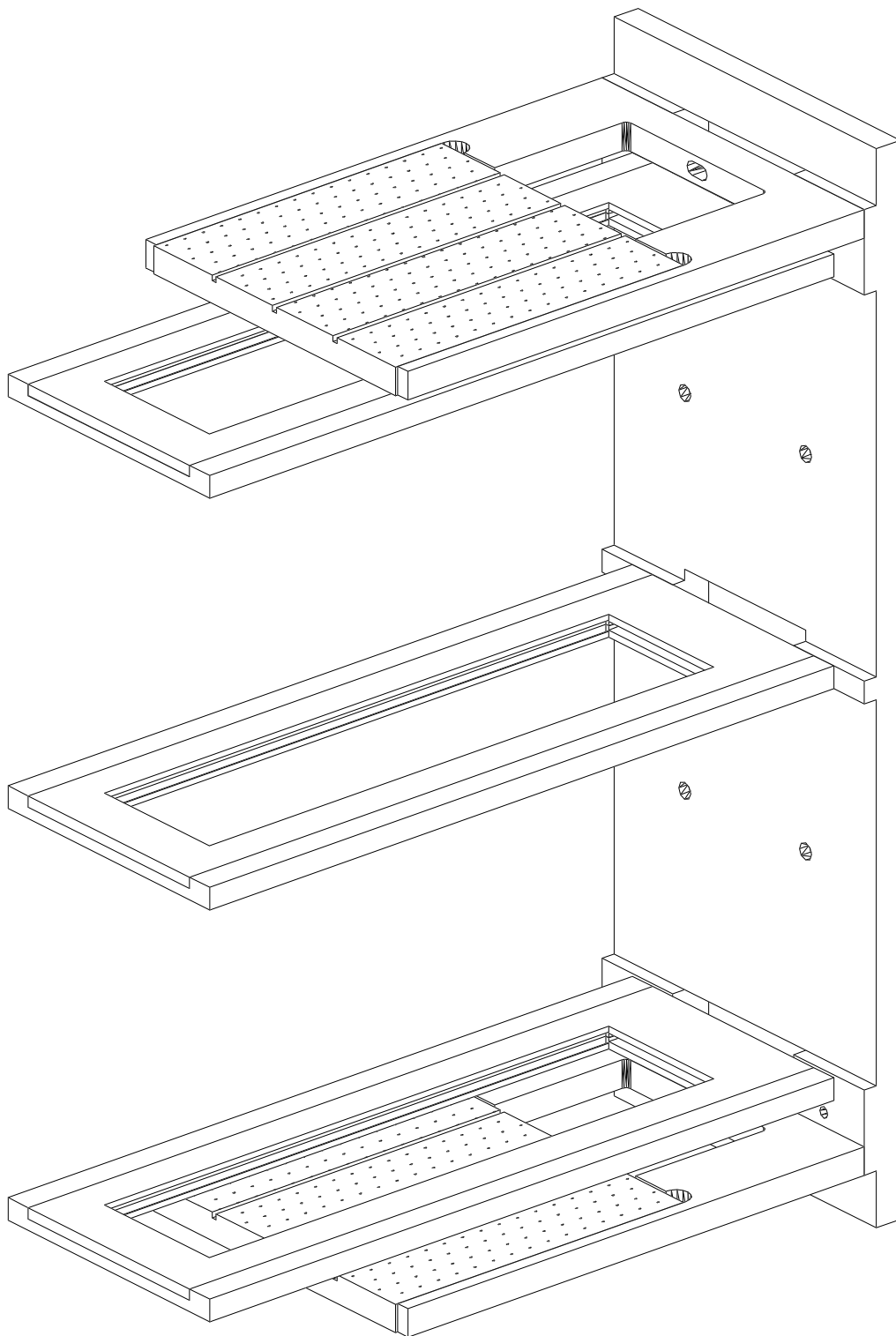


Figura 3.11: Supporto in alluminio su cui sono fissati i contenitori per i rivelatori al silicio. Il supporto permette di bloccare i rivelatori sul magnete. Nella figura sono anche riportati due scintillatori, descritti nel paragrafo 3.3.1.

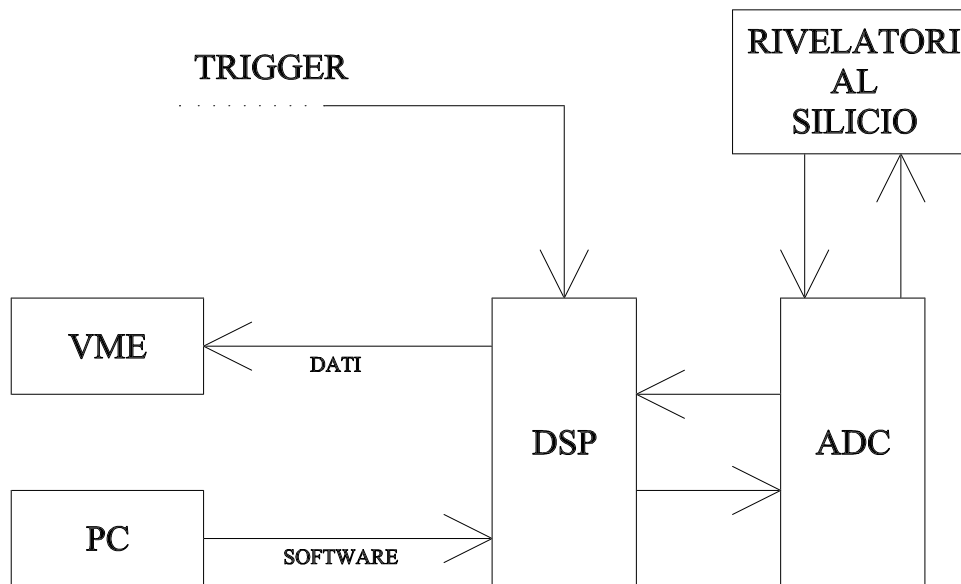


Figura 3.12: Schema generale che descrive il funzionamento dell'elettronica per la trasmissione dei segnali dei rivelatori.

un *chip* di logica programmabile PASIC (*Programmable Application-Specific Integrated Circuits*). Alla ricezione di un segnale di *trigger*, questo *chip* invia un flusso serializzato di comandi alla scheda dove è alloggiato l'ADC che si occupa della conversione dei segnali dei rivelatori. A questo punto, un *chip* di logica programmabile simile a quello sulla scheda del DSP, produce una serie di segnali che sono necessari all'elettronica di *front-end* e all'ADC, per la lettura e la conversione analogico-digitale dei dati dei rivelatori. Lo stesso *chip* riceve a sua volta i dati richiesti, convertiti dall'ADC a 12 bit, li serializza e li invia alla scheda del DSP, dove la logica PASIC li traduce in un formato opportuno per poi andare a scriverli nella memoria del DSP. A questo punto il DSP impacchetta opportunamente i bit dei dati in modo da avere tutte parole di 10 bit. Quindi li invia serialmente alla logica programmabile che li parallelizza di nuovo per mandarli attraverso un sistema di trasmissione seriale veloce, ad una scheda VME, che infine va a scriverli su disco rigido.

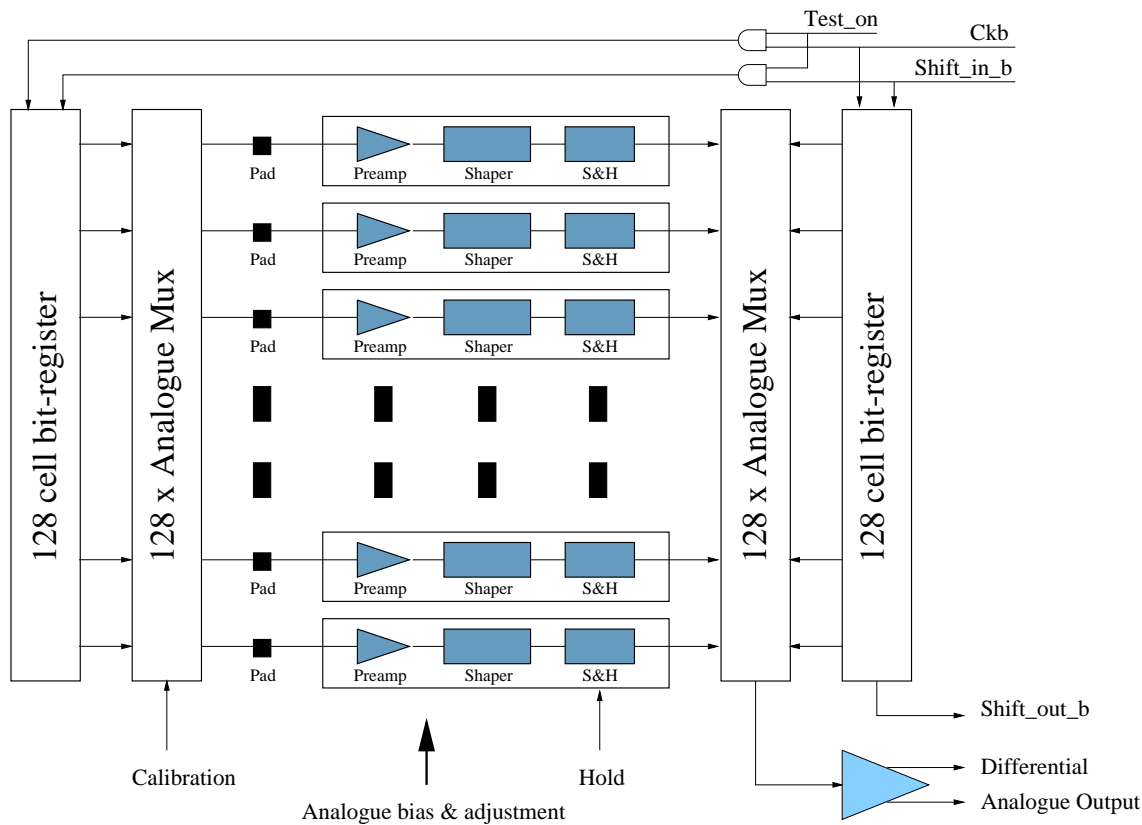


Figura 3.13: Schematizzazione del *chip* VA1. La figura è presa da [20].

L'elettronica di primo stadio: il *chip* VA1.

Prima di vedere come i dati vengono scritti e impacchettati nel DSP per poi essere inviati alla scheda VME, descriverò il funzionamento dell'elettronica di primo stadio, montata sul circuito ibrido, e dell'ADC che converte i segnali analogici in segnali digitali a 12 bit.

Ogni lato di un *ibrido* collegato con i rivelatori al silicio contiene otto *chip* VA1 [25, 26]. Come mostrato in figura 3.13, un *chip* VA1 dispone di 128 canali, ciascuno dei quali è costituito da un preamplificatore di carica, il cui ingresso è connesso ad una microstriscia del rivelatore, da un formatore e da un sistema di *SAMPLE AND HOLD*, la cui uscita è connessa ad uno dei 128 canali di ingresso di un *MULTIPLEXER* analogico.

Come ho già accennato, il VA1 ha bisogno di alcuni segnali digitali per poter effettuare

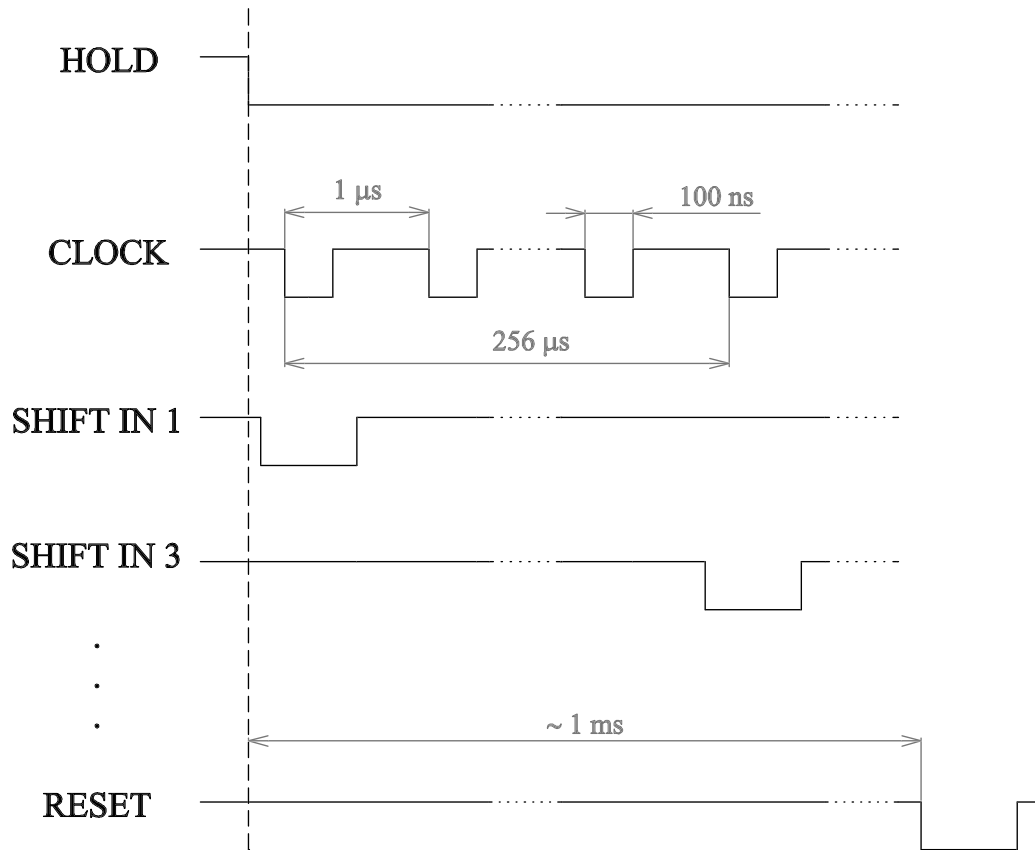


Figura 3.14: Segnali necessari per il controllo del *chip* VA1.

la scansione dei suoi 128 canali e presentare i segnali analogici prelevati dalle microstrisce, all'ingresso dell'ADC. Questi segnali vengono generati dalla logica PASIC sulla scheda dell'ADC e sono mostrati in figura 3.14.

Il segnale di *HOLD* serve a congelare tutte le uscite dei circuiti di *SAMPLE AND HOLD* mediante l'apertura degli *switch* che vi sono contenuti. Essendo il tempo di formazione del segnale di $1\ \mu\text{s}$, il segnale di *HOLD* deve essere mandato ai VA1 circa $1\ \mu\text{s}$ dopo il passaggio della particella. Il segnale di *SHIFT IN* genera all'interno del VA1 un segnale di abilitazione che viene ricevuto da uno *SHIFT REGISTER*, il quale collega il primo canale all'uscita del *MULTIPLEXER*, che viene poi analizzata dall'ADC. A questo punto, ad ogni colpo del *CLOCK* (che ha un periodo di $1\ \mu\text{s}$), lo

SHIFT REGISTER collega l'uscita del *MULTIPLEXER* ai vari canali, in successione. Dopo l'abilitazione dell'ultimo canale del VA1 lo *SHIFT REGISTER* invia un segnale denominato *SHIFT OUT* che viene preso come segnale di *SHIFT IN* dal secondo VA1. Quando anche il secondo VA1 ha terminato il ciclo di lettura, il nuovo *SHIFT OUT* non viene utilizzato e il terzo VA1 entra in funzione soltanto all'arrivo del secondo segnale di *SHIFT IN* generato dalla logica PASIC. Questo serve a impedire che la rottura di uno degli otto VA1 blocchi tutti gli altri.

Alla fine della lettura di tutti i 1024 canali arriva un segnale di *RESET* che riporta i VA1 alle condizioni iniziali, disabilitando altre letture fino all'arrivo di un nuovo segnale di *trigger*.

Funzionamento dell'ADC.

Le uscite dei *chip* VA1 sono delle uscite analogiche differenziali (vedi 3.13). Poiché su ciascuna faccia dell'ibrido sono presenti otto *chip* VA1, sarebbe necessario utilizzare otto linee differenziali per collegare queste uscite all'elettronica di lettura. Per evitare di complicare eccessivamente la struttura dell'ibrido e delle schede di elettronica si è preferito fare in modo che i VA1 abbiano a due a due le uscite collegate tra di loro, in modo da avere un'unica uscita differenziale per ogni coppia di VA1, collegata alla scheda dell'ADC, dove i segnali vengono ricostruiti, amplificati e, successivamente inviati in ingresso ad un *MULTIPLEXER* a quattro canali che viene comandato dai segnali di *SHIFT IN* (figura 3.15)¹. La scelta di collegare le uscite dei VA1 a due a due e non tutte insieme serve ad evitare che il cattivo funzionamento di un VA1 vada a compromettere il funzionamento di tutti gli altri; in questo modo si perdono al massimo due VA1 per ogni VA1 non funzionante, e questo è un compromesso accettabile. Le quattro uscite del *MULTIPLEXER* vengono sommate, amplificate e mandate all'ingresso dell'ADC. Questo è pilotato da alcuni segnali generati dalla logica PASIC, che sono mostrati,

¹Le uscite del *multiplexer* non abilitate vanno in uno stato ad alta impedenza.

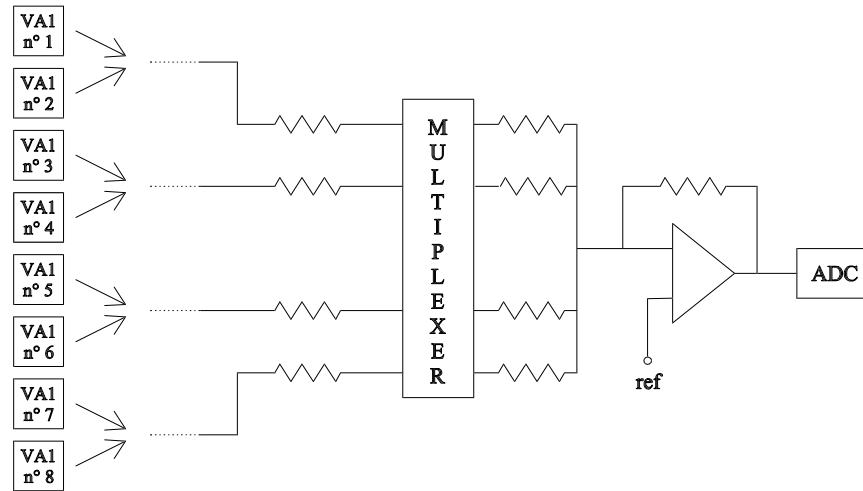


Figura 3.15: Schematizzazione del circuito utilizzato per la lettura delle uscite dei *chip* VA1.

insieme ad una schematizzazione del segnale analogico da convertire, in figura 3.16. All'arrivo del segnale di *SHIFT IN 1*, il primo VA1 sull'ibrido comincia la scansione di tutti i suoi canali con il periodo datogli dal segnale di *CLOCK* ($1 \mu s$). L'ADC riceve un segnale di *CONVERSIONE* circa 900 ns dopo l'abilitazione di un canale del VA1, in modo che il segnale sul suo ingresso analogico abbia modo di stabilizzarsi. Sul segnale di *CONVERSIONE* l'ADC campiona il segnale analogico in ingresso e sfrutta i 14 colpi successivi di un segnale di *CLOCK* con periodo di 50 ns che gli arriva dalla logica PASIC, per effettuarne la conversione. La conversione avviene per approssimazioni successive. L'ADC usa due livelli noti di tensione per il confronto con il segnale in ingresso. Il livello alto corrisponde a dodici *bit* impostati a "1", mentre quello basso corrisponde a dodici *bit* impostati a "0". Al primo colpo di *CLOCK*, l'ADC suddivide in due parti uguali l'intervallo di tensioni definito dai due livelli noti e valuta in quale dei due sottointervalli è contenuto il segnale da convertire. Se il valore in tensione del segnale è contenuto nel sottointervallo superiore il *bit* più significativo viene impostato a "1", altrimenti a "0". Al secondo colpo di *CLOCK* l'intervallo che contiene il valore

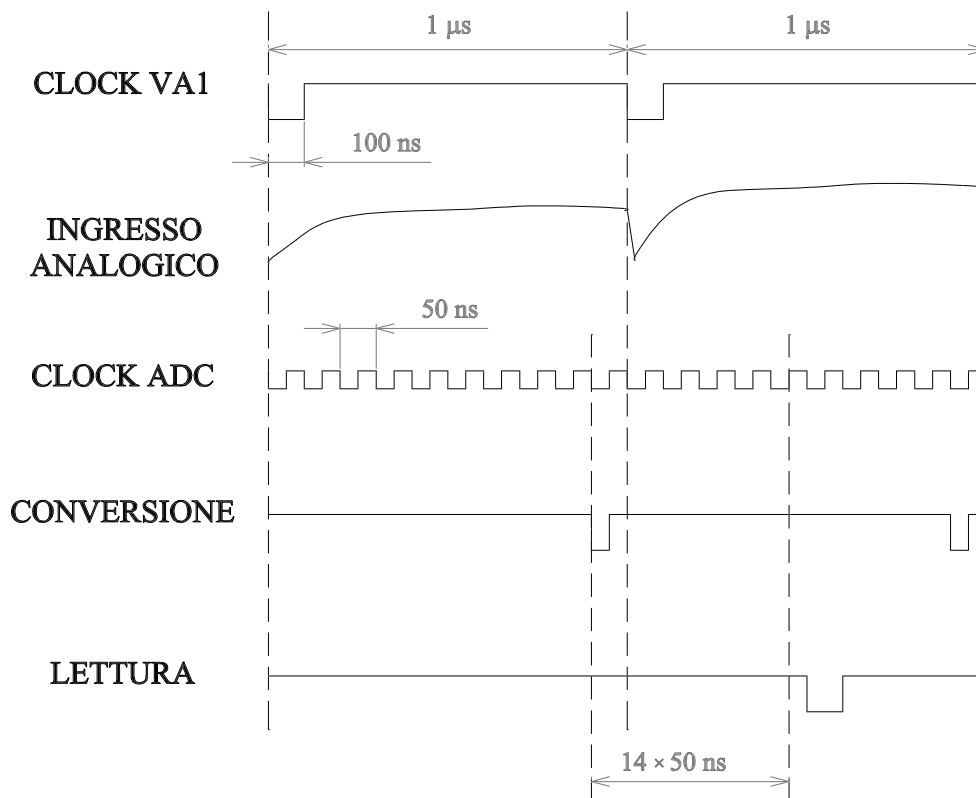


Figura 3.16: Segnali necessari per il pilotaggio dell'ADC.

del segnale viene suddiviso ancora in due parti e l'ADC procede con un nuovo confronto, definendo il valore di un nuovo *bit*. Tutto procede fino all'esaurimento dei *bit*, cioè per 12 colpi di *CLOCK*, mentre gli ultimi due colpi sono richiesti per il controllo della logica di conversione. Dopo aver effettuato la conversione, l'ADC riceve un segnale di *LETTURA* che lo forza a presentare in uscita, verso la logica PASIC, il risultato (12 *bit* paralleli).

Comunicazione tra ADC e DSP e lettura dei dati.

Innanzitutto voglio precisare che ogni scheda del DSP è costruita in modo da poter comunicare con tre schede di ADC. Poiché ogni scheda di ADC legge un'unica vista di un rivelatore, il sistema complessivo consta di sei schede di ADC e di due schede

di DSP. Una di queste ultime è utilizzata per la lettura delle tre viste x dei rivelatori, mentre l'altra per la lettura delle viste y . È importante osservare che, mentre le microstrisce sulle viste x sono tenute al potenziale di massa, quelle sulle viste y sono tenute ad un potenziale di contropolarizzazione positivo compreso tra 70 V e 80 V. I segnali sulle viste y sono quindi riferiti a questa tensione, e così lo è tutta l'elettronica sulle schede degli ADC corrispondenti, per evitare di applicare la tensione di svuotamento sui condensatori di disaccoppiamento integrati sui rivelatori. Sorge dunque la necessità di un sistema di disaccoppiamento (che è stato realizzato in maniera capacitiva) tra queste schede e la scheda del DSP con la quale comunicano.

Lo schema dettagliato del sistema di acquisizione dei dati è mostrato in figura 3.17, dove, per semplicità, si tiene in considerazione una sola scheda di DSP e una di ADC. La prima operazione da effettuare affinché il sistema sia in grado di acquisire i dati è il caricamento di un *software* nella *program memory* del DSP. Questo serve per prepararlo alla gestione degli *interrupt* che verranno ricevuti durante il processo di acquisizione e per il trattamento dei dati.

Il segnale di *trigger*, che identifica il passaggio di una particella nel rivelatore, viene ricevuto dal DSP e dalla logica con cui il DSP comunica. Il flusso di dati che viene successivamente prodotto da questa logica, che deve generare la sequenza di lettura delle microstrisce del rivelatore, giunge sulla scheda dell'ADC tramite una linea seriale differenziale. Poiché l'elettronica sulla scheda del DSP e quella sulla scheda dell'ADC sono riferite a due masse diverse, sulla linea differenziale che le mette in comunicazione viene effettuato un disaccoppiamento capacitivo. Occorre perciò stabilire un protocollo di trasmissione di segnali che garantisca media nulla e tempi caratteristici tra le transizioni molto inferiori alle costanti di tempo in gioco; questo serve per evitare che le capacità di disaccoppiamento si carichino, impedendo la corretta trasmissione dei segnali logici. La codifica utilizzata in questa trasmissione è quella di *MANCHESTER* (figura 3.18). Questa è tale che l'assenza di transizioni all'interno di un intervallo di

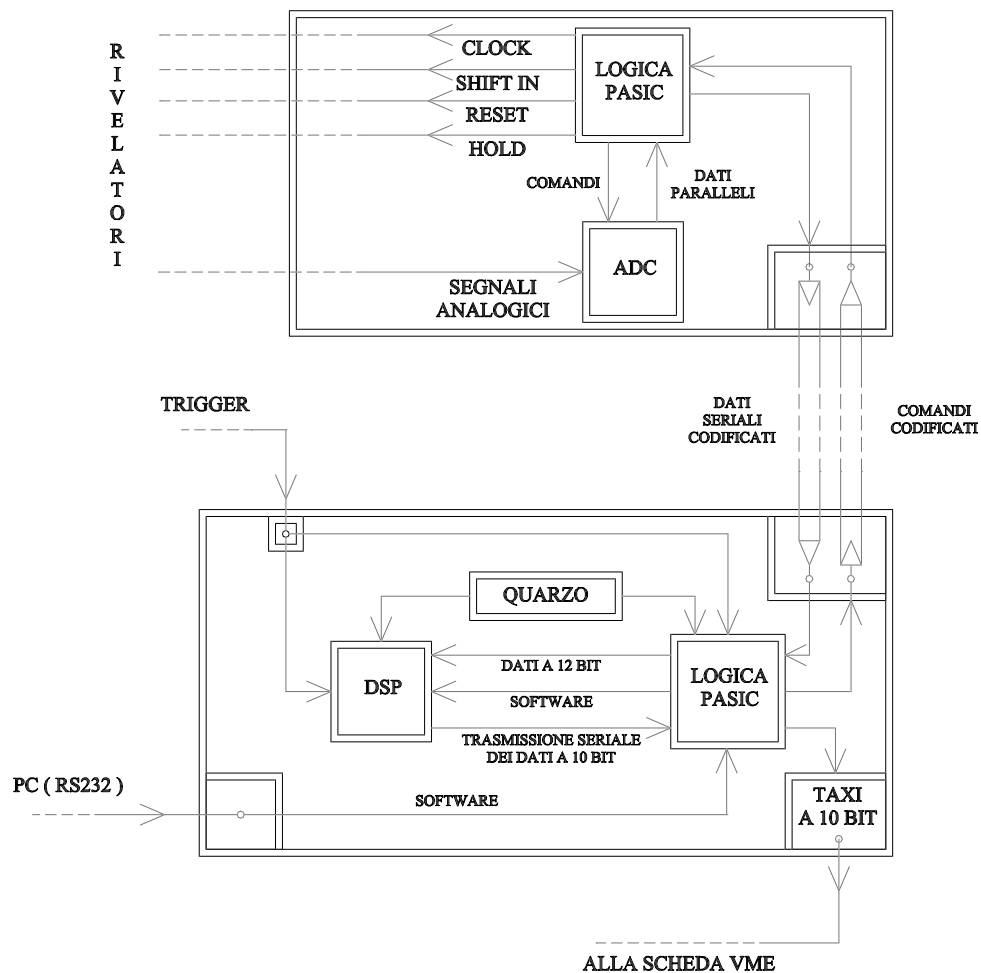


Figura 3.17: Schema dettagliato del funzionamento del sistema di acquisizione dei dati.

tempo fissato (50 ns nel nostro caso) corrisponde al valore binario “0”, mentre una transizione in tale intervallo corrisponde al valore binario “1”. Il flusso di dati in codifica *MANCHESTER* viene creato sfruttando un quarzo con un periodo di 25 ns che alloggia sulla scheda del DSP². A questo punto abbiamo definito un protocollo di comunicazione che si basa su una serie di comandi predefiniti che vengono utilizzati per gestire la logica sulla scheda dell’ADC. La prima transizione nella linea viene utilizzata per generare il segnale di *HOLD*. Il segnale che dà il via alla sequenza di lettura è

²Il sistema utilizzato per decodificare questo flusso di dati viene per semplicità di esposizione descritto nel paragrafo 3.2.3

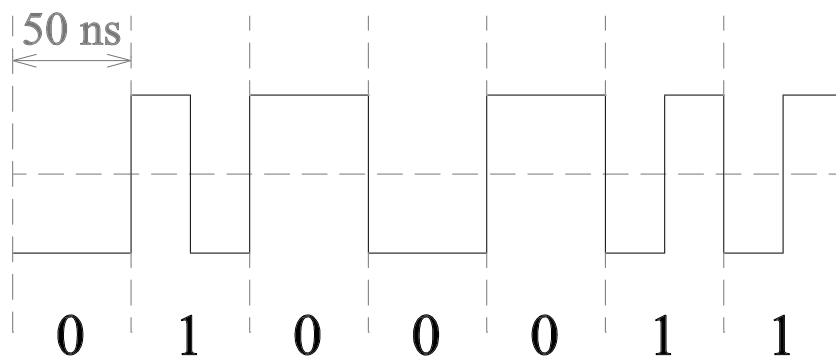


Figura 3.18: Esempio di trasmissione in codifica *MANCHESTER*

costituito da due “0” consecutivi seguiti da un “1”. Questo comando viene indicato con il codice *S1* (figura 3.19). All’arrivo del segnale *S1*, la logica invia all’elettronica di primo stadio dei rivelatori i segnali necessari, tra i quali un segnale indicato con *SHIFT IN 1*, che abilita la lettura delle prime 256 strisce della vista del rivelatore che è collegata alla scheda. Il segnale delle strip viene convertito a 12 *bit* dall’ADC; i bit sono poi inviati in parallelo alla logica, che li serializza, li codifica e li invia alla logica sulla scheda del DSP. La lettura di ciascuna microstriscia dura all’incirca $1\mu s$ e durante questo tempo sulla linea differenziale vengono inviati 20 “1” ($20 \times 50\text{ ns} = 1\mu s$). Una volta lette le prime 256 strisce, arriva un’altra serie “001”, decodificato come segnale *S3*, grazie al quale viene prodotto il segnale *SHIFT IN 3* che abilita la lettura di altre 256 strisce. Questa procedura dura fino al termine delle 1024 strisce della vista. Nell’intero processo di lettura vengono così inviati quattro segnali, costituiti dalla serie “001”, intervallati da una serie di 5120 (256×20) “1” che servono alla lettura di 256 strisce ($256 \times 4 = 1024$). Alla fine della lettura di tutte le strisce la logica riceve un segnale costituito da uno “0”, un “1” e uno “0” in successione, decodifica come comando di fine lettura, che viene utilizzato per generare un *reset* dell’intera catene elettronica.

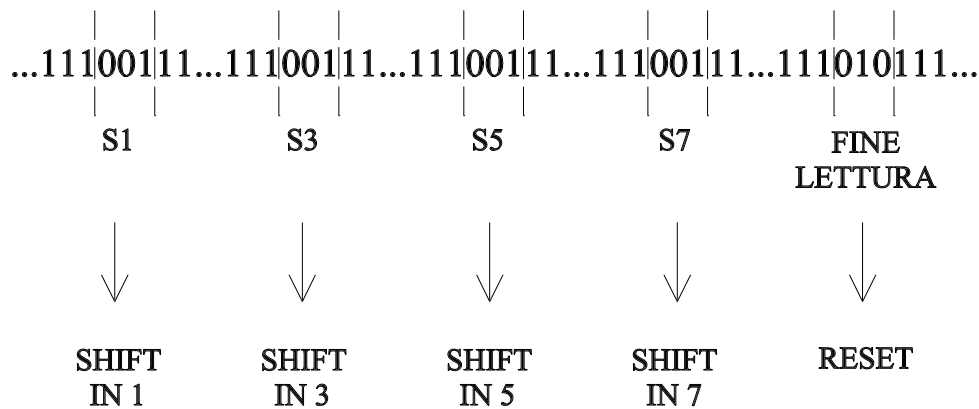


Figura 3.19: Flusso di comandi inviati dalla logica PASIC del DSP alla logica PASIC dell'ADC che abilita la lettura delle micristricce di un rivelatore.

Decodifica e impacchettamento dei dati.

I dati che arrivano sulla scheda del DSP in codifica di *MANCHESTER* non possono essere scritti direttamente nella memoria dati del DSP. Con ciò intendo dire che è necessario ricostruire il formato binario dei dati, prima di poterli memorizzare e analizzare. La logica che comunica con il DSP è programmata anche per svolgere questa funzione. Per effettuare la decodifica la logica sfrutta un sistema di ritardi in modo da avere a disposizione, oltre al segnale in ingresso, cinque segnali identici a quello, ma ritardati opportunamente, come mostrato in figura 3.20. Non appena la logica, ferma in uno stato noto, identifica il primo fronte di salita o di discesa dovuto ai dati in arrivo è pronta per effettuare il campionamento del segnale, che viene effettuato sui fronti di salita di un segnale di *clock* a 40 Mhz, e quindi ogni 25 ns. Questo permette di effettuare due campionamenti in ogni intervallo di 50 ns, caratteristico della codifica utilizzata. I risultati possibili di ogni campionamento sono: “A” se il livello del segnale è alto e “B” se il livello del segnale è basso. Le due misure effettuate in un intervallo di 50 ns ci dicono se il segnale ha in tale intervallo una transizione oppure no. Questo dovrebbe essere sufficiente a ricostruire il valore binario, se non fosse per il fatto che i fronti di salita del segnale di *clock* sui quali viene fatto il campionamento

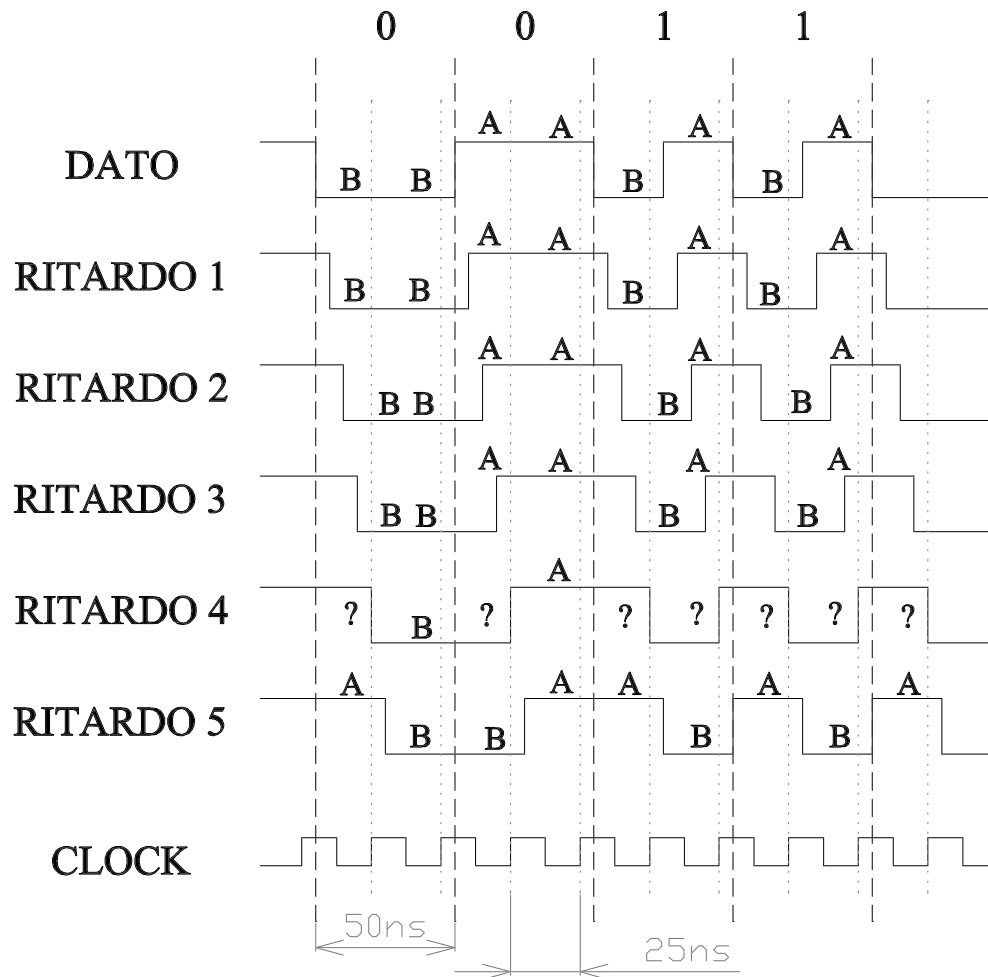


Figura 3.20: Sistema di decodifica binaria dei dati *MANCHESTER*.

possono cadere a ridosso di una transizione del segnale da campionare. Ciò può portare a risultati non determinati (tale caso è evidenziato con un punto interrogativo nella figura 3.20). Effettuando il campionamento non solo sul segnale originale, ma anche su quelli ritardati si riesce ad evitare questo problema. Se i risultati dei campionamenti in un intervallo di 50 ns sono uguali per tre segnali consecutivi (in figura 3.20 è il caso dei primi tre) siamo confidenti che il campionamento è corretto, perché sicuramente, almeno il campionamento effettuato sul secondo segnale dei tre consecutivi sarà fatto lontano da una transizione del segnale da campionare. Se il risultato è “AA” o “BB”

l'equivalente binario è "0". Se invece si trova "AB" o "BA" l'equivalente è "1".

Una volta ricostruita la forma binaria a 12 *bit* dei segnali, questi vengono scritti nella memoria dati del DSP. Poiché il protocollo di trasmissione dei dati verso la scheda VME è un protocollo a 10 *bit*, è necessario che il DSP sia programmato in modo da formattare i dati per questo protocollo. La preparazione dei dati viene fatta nel seguente modo. Il programma caricato nel DSP legge due dati consecutivi ed ha così a disposizione $12 \text{ bit} + 12 \text{ bit} = 24 \text{ bit}$. Questi possono essere trasmessi al minimo in tre trasmissioni di 10 *bit*. Allora il programma prende gli otto bit meno significativi del primo dato e ci aggiunge due bit di controllo "00". Poi prende gli otto bit meno significativi del secondo dato e ci aggiunge i due bit di controllo "01". Infine prende i $4 \text{ bit} + 4 \text{ bit} = 8 \text{ bit}$ restanti, li unisce e ci aggiunge i due bit di controllo "10". Si sono così ottenute tre parole di 10 bit pronte per essere trasmesse. Indicando con i simboli A_i e B_i gruppi di 4 *bit*, il procedimento descritto può essere riassunto come segue:

$$A_3A_2A_1 + B_3B_2B_1 \rightarrow \begin{cases} 00A_2A_1 \\ 01B_2B_1 \\ 10A_3B_3 \end{cases} \quad (3.1)$$

Questo metodo permette di avere anche un controllo sul buon funzionamento della trasmissione dei dati, grazie ai bit di controllo che vengono trasmessi alla scheda VME.

Completato l'impacchettamento dei dati, la trasmissione procede serialmente fino alla logica PASIC, dopodiché questa li parallelizza e li manda ad un *chip* di tipo *TAXI* che funge da protocollo di comunicazione seriale veloce con la scheda VME. Il *chip TAXI* serializza di nuovo i dati e li invia alla scheda VME che a sua volta li parallelizza e li va finalmente a scrivere sul disco rigido.

I programmi che sono stati utilizzati per l'analisi di questi dati contengono quindi un algoritmo per la ricostruzione dei dati a 12 *bit* basato sull'inversione dello schema 3.1.

3.3 Il sistema di *trigger*

3.3.1 Gli scintillatori

Per realizzare il sistema di trigger abbiamo da subito deciso di costruire due scintillatori utilizzando lo scintillatore plastico BICRON BC-408, le cui caratteristiche sono elencate in tabella 3.2.

Nome del materiale	<i>BICRON BC-408</i>
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 3.2: Proprietà fisiche del materiale con cui sono stati realizzati due scintillatori per il sistema di trigger.

Come si può vedere, pur avendo delle proprietà di *timing* molto buone, il BC-408 ha, a differenza di molti altri scintillatori veloci, un'ottima resa in luce. In figura 3.21 è riportato lo spettro di emissione dello scintillatore.

La luce prodotta nello scintillatore va raccolta e guidata verso un fotomoltiplicatore. Poichè gli scintillatori per il *trigger* vengono posti vicino alla cavità magnetica, ci si viene a trovare in una regione in cui il campo magnetico può avere un'intensità tale da impedire il corretto funzionamento dei fotomoltiplicatori. Una possibile soluzione al problema è quella di usare delle fibre di BCF-91A, le cui caratteristiche sono riportate in tabella 3.3. Il BCF-91A è un materiale in grado di assorbire luce secondo un certo spettro di assorbimento e di riemettere secondo un diverso spettro di emis-

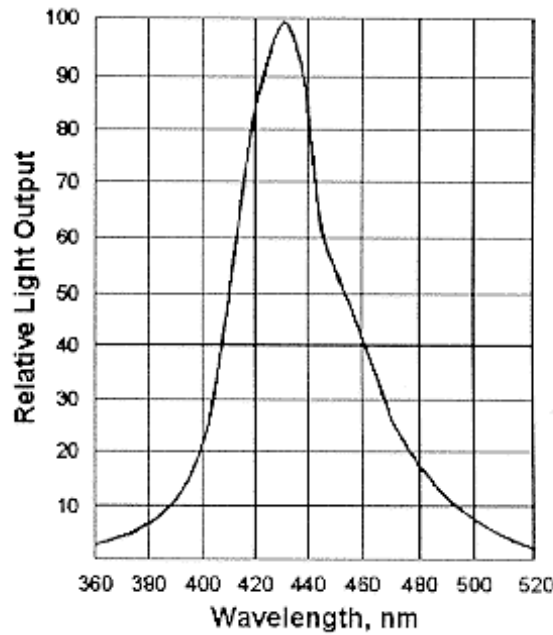


Figura 3.21: Spettro di emissione dello scintillatore plastico *BC-408*. La figura è presa da [27].

sione (ossia un *wavelength shifter*). Abbiamo avuto a disposizione una lunga fibra di questo materiale, di sezione circolare e diametro 2 mm. Con questa abbiamo ricavato fibre di lunghezza opportuna per garantire un collegamento ottico dagli scintillatori ai fotomoltiplicatori, posti in una zona in cui il campo non è troppo intenso. Le fibre sono costituite da una zona interna (*core*) con un certo indice di rifrazione e da una zona esterna molto più fine (*cladding*) con indice di rifrazione minore. Questo serve ad intrappolare la luce nella zona centrale della fibra (per il fenomeno della riflessione totale) dove poi si propaga in parte verso il fotomoltiplicatore e in parte in direzione opposta.

In figura 3.22 sono riportati i due spettri per questo tipo di fibra, che ha la caratteristica di assorbire luce nella zona spettrale del blu per rimetterla nella zona del verde. Come si può osservare confrontando le figure 3.21 e 3.22, lo spettro di emissione del BC-408 ha il suo massimo proprio nella zona in cui si sviluppa lo spettro di assorbimento del BCF-91A. Questo significa che l'accoppiamento tra i due materiali è buono e che la

Nome del materiale	<i>BICRON BCF-91A</i>
Densità (g/cm ³)	1.05
Indice di rifrazione (<i>core</i>)	1.60
Indice di rifrazione (<i>cladding</i>)	1.49
Lunghezza di attenuazione (cm)	219
N° di atomi di H per cm ³ (<i>core</i>)	4.82×10^{22}
N° di atomi di C per cm ³ (<i>core</i>)	4.85×10^{22}
N° di elettroni per cm ³ (<i>core</i>)	3.4×10^{23}
Lunghezza d'onda del picco di emissione (nm)	494
Tempo di decadimento (ns)	12

Tabella 3.3: Proprietà fisiche del materiale che costituisce le fibre usate nella costruzione degli scintillatori per il sistema di *trigger*.

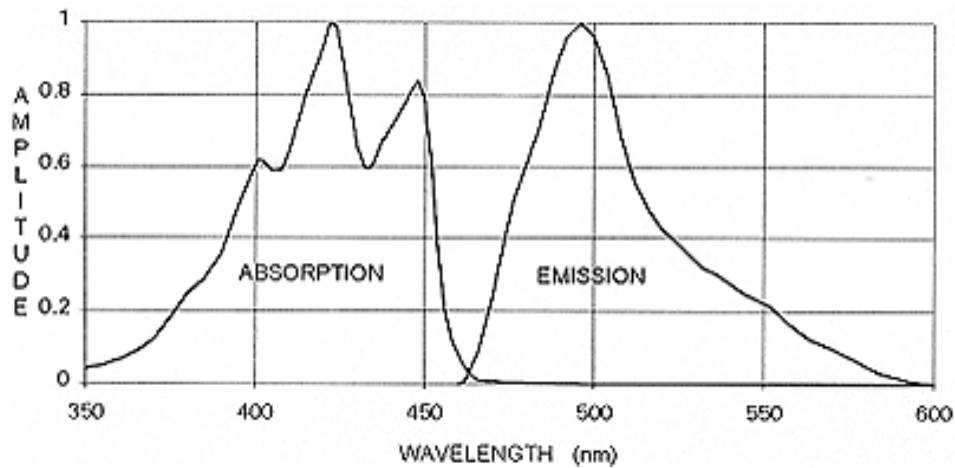


Figura 3.22: Spettro di assorbimento e spettro di emissione del materiale *BCF-91A*. La figura è presa da [28].

luce prodotta dallo scintillatore viene facilmente convertita nelle fibre.

Abbiamo montato due scintillatori in due diverse configurazioni. Al primo scintillatore costruito sono state incollate tre fibre della lunghezza di circa 40 cm, mentre al secondo sette fibre. In entrambi i casi lo scintillatore vero e proprio ha le dimensioni di un parallelepipedo di $12\text{ cm} \times 12\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ ed è dimensionato in modo da coprire abbondantemente l'angolo solido individuato dalla cavità magnetica e dai sensori di silicio più vicini ai relativi ibridi (quelli che sono stati usati per le misure). Su entrambi gli scintillatori sono state praticate tre fresature per potervi alloggiare tre fibre.

Oltre a questo sono stati realizzati due supporti in plexiglas di opportune dimensioni per poter sistemare gli scintillatori nelle stesse locazioni dei rivelatori. In figura 3.23 è raffigurato uno di questi scintillatori con il relativo supporto. Le zone punteggiate indicano lo scintillatore. Le fibre, che nel disegno non sono rappresentate, escono verso l'esterno attraverso un foro praticato nel supporto in plexiglas. Lo scintillatore con

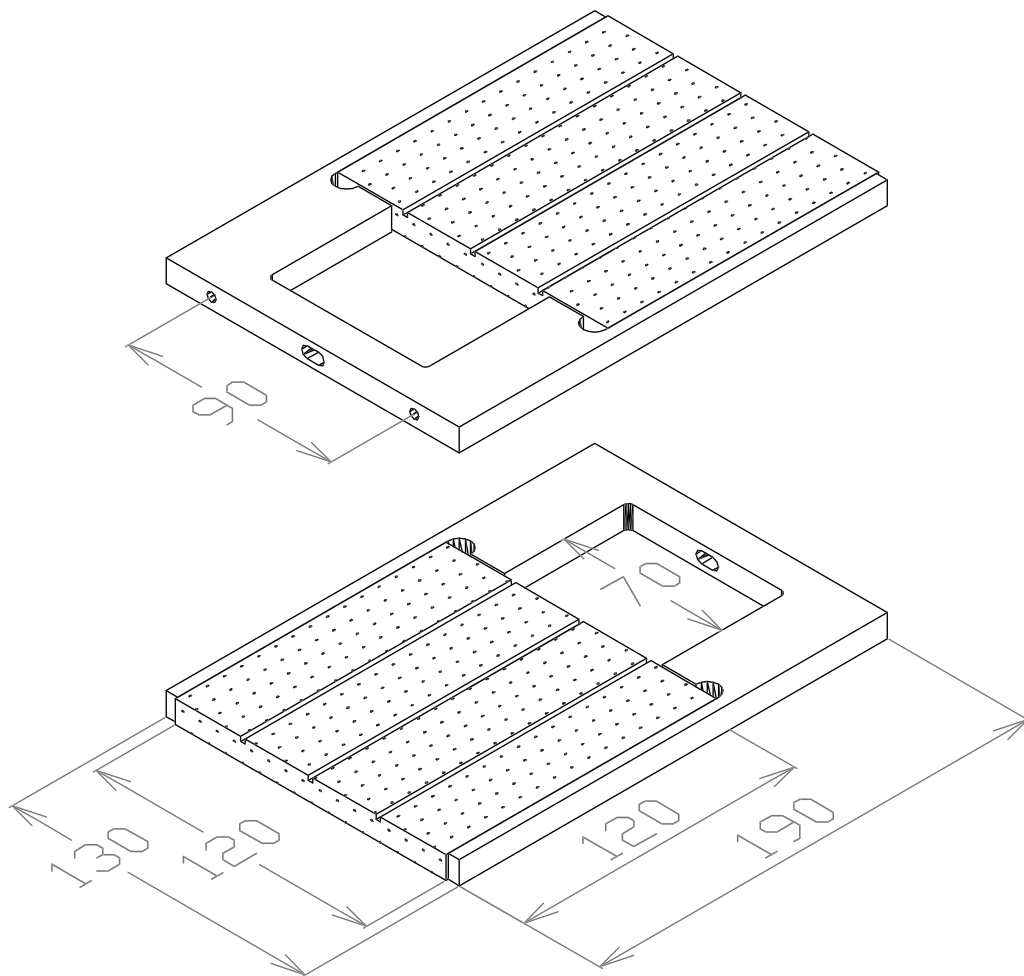


Figura 3.23: Progetto per gli scintillatori usati per il sistema di *trigger*. Le misure riportate sono in millimetri

sette fibre è in tutto uguale a quello con tre fibre eccetto per il fatto che, oltre alle tre fibre incollate nelle apposite fresature, ha altre quattro fibre incollate sulla stessa faccia, in modo da ottenere una copertura più efficace di tutta la superficie utile. Na-

turalmente, oltre a curare un buon incollaggio delle fibre sullo scintillatore, ci siamo preoccupati di garantire un buon accoppiamento ottico tra le due parti mediante l'uso di grasso ottico. Per quanto riguarda la raccolta della luce dopo che è stata incanalata nelle fibre, le estremità delle fibre poste sullo scintillatore sono state trattate con un collante al biossido di titanio per evitare la fuoriuscita della luce nella direzione errata; le altre estremità sono state accoppiate con del grasso ottico ad un fotomoltiplicatore. I fotomoltiplicatori che abbiamo utilizzato sono degli HAMAMATSU H5783. Per la loro polarizzazione è sufficiente un generatore di tensione da 12V. Un circuito interno allo stesso fotomoltiplicatore genera infatti l'alta tensione a partire dai 12V forniti. La tensione di polarizzazione generata può essere modificata agendo su una tensione esterna di riferimento. Lo spettro di risposta del fotocatodo di cui sono dotati è mostrato in figura 3.24. Come si può osservare, la risposta del fotocatodo rende questi fotomoltiplicatori adatti alla rivelazione della luce emessa dalle fibre di BCF-91A (vedere la figura 3.22).

I test di efficienza effettuati sui due scintillatori hanno dato risultati non molto incoraggianti. Innanzitutto l'uso delle fibre non consente di avere un segnale ottimale in uscita dal fotomoltiplicatore, come avremmo ottenuto con delle tradizionali guide di luce in plexiglas. Il segnale che abbiamo ottenuto è piccolo e molto spesso costituito da vari picchi (vedi figura 3.25). Diversamente da una guida di luce, che riesce ad incanalare quasi tutta la luce in uscita da un'intera faccia dello scintillatore, le fibre sono strette e disposte ad una certa distanza le une dalle altre. Questo fa sì che i fotoni prodotti nello scintillatore possano percorrere tratti molto diversi, a seconda dei casi, prima di essere incanalati nelle fibre. Inoltre bisogna tener conto dei tempi di risposta delle fibre nel convertire la luce blu dello scintillatore in luce verde e delle difficoltà a realizzare dei buoni accoppiamenti ottici. Altro fatto che può disturbare durante le misure è il fatto che i fotomoltiplicatori usati sembrano dare luogo ad *afterpulses*, impulsi spuri a distanza di qualche decina di nanosecondi dall'impulso dovuto alla particella,

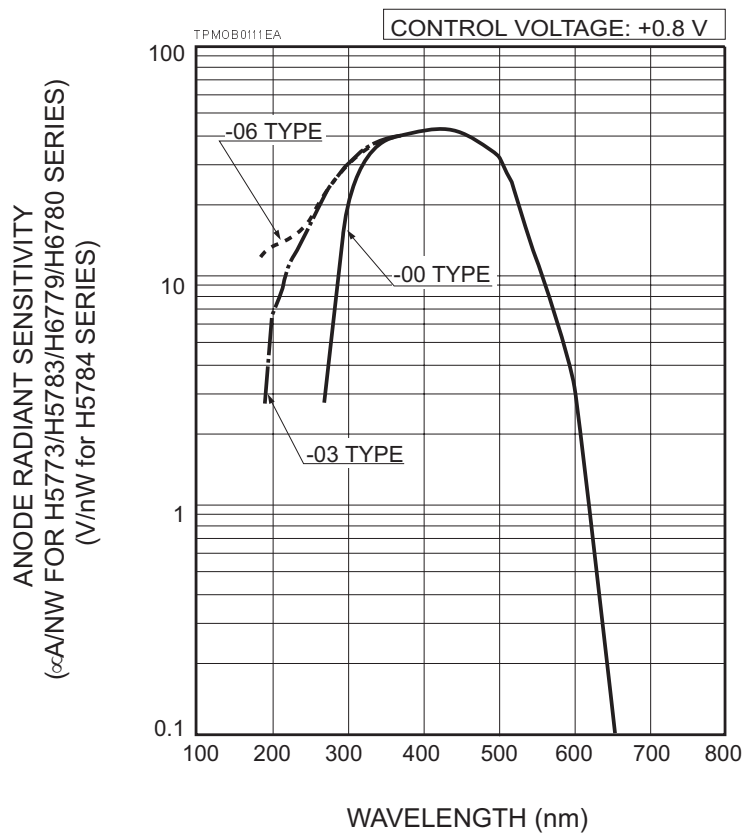


Figura 3.24: Spettro di risposta del fotomoltiplicatore Hamamatsu H5783.

probabilmente generati da elettroni secondari all'interno del fototubo. Tutte queste peculiarità complicano assai l'analisi del funzionamento di questi oggetti, che non è lo scopo di questa tesi. Per studiarne l'efficienza abbiamo fatto uso di due ulteriori scintillatori delle dimensioni di $20 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$. Abbiamo disposto questi due orizzontalmente a forma di croce, in modo da realizzare una zona di sovrapposizione per le particelle provenienti dall'alto, e vi abbiamo sovrapposto a turno i due scintillatori in prova. Si è in questo modo realizzata una geometria tale che una particella che abbia attraversato contemporaneamente entrambi gli scintillatori ausiliari sia passata sicuramente anche dallo scintillatore di cui si vuole valutare l'efficienza. In questa situazione abbiamo analizzato con un oscillografo digitale le uscite dei tre scintillatori contando il numero di coincidenze degli scintillatori ausiliari e la frazione di queste in

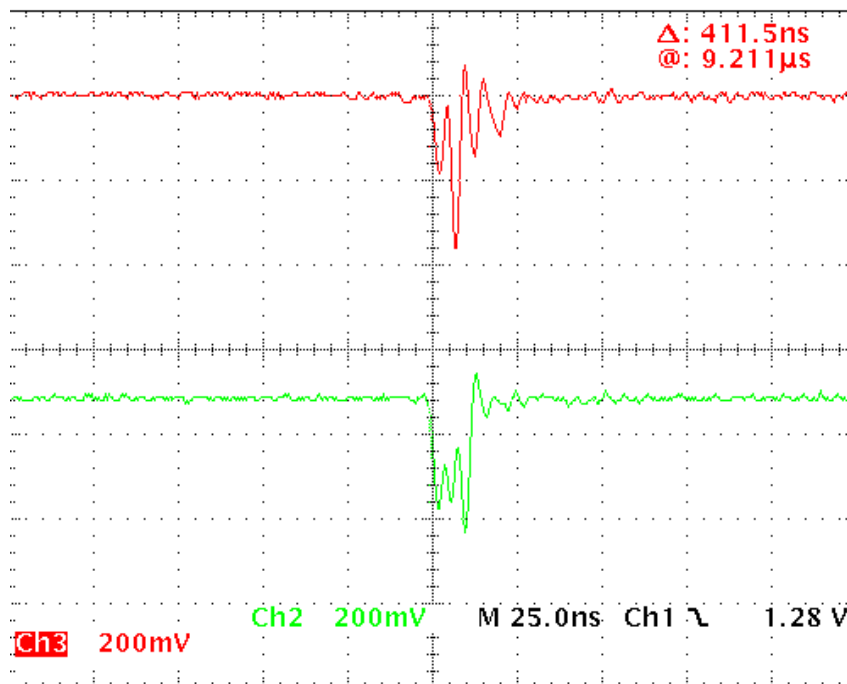


Figura 3.25: Un tipico esempio di coincidenza ottenuta con i due scintillatori realizzati con le fibre di *BCF-91A*. Si osservi la presenza di vari picchi, come descritto nel testo.

cui ha dato segnale anche lo scintillatore in prova. Questo ci ha permesso di dare una stima grossolana dell'efficienza, mediata su tutta la superficie, degli scintillatori usati per il sistema di *trigger*. I risultati sono riassunti brevemente nella tabella 3.4.

Scintillatore	Efficienza
Scintillatore con tre fibre	$\sim 50\%$
Scintillatore con sette fibre	$\sim 80\%$

Tabella 3.4: Risultati per le efficienze degli scintillatori.

3.3.2 La catena elettronica per il segnale di *trigger*

La catena elettronica che abbiamo utilizzato per la formazione del segnale di *trigger* è costituita da un insieme di moduli NIM ed è schematicamente riassunta in figura 3.26. Le uscite degli scintillatori sono state mandate agli ingressi di due amplificatori sui quali è stato impostato un guadagno circa pari a 10. Gli amplificatori che abbiamo

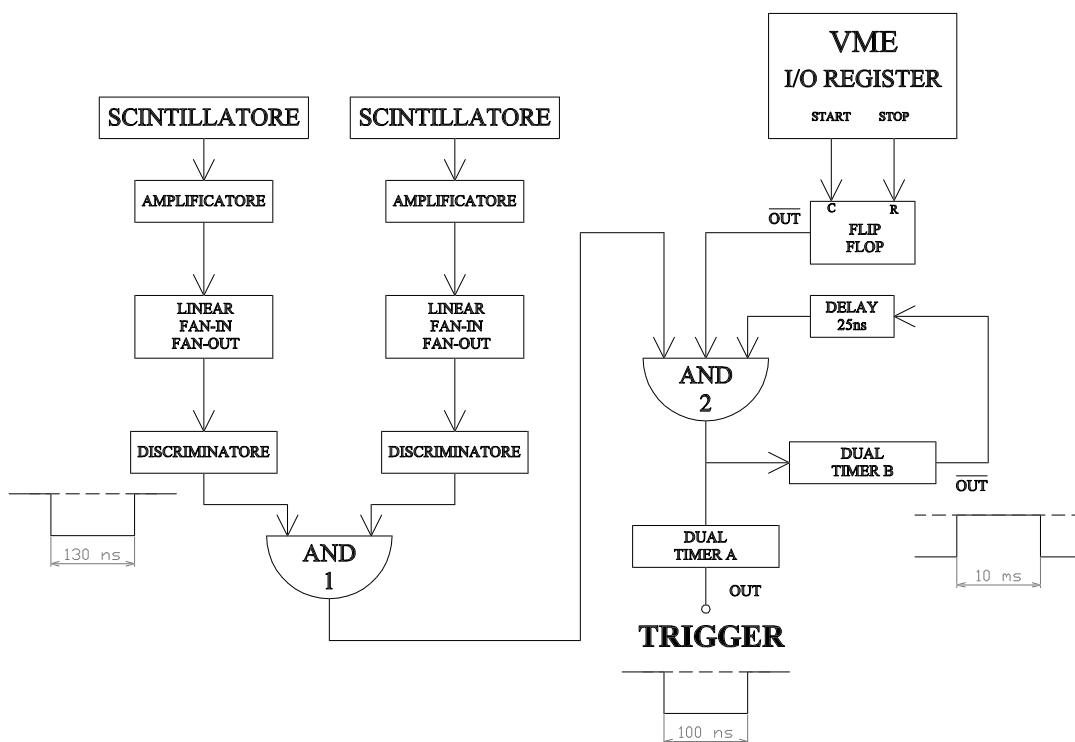


Figura 3.26: Catena elettronica per la formazione del segnale di *trigger*.

usato hanno un'uscita che in assenza di segnale ha un offset non eliminabile. I segnali amplificati sono stati quindi mandati ad un LINEAR FAN-IN/FAN-OUT, sul quale è possibile regolare lo zero e, successivamente, a due discriminatori. Per impostare le soglie sui discriminatori abbiamo misurato l'ampiezza dei segnali di particella sui due scintillatori. Questa misura è stata effettuata utilizzando un oscilloscopio digitale TEKTRONIX TDS 75 KA che ha permesso di selezionare le coincidenze dei segnali dei due scintillatori, posti l'uno sopra l'altro. In questo modo abbiamo visto che al passaggio di una particella attraverso gli scintillatori, con l'amplificazione scelta si ottiene un segnale che è compreso nella maggior parte dei casi tra 200 mV e 500 mV. Abbiamo quindi impostato le soglie dei discriminatori attorno a 60 mV, in modo da tagliare il minor numero possibile di segnali buoni e da evitare segnali di *trigger* anche in corrispondenza di coincidenze dovute al rumore elettronico. Poichè la risposta degli scintillatori ad una singola particella è spesso costituita da tre o quattro pic-

chi della durata di qualche nanosecondo, tra i quali può intercorrere qualche decina di nanosecondi, abbiamo impostato un tempo di formazione del segnale di uscita dei discriminatori piuttosto alto, circa 130 ns. Questo serve sia per essere sicuri di avere due segnali in coincidenza anche se i discriminatori scattano con qualche decina di nanosecondi di differenza (come può succedere, vista la forma dei segnali), sia per evitare che vengano generati più segnali di uscita, molto ravvicinati, per una stessa particella. Facendo uso di una logica programmabile, le uscite dei discriminatori sono poi messe in AND, in modo da avere un unico segnale in corrispondenza del passaggio di una particella. Questo segnale non può ancora essere il segnale di *trigger* definitivo e adesso ne vedremo il motivo. Innanzitutto il segnale di *trigger* deve essere mandato all'elettronica che si occupa del campionamento dei segnali dei rivelatori e quindi darà il via ad una sequenza di operazioni che richiede un certo tempo (circa 10 ms). Durante questo tempo l'arrivo di un nuovo segnale di *trigger* può causare una situazione di malfunzionamento dell'elettronica. Il canale del *trigger* deve perciò essere disabilitato per tutto il tempo necessario all'acquisizione dei dati. Per questo motivo l'AND dei discriminatori è messo in AND con due segnali di "veto", che svolgono questa funzione. Inizialmente i segnali di "veto" sono impostati ad uno stato logico "1" e corrispondono alle uscite negate di un *dual timer* e di un *flip flop*. Il primo di questi due viene prodotto automaticamente dal segnale di *trigger* stesso. Al passaggio di una particella, infatti, il segnale prodotto dall'AND dei discriminatori va in uno stato logico "1" e quindi l'uscita dell'AND 2, di norma a "0", sale a "1". Questo segnale viene inviato al DUAL TIMER B (vedi figura 3.26), un dispositivo in grado di sfruttare il segnale in ingresso per generare un segnale logico di durata prefissata (nel nostro caso 10 ms). La sua uscita negata è proprio quella che viene usata come segnale di "veto 1". Questa uscita, di norma a "1", scende a "0" per 10 ms ed il segnale, ritardato di 25 ns, va a disabilitare l'uscita dell'AND 2. Durante questo intervallo di tempo non si possono più avere segnali di *trigger*. Per essere sicuri che all'arrivo di un nuovo segnale di *trigger* il

VME che si occupa dell'acquisizione dei dati abbia terminato tutte le operazioni, oltre al precedente segnale di “veto hardware”, ne viene mandato anche uno dal VME stesso. Questo comincia nell'istante in cui il VME inizia l'acquisizione, in un intervallo di tempo sempre inferiore a 10 ms dall'istante in cui arriva il segnale di *trigger* e finisce quando il VME termina l'acquisizione completa dell'evento. Si parla così di un “veto software”. In realtà il VME invia su due diverse linee due segnali denominati “*start*” e “*stop*”, il primo all'inizio dell'acquisizione e il secondo alla fine. Usando un *flip flop* ho sfruttato questi due segnali per creare un segnale di “veto” che va a “0” all'arrivo dello “*start*” e torna a “1” all'arrivo dello “*stop*”. Infine, per formare il segnale di *trigger*, l'uscita dell'AND 2 viene mandata al DUAL TIMER A impostato con un tempo di 100 ns.

3.3.3 Evoluzione del sistema di *trigger*

Uno dei problemi più evidenti del sistema di *trigger* descritto sino ad ora è che non permette di risalire alle efficienze assolute dei singoli scintillatori, informazione necessaria per poter dare una stima dei flussi assoluti dei Raggi Cosmici. La valutazione dell'efficienza assoluta di uno scintillatore richiede l'uso di almeno tre di questi. Supponiamo di effettuare delle misure con un sistema di *trigger* costituito ad esempio da quattro scintillatori, due a ciascuna estremità della cavità magnetica. Supponiamo inoltre che le geometrie scelte per gli scintillatori siano tali che qualsiasi particella che attraversi completamente la cavità magnetica senza toccare le pareti metalliche attraversi sicuramente tutti e quattro gli scintillatori. Selezioniamo quindi, da un qualsiasi campione di misure ottenute in queste ipotesi, gli eventi in cui tutte e sei le viste dei rivelatori hanno dato un segnale di particella nella zona dei silici individuata dal prolungamento della cavità, per essere sicuri di avere a che fare con tracce che non attraversano il materiale metallico. In questo modo è possibile misurare l'efficienza di uno scintillatore semplicemente contando il numero di volte in cui si è avuta la coincidenza degli altri

tre scintillatori e calcolando la frazione di questi in cui anche lo scintillatore in esame ha dato un segnale.

In base a queste considerazioni si è pensato opportuno realizzare due nuovi scintillatori da disporre, analogamente ai primi due, alle due estremità della cavità magnetica. Per evitare i problemi incontrati nella realizzazione dei precedenti, questi scintillatori sono stati costruiti utilizzando delle normali guide di luce in plexiglas e sono stati fissati, mediante un sostegno metallico, alle due estremità del supporto in alluminio a cui sono fissati i piani di silicio (vedi fig. 3.10). Il materiale scintillante è ancora il BC-408. Le dimensioni scelte per i due nuovi scintillatori sono di $11.7\text{cm} \times 14\text{cm} \times 0.8\text{cm}$. Le guide di luce, di forma trapezoidale, hanno una lunghezza di circa 25cm, tale da garantire il posizionamento dei fototubi in zone a basso campo magnetico. Una schematizzazione del nuovo scintillatore è mostrata in figura 3.27. Come ho già accennato, i due nuovi scintillatori sono disposti esternamente ai vecchi, rispetto al magnete, e sono stati denominati S_1 e S_4 . Gli scintillatori con le fibre sono invece indicati con S_2 e S_3 . La disposizione dei quattro scintillatori è tale che la sequenza con cui vengono colpiti dai muoni atmosferici che entrano nel rivelatore è S_1, S_2, S_3, S_4 . Poiché abbiamo riscontrato che gli scintillatori S_2 e S_3 possono dare false coincidenze dovute al rumore elettronico comune ad entrambi i canali di amplificazione disposti nel *crate* NIM, la logica programmabile, che nel vecchio sistema di trigger realizzava l'AND logico delle uscite discriminate di S_1 e S_2 (AND 1 in figura 3.26), è stata opportunamente modificata. Questa è stata infatti impostata in modo da dare un segnale di *trigger* solo nel caso in cui siano scattati almeno uno dei due scintillatori che precedono la cavità (S_1 e S_2) e uno dei due che la seguono (S_3 e S_4), escludendo solo il caso in cui si ha la coincidenza dei soli S_2 e S_3 . In tabella 3.5 sono riportate tutte le combinazioni dei segnali logici dei quattro scintillatori e la corrispondente uscita della logica programmabile.

Per memorizzare insieme ai dati relativi al singolo evento anche l'informazione che ci permette di sapere quali scintillatori hanno dato segnale, e di valutare quindi l'ef-

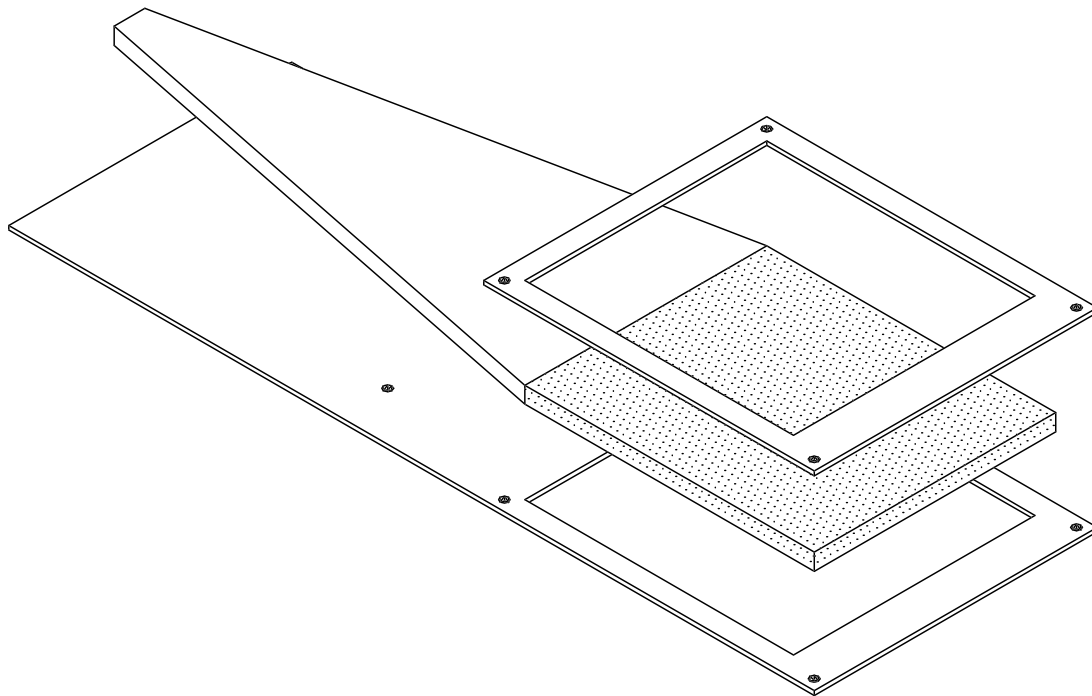


Figura 3.27: Progetto per i due nuovi scintillatori usati per il sistema di *trigger*. Il blocco punteggiato è il materiale scintillante, mentre quello di forma trapezoidale è la guida di luce; gli altri due pezzi costituiscono il supporto in alluminio su cui sono praticati i fori per il fissaggio sul supporto dei piani di silicio.

ficienza del sistema di *trigger*, il segnale di *trigger* è stato anche inviato agli ingressi di “start” di quattro unità DUAL TIMER, le cui uscite vanno così nello stato logico “1” al passaggio di una particella che ha generato un segnale di *trigger* valido. Agli ingressi di “reset” vengono invece mandati i segnali discriminati degli scintillatori, dopo essere stati ritardati opportunamente, in modo da arrivare dopo il segnale di *trigger*. In questo modo, le uscite dei DUAL TIMER tornano a zero solo se i relativi scintillatori hanno dato un segnale in corrispondenza del passaggio di una particella. Queste uscite vengono inviate a quattro ingressi di un I/O Register VME che si occupa del loro campionamento e della scrittura dei valori ottenuti all’interno del pacchetto di dati dell’evento in esame. Naturalmente i valori ottenuti sono i valori degli stati logici delle uscite, ossia una sequenza di “0” e “1” (quattro cifre). Per quanto ho descritto

<u>OUT S_1</u>	<u>OUT S_2</u>	<u>OUT S_3</u>	<u>OUT S_4</u>	<u>OUT logica</u>
0	0	0	0	0
0	0	0	1	0
0	0	1	0	0
0	0	1	1	0
0	1	0	0	0
0	1	0	1	1
0	1	1	0	0
0	1	1	1	1
1	0	0	0	0
1	0	0	1	1
1	0	1	0	1
1	0	1	1	1
1	1	0	0	0
1	1	0	1	1
1	1	1	0	1
1	1	1	1	1

Tabella 3.5: Possibili combinazioni dei segnali logici dei quattro scintillatori del sistema di *trigger* e corrispondente uscita della logica programmabile.

in precedenza, i valori che vengono campionati sono negati rispetto a quelli scritti in tabella 3.5. Per esempio, se il segnale di *trigger* è stato generato dalla coincidenza di S_1, S_3 e S_4 , nei dati troveremo il valore binario “0100” invece di “1011”.

In figura 3.28 è riportato uno schema della sezione dell’apparato di misura in cui è possibile identificare i quattro scintillatori del sistema di *trigger*, i tre piani di rivelatori al silicio ed il sistema magnetico.

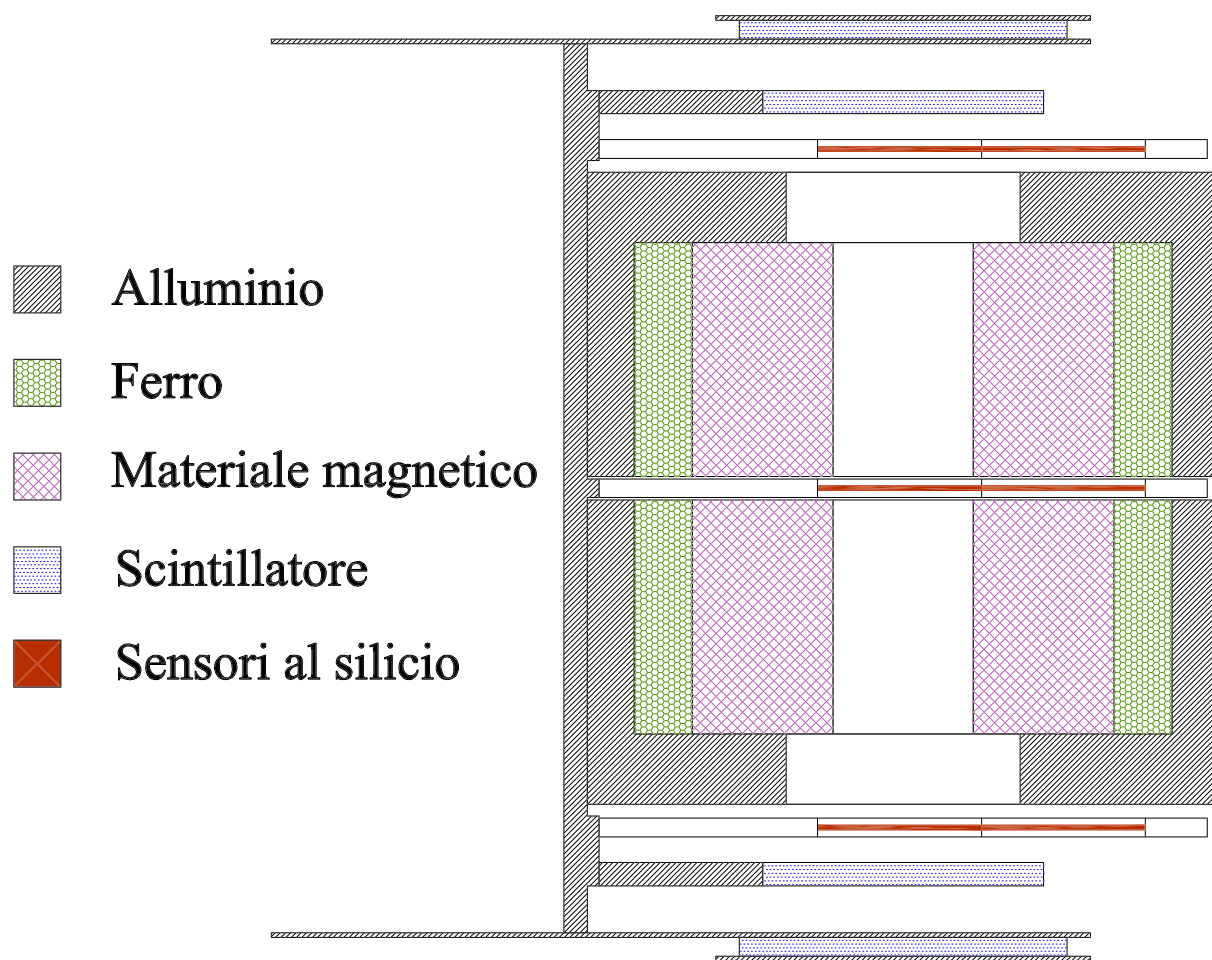


Figura 3.28: Sezione assiale dello spettrometro magnetico. La zona centrale non colorata rappresenta la cavità magnetica.

Capitolo 4

Mappatura del campo magnetico

4.1 Metodo di misura

Per effettuare la misura dell'impulso dei raggi cosmici a partire dalla curvatura della loro traccia all'interno della cavità del magnete, occorre conoscere il valore del campo magnetico in cui la particella si trova a transitare. Nel caso di un campo magnetico uniforme la traiettoria risulta in generale elicoidale, ma nel nostro caso, come mostrerò tra non molto, il campo non è uniforme nell'intera regione contenente i rivelatori. Occorre quindi definire un algoritmo che riesca a ricostruire il percorso seguito dalle particelle facendo uso dell'andamento del vettore induzione magnetica punto per punto. È inoltre evidente che non sarà possibile conoscere sperimentalmente il campo \vec{B} in tutti i punti della cavità e che quindi occorre utilizzare un metodo approssimato per poter avere una buona stima di \vec{B} in ogni punto a partire da un numero finito di misure. Ho perciò effettuato una misura del campo nella cavità in posizioni note, con un passo compreso tra 0.5 cm e 1 cm. Così facendo ho creato una mappa discreta del campo dalla quale è possibile risalire al valore di \vec{B} in qualsiasi altro punto. Questo può essere ottenuto ad esempio con una semplice approssimazione lineare. Lo strumento utilizzato per la misura del campo è un gaussmetro portatile F.W. Bell modello 5080, le cui caratteristiche sono illustrate in tabella 4.1. Il gaussmetro è dotato di due sonde

<i>Errore di misura</i>	1%		
<i>Fondo scala</i>	30 mT	300 mT	3 T
<i>Risoluzione</i>	10 μ T	100 μ T	1 mT
<i>Temperatura d'esercizio</i>	0°C ÷ 50°C		

Tabella 4.1: Caratteristiche del gaussmetro F.W. Bell 5080

a effetto di Hall con le quali è possibile misurare le tre componenti del campo in ciascun punto della cavità. Per effettuare le misure in posizioni note ho utilizzato un blocchetto di plexiglas nel quale è stata ricavata una matrice di 25 fori per l'inserimento delle sonde (vedi figura 4.1).

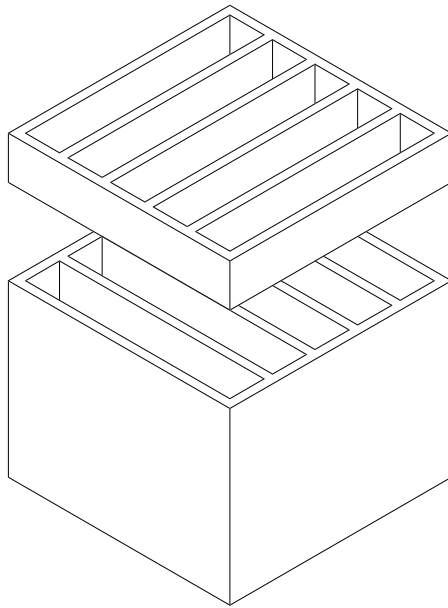


Figura 4.1: Maschera in plexiglas per il posizionamento delle sonde del gaussmetro all'interno della cavità magnetica.

Per definire una volta per tutte i punti in cui ho misurato il campo, ho scelto un sistema di riferimento cartesiano in modo che l'asse z coincida con l'asse della cavità magnetica, gli assi x e y siano diretti come in figura 3.2 e l'origine sia nel centro di simmetria della cavità, cioè in posizione simmetrica tra i due blocchi magnetici. In questo modo, i 25 fori nel blocchetto di plexiglas consentono di effettuare misure del campo a z costante

x (cm) (± 0.05 cm)	y (cm) (± 0.05 cm)	z (cm) (± 0.05 cm)		
-2.1	-2.09	-15.370	-6.365	7.730
-1.035	-1.053	-14.860	-5.330	8.240
0	0	-14.395	-4.355	8.735
1.04	1.087	-13.885	-3.355	9.245
2.13	2.122	-13.395	-2.350	9.770
		-12.885	-1.345	10.280
		-12.390	-0.835	10.745
		-11.880	-0.270	11.255
		-11.385	0.240	11.735
		-10.875	0.705	12.245
		-10.350	1.215	12.710
		-9.840	1.705	13.220
		-9.375	2.710	13.710
		-8.865	3.715	14.220
		-8.375	4.750	14.715
		-7.865	5.725	15.225
		-7.370	6.675	15.720

Tabella 4.2: Coordinate dei punti della mappatura lungo i tre assi coordinati.

e x e y variabili. La coordinata z viene via via fissata chiudendo un'estremità della cavità con un apposito coperchio ed inserendo dall'altra estremità diversi spessori e successivamente la maschera in plexiglas. Ho così effettuato misure a 51 diverse quote, per un totale di $51 \times 25 = 1275$ misure per ciascuna delle tre componenti. Ho sfruttato l'uscita RS-232 del gaussmetro per acquisire i dati tramite un calcolatore. A questo scopo ho preparato un programma in linguaggio C che permette di comunicare con il gaussmetro, velocizzandone l'uso. Il programma crea tre file separati contenenti le misure delle tre componenti del campo per tutti i punti della mappa. Le coordinate di questi punti lungo i tre assi cartesiani sono elencate in tabella 4.2.

4.2 Misura delle tre componenti del campo \vec{B}

Come ho già brevemente descritto, per ogni punto della mappatura ho misurato con il gaussmetro tutte e tre le componenti del campo magnetico. Non disponendo di una

sonda triassiale, cioè in grado di misurare contemporaneamente i valori lungo i tre assi di una terna cartesiana ortonormale, ho utilizzato due diverse sonde: una assiale ed una trasversale. La sonda assiale misura la componente del campo lungo il suo asse ed è stata utilizzata per la misura della componente di \vec{B} lungo l'asse z . La sonda trasversale misura invece una componente del campo ortogonale al suo asse ed è stata utilizzata per la misura delle componenti lungo gli assi x e y . Un test preliminare sul funzionamento delle sonde ha permesso di evidenziare un difetto di costruzione della sonda assiale. La normale alla superficie sensibile della sonda non è perfettamente allineata con l'asse della sonda, ma forma con quest'ultimo un angolo di qualche grado, δ_s . Questo fa sì che, pur inserendo la sonda perfettamente allineata con l'asse della cavità, la misura della componente del campo lungo l'asse z vari al variare dell'angolo di rotazione della sonda rispetto al suo asse (che indichiamo con ϕ), poiché questa risente anche delle componenti B_x e B_y . Inoltre queste variazioni sono tutt'altro che trascurabili, in quanto il campo nella cavità è tale che $|B_y| \gg |B_z|$.

Mentre le componenti B_x e B_y sono state quindi misurate direttamente con la sonda trasversale, per la misura di B_z ho utilizzato un metodo diverso. Indichiamo con \vec{B} il valore vero del campo nel punto in cui vogliamo effettuare la misura, con \vec{n} il versore normale alla superficie sensibile della sonda e con B il valore della componente del campo lungo \vec{n} . Scrivendo \vec{n} in coordinate polari sferiche si trova:

$$\begin{aligned}\vec{B} &= (\hat{B}_x, \hat{B}_y, \hat{B}_z) \\ \vec{n} &= (\sin \delta_s \cos \phi, \sin \delta_s \sin \phi, \cos \delta_s) \\ B(\delta_s, \phi) &= \vec{B} \cdot \vec{n} = \hat{B}_x \sin \delta_s \cos \phi + \hat{B}_y \sin \delta_s \sin \phi + \hat{B}_z \cos \delta_s\end{aligned}\tag{4.1}$$

dove $\delta_s \in [0, \pi]$ e $\phi \in [0, 2\pi]$. Ruotando la sonda attorno all'asse z , variando quindi il valore di ϕ a δ_s fissato, B varia a seconda del valore di \hat{B}_x e \hat{B}_y . Per risalire a \hat{B}_z ho sfruttato il fatto che esistono due valori dell'angolo ϕ (ϕ_1 e ϕ_2) per cui la funzione

$B(\phi)$ risulta stazionaria. Questo significa che:

$$\frac{\partial B}{\partial \phi}(\phi_{1,2}) = -\hat{B}_x \sin \delta_s \sin \phi_{1,2} + \hat{B}_y \sin \delta_s \cos \phi_{1,2} = 0$$

e quindi, essendo δ_s non nullo, si ricava la seguente equazione per $\phi_{1,2}$:

$$\tan \phi_{1,2} = \frac{\hat{B}_y}{\hat{B}_x} \quad (4.2)$$

Le soluzioni di questa equazione sono:

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \arctan \frac{\hat{B}_y}{\hat{B}_x} \\ \phi_2 &= \pi + \arctan \frac{\hat{B}_y}{\hat{B}_x} = \pi + \phi_1 \end{aligned}$$

I due angoli trovati, ϕ_1 e ϕ_2 , differiscono di π , come è ragionevole aspettarsi. In corrispondenza di ϕ_1 e ϕ_2 si ottengono i valori limite $B(\phi_1)$ e $B(\phi_2)$, le cui espressioni analitiche, di seguito riportate, possono essere ottenute sostituendo nella terza delle equazioni 4.1 le espressioni delle soluzioni trovate (4.2):

$$\begin{cases} B(\phi_1) = B_{max} = +\sin \delta_s \sqrt{\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2} + \hat{B}_z \cos \delta_s \\ B(\phi_2) = B_{min} = -\sin \delta_s \sqrt{\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2} + \hat{B}_z \cos \delta_s \end{cases} \quad (4.3)$$

Le espressioni per $\sin \delta_s$ e \hat{B}_z risultano quindi essere:

$$\begin{aligned} \sin \delta_s &= \frac{B_{max} - B_{min}}{2\sqrt{\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2}} \\ \hat{B}_z &= (B_{max} + B_{min}) \sqrt{\frac{(\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2)}{4(\hat{B}_x^2 + \hat{B}_y^2) - (B_{max} - B_{min})^2}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

In questo modo, indicando con B^m le componenti misurate del campo, supponendo che $B_x^m = \hat{B}_x$ e $B_y^m = \hat{B}_y$ e misurando i valori B_{max}^m e B_{min}^m (si fa ruotare la sonda attorno al suo asse fino a trovare i valori massimo e minimo della componente misurata), è

possibile ottenere sia il valore della componente misurata del campo,

$$B_z^m = (B_{max}^m + B_{min}^m) \sqrt{\frac{((B_x^m)^2 + (B_y^m)^2)}{4((B_x^m)^2 + (B_y^m)^2) - (B_{max}^m - B_{min}^m)^2}} \quad (4.5)$$

sia la misura di δ_s

$$\delta_s^m = \arcsin \frac{(B_{max}^m - B_{min}^m)}{2\sqrt{(B_x^m)^2 + (B_y^m)^2}} \quad (4.6)$$

Riportando in istogramma le 1275 misure di δ_s si trova (vedi figura 4.2) una distribuzione con un solo picco centrata su un valore che rappresenta la migliore stima dell'angolo di inclinazione della normale alla superficie sensibile della sonda assiale rispetto all'asse della sonda. Le fluttuazioni attorno al valore medio sono determinate dagli errori nella misura delle componenti B_x , B_y , B_{max} e B_{min} . Eseguendo un fit gaussiano della distribuzione si ottiene un valore medio di δ_s di circa 3.3° .

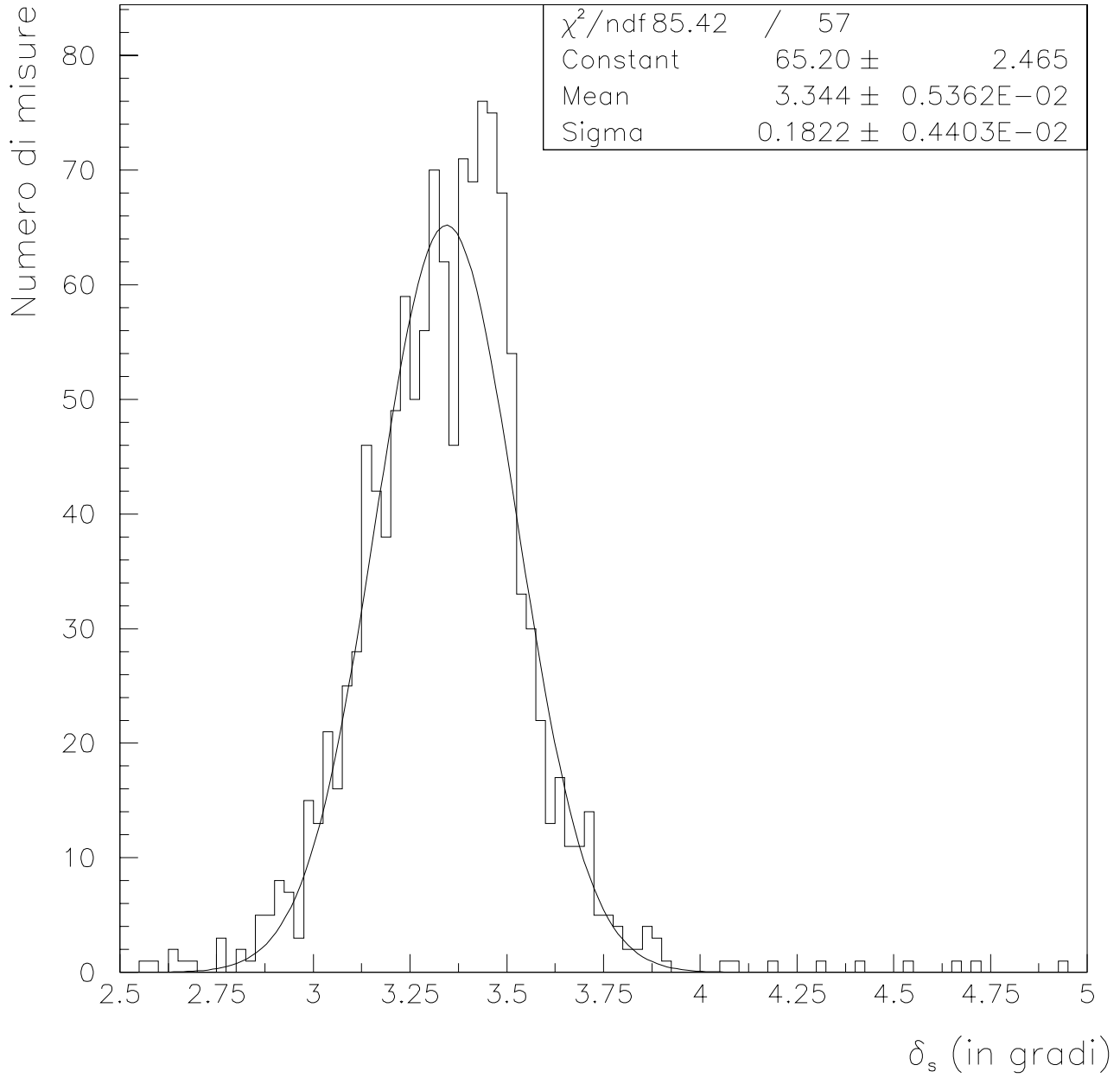


Figura 4.2: Distribuzione dei valori misurati dell'angolo di inclinazione della normale al sensore della sonda assiale rispetto al suo asse. I valori contenuti nel grafico sono quelli ottenuti, con il procedimento descritto nel paragrafo 4.2, dalle 1275 misure della componente B_z nei punti della mappatura.

4.3 Interpolazione lineare del campo

Una volta creata la mappa discreta del campo di induzione magnetica nella cavità, ho realizzato un algoritmo che calcola il campo in un punto generico della cavità facendo un'interpolazione lineare dei valori misurati. In pratica, dato un punto P di coordinate (x, y, z) , l'algoritmo individua il volumetto del reticolo definito dai punti della mappa, in cui è contenuto il punto P . Vengono così memorizzati gli otto punti che definiscono il volume identificato. Una volta fatto ciò, tra gli otto punti trovati viene determinato quello più vicino a P (P_0) e ne vengono scelti altri tre (P_1, P_2, P_3) per il calcolo degli incrementi lungo i tre assi cartesiani (vedi figura 4.3).

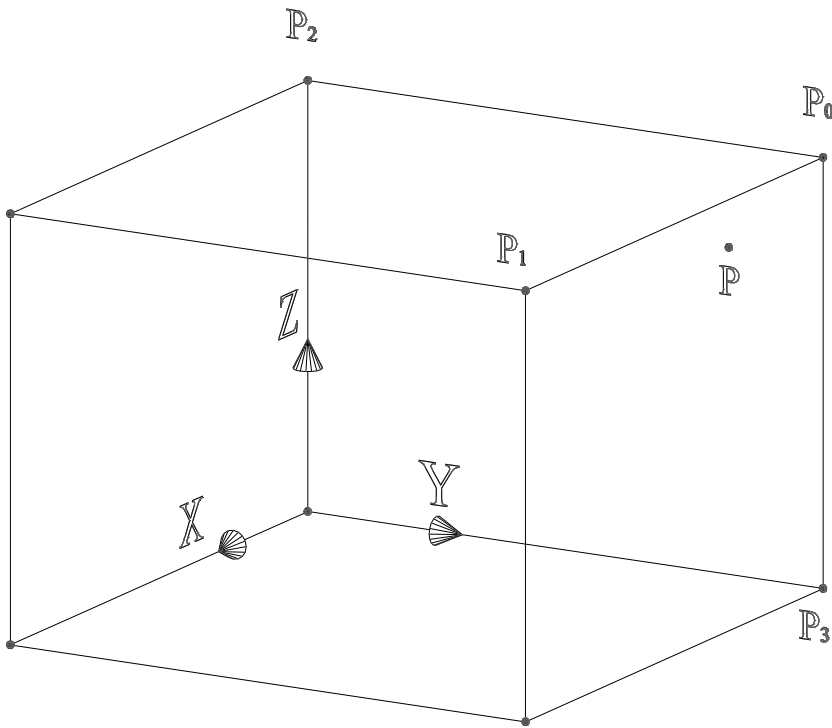


Figura 4.3: Rappresentazione schematica di un volumetto definito da otto punti della mappatura del campo magnetico di ADAMO. Nella figura sono identificati i punti (P_0, P_1, P_2, P_3) determinati dall'algoritmo di interpolazione nel caso in cui P sia come nel disegno.

Si ha così per la componente i -esima del campo nel punto P :

$$\begin{aligned}
 B_i^{int}(P) \simeq & \hat{B}_i(P_0) + \\
 & + \frac{\hat{B}_i(P_1) - \hat{B}_i(P_0)}{x(P_1) - x(P_0)} \cdot (x(P) - x(P_0)) + \\
 & + \frac{\hat{B}_i(P_2) - \hat{B}_i(P_0)}{y(P_2) - y(P_0)} \cdot (y(P) - y(P_0)) + \\
 & + \frac{\hat{B}_i(P_3) - \hat{B}_i(P_0)}{z(P_3) - z(P_0)} \cdot (z(P) - z(P_0))
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Naturalmente la stima di $B_i^{int}(P)$ viene calcolata approssimando i valori veri delle variabili con i valori misurati.

Nel caso in cui il punto P risulti esterno alla zona mappata, l'algoritmo individua comunque quattro punti a cui applicare l'equazione 4.7, scegliendoli tra quelli del volumetto più vicino a P .

4.4 Errori di misura

Come si può vedere in tabella 4.1, il gaussmetro ha un errore di misura dell'1%. Ciò non significa che le misure del campo siano affette soltanto da questo errore. Al contrario, il contributo che risulta dominante nella maggior parte dei casi viene dal non corretto posizionamento della sonda in fase di misura.

4.4.1 Errori su B_x e B_y

Per quanto riguarda la sonda trasversale, che ha la forma di una sbarretta appiattita, questa è fissata all'interno di un blocchetto di plexiglas a sezione quadrata che può essere inserito nei 25 fori praticati sulla maschera di figura 4.1. Il posizionamento di questo blocchetto nella maschera non è estremamente preciso; si trova così che la normale al sensore della sonda può inclinarsi fino a ruotare di un angolo massimo di circa 1° rispetto alle tre direzioni individuate dagli assi del sistema di riferimento. Ideal-

mente bisognerebbe misurare la componente del campo in una direzione \vec{n}_i nota (che poi corrisponde ad una delle due direzioni individuate dagli assi x e y del sistema di riferimento adottato). Indicando con $\vec{B}(P) = \left(\hat{B}_x(P), \hat{B}_y(P), \hat{B}_z(P) \right)$ il campo effettivo nel punto P , la componente da misurare è dunque data da $\vec{B}(P) \cdot \vec{n}_i$. Realisticamente la sonda è invece disposta, rispetto alla direzione \vec{n}_i , secondo tre piccoli angoli di rotazione attorno alle direzioni individuate dai tre assi coordinati. Indicando con α , β , e γ le rotazioni attorno alle direzioni z , x e y rispettivamente, la matrice di rotazione sviluppata al primo ordine negli angoli risulta:

$$R = \begin{pmatrix} 1 & -\alpha & \gamma \\ \alpha & 1 & -\beta \\ -\gamma & \beta & 1 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

La componente del campo che dunque misuriamo è data genericamente da $\vec{B}(P) \cdot \vec{n}'_i$, dove $\vec{n}'_i = R \cdot \vec{n}_i$. Se ad esempio si vuol misurare la componente del campo lungo l'asse x si ha $\vec{n}_x = (1, 0, 0)$ e $\vec{n}'_x = (1, -\alpha, \gamma)$. Questo vuol dire che andremo a misurare il valore $B_x^m(P) = \vec{B}(P) \cdot \vec{n}'_x = \hat{B}_x(P) - \alpha \cdot \hat{B}_y(P) + \gamma \cdot \hat{B}_z(P)$. Poiché, come ho detto in precedenza, α , β , e γ possono assumere valori compresi tra $-\Delta\theta$ e $+\Delta\theta$, con $\Delta\theta \simeq 1^\circ$, la differenza massima tra la componente del campo misurata e quella effettiva lungo l'asse x , cioè $|B_x^m(P) - \hat{B}_x(P)|_{max}$, sarà data da:

$$\Delta B_x^{\Delta\theta}(P) = \Delta\theta \cdot \left[|\hat{B}_y(P)| + |\hat{B}_z(P)| \right] \quad (4.9)$$

Quindi, $\Delta B_x^{\Delta\theta}$ è la stima dell'incertezza dovuta all'errore d'orientazione della sonda. Analogamente per $\Delta B_y^{\Delta\theta}$ si ha:

$$\Delta B_y^{\Delta\theta}(P) = \Delta\theta \cdot \left[|\hat{B}_x(P)| + |\hat{B}_z(P)| \right] \quad (4.10)$$

Nella valutazione dell'incertezza sui valori misurati di \hat{B}_x e \hat{B}_y , oltre al contributo dovuto all'inclinazione della sonda, ho tenuto conto anche dell'errore strumentale e dell'incertezza sulla posizione del punto di misura. Sommando in quadratura tutti i contributi, le valutazioni degli errori sulla misura delle componenti \hat{B}_x e \hat{B}_y sono

$$\begin{aligned} \Delta B_x &= \sqrt{(\Delta B_x^{\Delta\theta})^2 + (\Delta B_x^{strum})^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_x}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_x}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_x}{\partial z} \Delta z\right)^2} \\ \Delta B_y &= \sqrt{(\Delta B_y^{\Delta\theta})^2 + (\Delta B_y^{strum})^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_y}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_y}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{B}_y}{\partial z} \Delta z\right)^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

dove $\Delta B_i^{strum} = 0.01 B_i^m$ e Δx , Δy e Δz sono le incertezze di posizionamento della sonda, valutate 0.5 mm. Le derivate spaziali del campo sono state calcolate facendo uso di una routine basata sul calcolo teorico del campo magnetico nell'attuale configurazione sperimentale (vedere paragrafo 4.5).

4.4.2 Errori su B_z

Per quanto riguarda le misure effettuate con la sonda assiale bisogna tenere conto dell'equazione 4.5. Gli stessi ragionamenti fatti per la valutazione degli errori sulle misure dirette di \hat{B}_x e \hat{B}_y possono essere applicati anche a B_{max} e B_{min} , ottenendo:

$$\begin{aligned} \Delta B_{max} &= \sqrt{[\Delta B_{max}^{\Delta\theta}]^2 + [\Delta B_{max}^{strum}]^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial B_{max}}{\partial r_i} \Delta r_i\right)^2} \\ \Delta B_{min} &= \sqrt{[\Delta B_{min}^{\Delta\theta}]^2 + [\Delta B_{min}^{strum}]^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial B_{min}}{\partial r_i} \Delta r_i\right)^2} \end{aligned} \quad (4.12)$$

dove

$$\Delta B_{max}^{\Delta\theta} = \Delta B_{min}^{\Delta\theta} = \Delta\theta \cdot \left[|\hat{B}_x| + |\hat{B}_y| \right], \quad (4.13)$$

r_i rappresenta le tre coordinate cartesiane cartesiane (x, y, z) e $\Delta B_i^{strum} = 0.01 B_i^m$.

L'errore su B_z^m è stato calcolato, in base all'equazione 4.5, usando la procedura della propagazione degli errori:

$$\Delta B_z = \sqrt{\left| \frac{\partial \hat{B}_z}{\partial \hat{B}_x} \Delta \hat{B}_x \right|^2 + \left| \frac{\partial \hat{B}_z}{\partial \hat{B}_y} \Delta \hat{B}_y \right|^2 + \left| \frac{\partial \hat{B}_z}{\partial \hat{B}_{max}} \Delta \hat{B}_{max} \right|^2 + \left| \frac{\partial \hat{B}_z}{\partial \hat{B}_{min}} \Delta \hat{B}_{min} \right|^2} \quad (4.14)$$

4.5 Calcolo teorico del campo

Per verificare che i dati sperimentali siano in accordo con quanto ci si aspetta dalla teoria dell'elettromagnetismo, ho utilizzato una routine che è stata sviluppata in base alla struttura magnetica di ADAMO. Avendo a che fare con un sistema magnetico composto solamente da magneti permanenti, dalla IV equazione di *Maxwell* si trova che $\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0$ e quindi si può definire il campo di induzione magnetica come gradiente di un potenziale:

$$\vec{B} = -\vec{\nabla} \phi \quad (4.15)$$

In questo caso, risolvendo le equazioni per il campo ϕ nella materia, si trova [29]:

$$\phi(\vec{x}) = -\frac{1}{4\pi} \left[\int_V \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{M}}{R_{\vec{x}, \vec{x}'}} dV(\vec{x}') - \int_S \frac{\vec{n} \cdot \vec{M}}{R_{\vec{x}, \vec{x}'}} dS(\vec{x}') \right] \quad (4.16)$$

dove \vec{M} rappresenta il vettore magnetizzazione dei blocchi magnetici, V il loro volume e S la loro superficie. Poiché nel nostro caso \vec{M} è uniforme in tutto il volume di ciascuno dei blocchetti, calcolando l'integrale di volume separatamente per tutti i blocchetti di materiale magnetico, il contributo del primo termine risulta identicamente nullo e la soluzione per il potenziale si riduce a:

$$\phi(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\vec{n} \cdot \vec{M}}{R_{\vec{x}, \vec{x}'}} dS(\vec{x}') \quad (4.17)$$

La routine calcola numericamente questo integrale considerando separatamente ciascuna faccia dei blocchi magnetici.

4.5.1 Confronto con i risultati sperimentali

Nelle figure 4.4, 4.5 e 4.6 è riportato un confronto tra le previsioni teoriche basate sull'equazione 4.17 (linea continua) e i dati sperimentali. Le tre figure si riferiscono rispettivamente alla dipendenza delle componenti B_x , B_y e B_z dalla variabile z per $x = -1.06$ cm e $y = -1.05$ cm. Il risultato è in accordo, entro i limiti degli errori, con le previsioni teoriche.

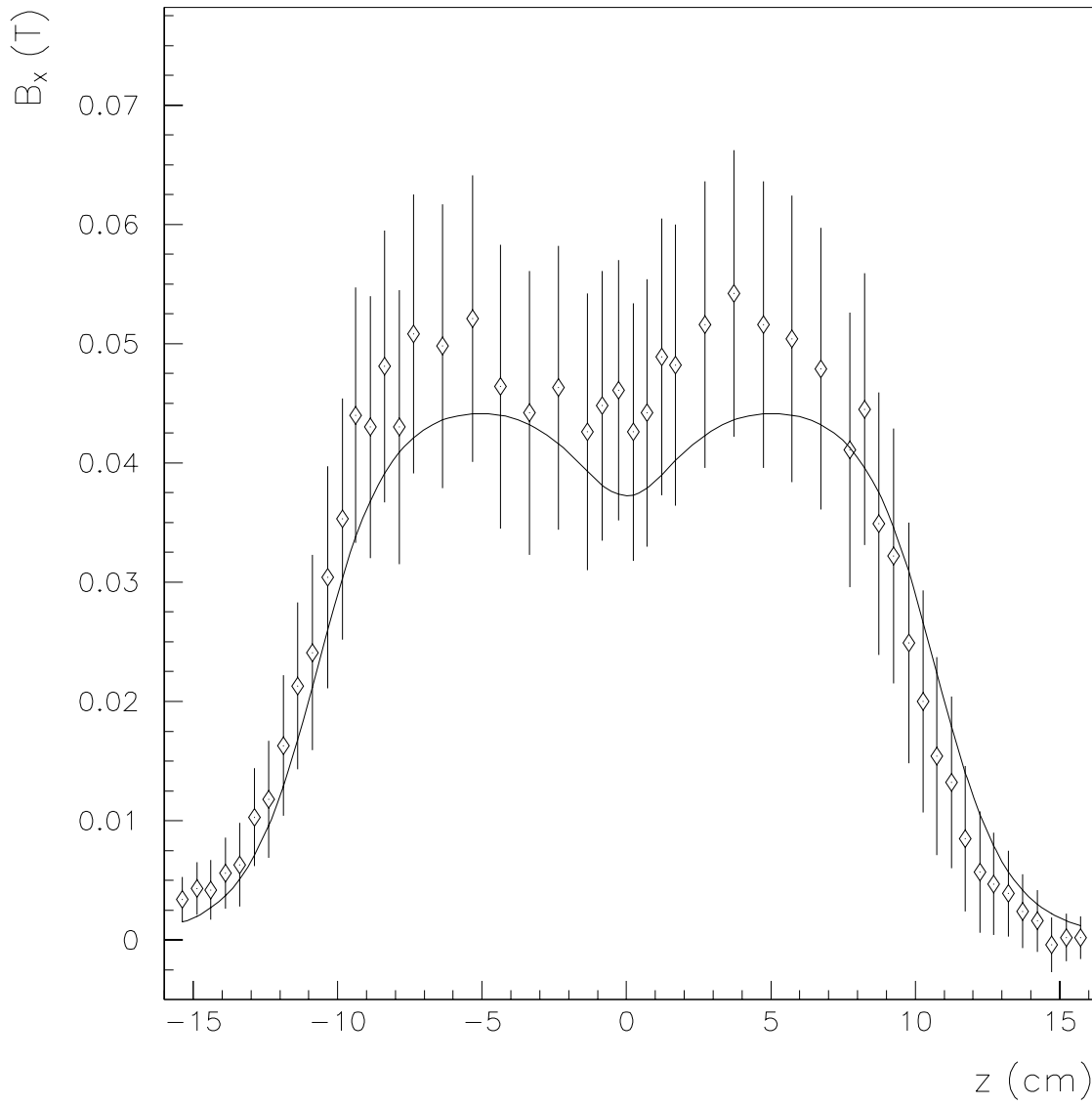


Figura 4.4: Confronto tra previsione teorica e punti sperimentali. Il grafico rappresenta l'andamento della componente B_x del campo di induzione magnetica al variare della coordinata z , con $x=-1.06$ cm e $y=-1.05$ cm.

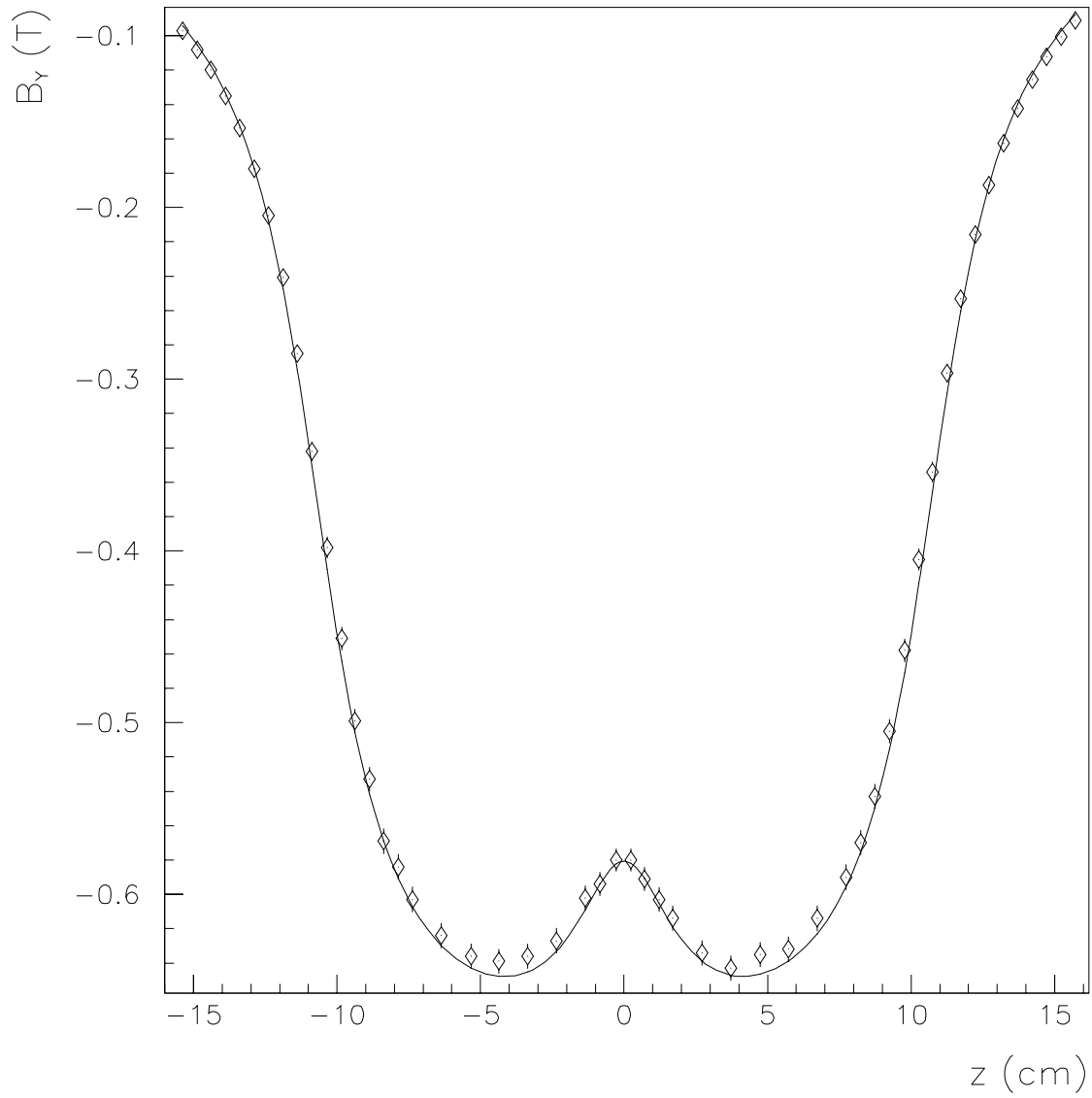


Figura 4.5: Confronto tra previsione teorica e punti sperimentali. Il grafico rappresenta l'andamento della componente B_y del campo di induzione magnetica al variare della coordinata z , con $x=-1.06$ cm e $y=-1.05$ cm.

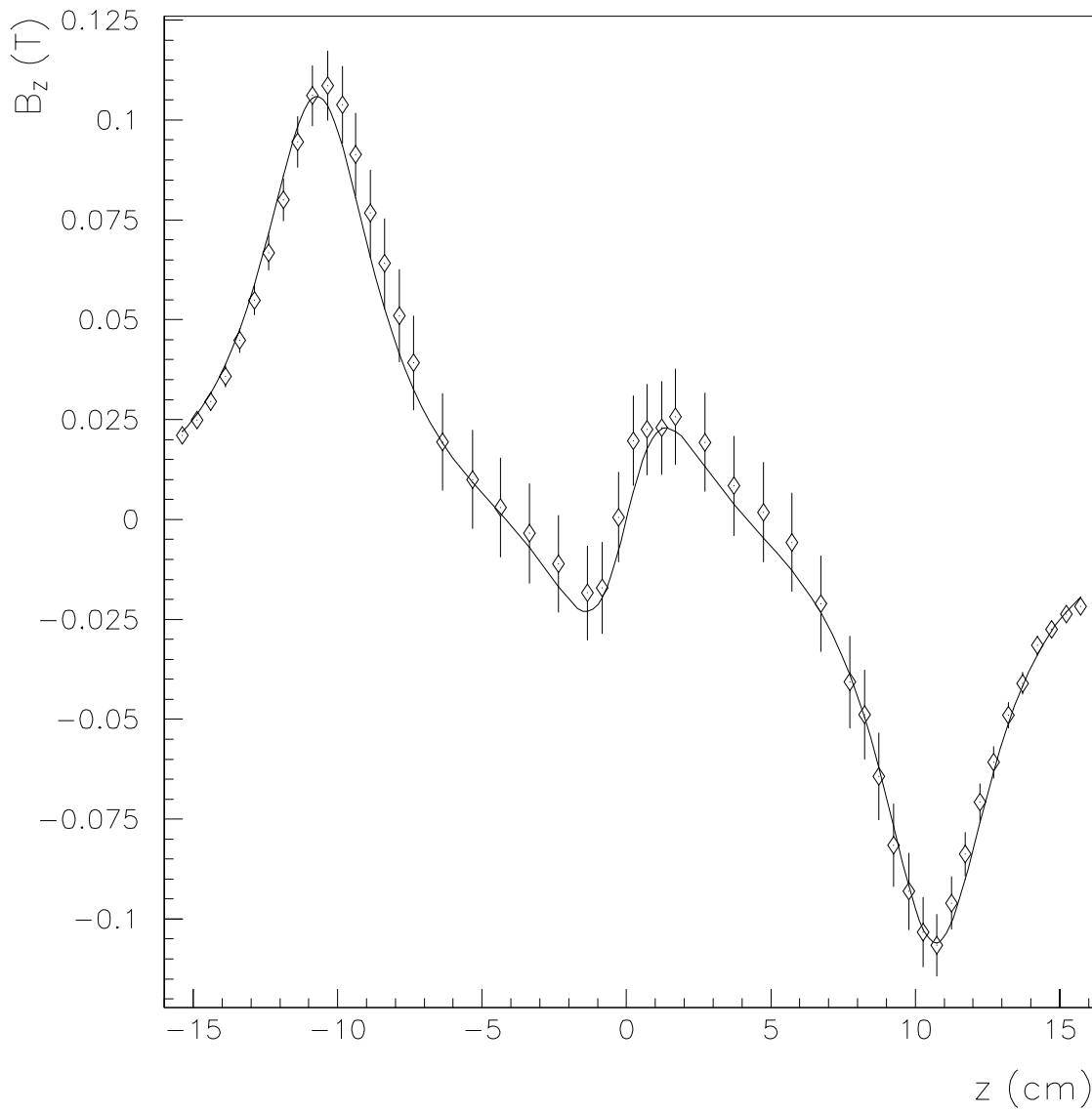


Figura 4.6: Confronto tra previsione teorica e punti sperimentali. Il grafico rappresenta l'andamento della componente B_z del campo di induzione magnetica al variare della coordinata z , con $x=-1.06$ cm e $y=-1.05$ cm.

Capitolo 5

Fase di misura e analisi dati

In questo capitolo presenterò l'analisi dei primi dati ottenuti con ADAMO e ne confronterò i risultati con i risultati ottenuti da precedenti esperimenti.

La fase di presa dati complessiva, durata dal giorno 22 marzo 2000 al giorno 21 aprile 2000 è stata suddivisa in due periodi. Dal primo giorno di acquisizione fino al giorno 4 aprile 2000 i rivelatori sono stati fissati sul supporto descritto nel paragrafo 3.2.2 e collocati al di fuori del sistema magnetico. L'analisi dei dati presi in questo periodo, relativi quindi a tracce dritte, serve per definire i parametri di allineamento del *tracker*, procedura che verrà descritta nel paragrafo 5.1. Il giorno 4 aprile i rivelatori sono stati fissati, tramite il loro supporto, al sistema magnetico. Lo stesso giorno è iniziata l'acquisizione di tracce curve. I dati registrati in questa fase sono stati utilizzati per determinare il flusso differenziale dei raggi cosmici a terra ed il loro rapporto di carica, cioè il rapporto tra il numero di particelle di carica positiva e il numero di particelle di carica negativa.

Per quanto riguarda la misura del flusso differenziale dei raggi cosmici questo è definito dall'equazione 2.6, che, per praticità, riscrivo nuovamente:

$$J(t, p, \theta, \phi) = \frac{d^4 N}{dt dp d\omega dS_{\perp}}$$

dove t è la variabile temporale, p l'impulso, θ e ϕ gli angoli che definiscono la direzione in cui il flusso è valutato. Il flusso di raggi cosmici non ha una dipendenza temporale significativa durante il periodo delle misure, in quanto l'attività solare, responsabile della modulazione descritta nel paragrafo 1.1, è caratterizzata da un ciclo di circa 11 anni, intervallo temporale molto maggiore rispetto alla durata dell'acquisizione dei dati. Questo ci permette di eliminare la dipendenza di J dal tempo. Inoltre la piccola apertura angolare di ADAMO (circa 10°) consente di considerare il flusso incidente approssimativamente indipendente dalla direzione di incidenza. La prima misura che è stata effettuata con ADAMO è quella del flusso differenziale $J_V(p)$ in direzione verticale (cioè per $\theta = 0^\circ$). Sia $\hat{N}_V(\Delta t, \Delta p)$ il numero di particelle che entrano nel rivelatore, orientato in direzione verticale, nell'intervallo di tempo Δt e nell'intervallo di impulso $\Delta p = (p_1, p_2)$. Allora si ha:

$$\hat{N}_V(\Delta t, \Delta p) = \Delta t \int_{p_1}^{p_2} G(p) J_V(p) dp \quad (5.1)$$

dove Δt è l'intervallo di tempo considerato e $G(p)$ è il fattore geometrico (vedere il paragrafo 2.2). Si osservi che il fattore geometrico dipende, nel caso di tracce curvate dall'azione del campo magnetico, non solo dalla geometria del sistema, ma anche dall'impulso delle particelle.

Se nell'intervallo di impulso Δp il fattore geometrico è approssimativamente costante, allora è possibile riscrivere l'equazione 5.1 nel modo seguente:

$$\hat{N}_V(\Delta t, \Delta p) = \Delta t \Delta p G(\bar{p}) \bar{J}_V \quad (5.2)$$

dove $\bar{p} = (p_1 + p_2)/2$ è l'impulso medio nell'intervallo Δp e \bar{J}_V è il flusso medio nello stesso intervallo. Se Δp non è troppo grande possiamo considerare $\bar{J}_V \simeq J_V(\bar{p})$ e quindi.

$$\hat{N}_V(\Delta t, \Delta p) = \Delta t \Delta p G(\bar{p}) J_V(\bar{p}) \quad (5.3)$$

Supponendo che ADAMO abbia un'efficienza complessiva ϵ_{tot} , il numero di particelle rivelate negli intervalli di tempo e di impulso definiti in precedenza sarà dato da:

$$N_V(\Delta t, \Delta p) = \epsilon_{tot} \hat{N}_V(\Delta t, \Delta p) = \epsilon_{tot} \Delta t \Delta p G(\bar{p}) J_V(\bar{p}) \quad (5.4)$$

Da questa equazione si ricava l'espressione per $J_V(\bar{p})$:

$$\boxed{J_V(\bar{p}) = \frac{N_V(\Delta t, \Delta p)}{\epsilon_{tot} \Delta t \Delta p G(\bar{p})}} \quad (5.5)$$

Le quantità a destra di questa equazione sono misurabili con ADAMO per cui, usando la 5.5 è possibile effettuare le misure del flusso differenziale a vari impulsi. L'efficienza ϵ_{tot} dipende sia dall'efficienza del sistema di *trigger* (e quindi dall'efficienza dei singoli scintillatori), sia dall'efficienza dei rivelatori al silicio. Il calcolo delle efficienze è trattato nel paragrafo 5.2.1. La misura dell'impulso delle particelle è trattata nel paragrafo 5.2.3. La misura del fattore geometrico è stata trattata nel paragrafo 2.2.

I dati che ho utilizzato per l'allineamento del *tracker* sono quelli presi tra il giorno 22 marzo e il giorno 4 aprile, cioè dopo aver terminato la mappatura del magnete. Il 4 aprile il sistema è stato spento ed i rivelatori sono stati di nuovo inseriti nel magnete. La fase di misura di tracce curve è durata fino al giorno 21 aprile, per un totale di 154h 36m. In questo intervallo di tempo sono stati individuati dei periodi temporali nei quali il *rate* del *trigger* cresceva in maniera anomala, probabilmente a causa di problemi legati alla catena elettronica o temporanee sorgenti di rumore. Per l'analisi dei dati si è dunque deciso di eliminarle, riducendo così il tempo di presa dati a $\Delta t = 136\text{h } 51\text{m } 42\text{s}$.

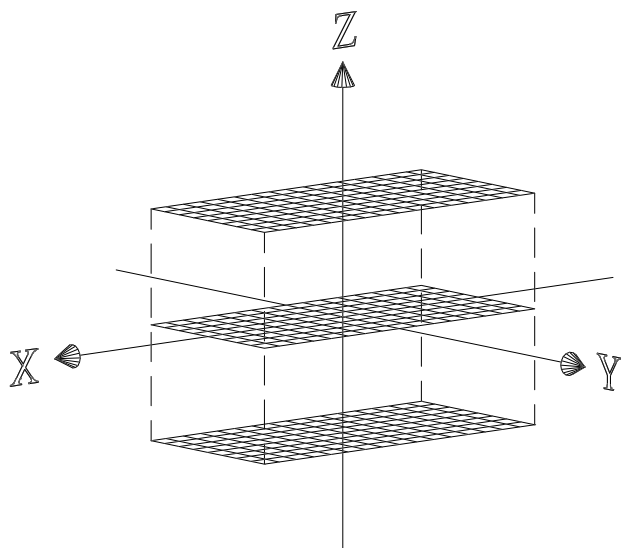


Figura 5.1: Disposizione ideale dei rivelatori al silicio. I tre piani di silicio sono paralleli fra loro e le microstrisce corrispondenti possono essere idealmente portate a coincidere mediante semplici traslazioni lungo l'asse z . Il sistema di riferimento è scelto in modo che i rivelatori abbiano il loro punto centrale sull'asse z e che i loro lati siano paralleli al piano xy . Le quote dei tre piani in queste ipotesi sono (dall'alto in basso) $z'_1 = 14.5\text{ cm}$, $z'_2 = 0\text{ cm}$, $z'_3 = -14.5\text{ cm}$.

5.1 Allineamento del *tracker*

Prima della vera e propria analisi dati per lo studio del flusso dei raggi cosmici, è necessario conoscere con la massima accuratezza possibile le posizioni dei rivelatori. Ciascuna delle parti che costituiscono la meccanica del *tracker*, descritta nel capitolo 3, è stata realizzata con una precisione di qualche centesimo di millimetro. Il posizionamento dei rivelatori al silicio negli appositi contenitori ed il bloccaggio di questi al supporto che permette di fissarli al magnete introducono tuttavia dei sostanziali spostamenti lineari e angolari fra i tre rivelatori, rispetto alla condizione ideale in cui questi sono perfettamente paralleli, ortogonali all'asse z e coincidenti a meno di una traslazione lungo quest'asse (figura 5.1). Lo scopo della fase di allineamento è la determinazione dei parametri che definiscono la deviazione dei rivelatori dalla posizione ideale. Il metodo utilizzato in questa fase è descritto nei paragrafi 5.1.1, 5.1.2 e 5.1.3,

mentre i risultati dell'allineamento sono riportati nel paragrafo 5.1.4.

5.1.1 Metodo di allineamento

La disposizione spaziale di ciascuno dei tre rivelatori al silicio rispetto alla posizione ideale è caratterizzata da 6 parametri, per un totale di 18 parametri. Indicando con P_i il punto centrale di ciascun rivelatore ($i=1,2,3$) una scelta possibile di questi sei parametri per l' i -esimo piano è l'insieme delle tre rotazioni attorno ai tre assi coordinati traslati in P_i e delle traslazioni rigide del rivelatore lungo i tre assi coordinati. Per le rotazioni, supponendo piccoli gli angoli in gioco, possiamo utilizzare la matrice R_i definita dall'equazione 4.8. Per quanto riguarda le traslazioni, mentre nel caso ideale abbiamo $P_i \equiv (0, 0, z'_i)$, nel caso reale avremo $P_i \equiv (C_{xi}, C_{yi}, C_{zi}) \equiv (\Delta x_i, \Delta y_i, z'_i + \Delta z_i)$. In questo modo, il punto sul piano i -esimo relativo alla traccia j -esima, che abbia idealmente coordinate (x'_{ij}, y'_{ij}, z'_i) avrà delle coordinate reali date da:

$$\begin{pmatrix} x_{ij} \\ y_{ij} \\ z_{ij} \end{pmatrix} = R_i \begin{pmatrix} x'_{ij} \\ y'_{ij} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} C_{xi} \\ C_{yi} \\ C_{zi} \end{pmatrix}$$

cioè

$$\begin{cases} x_{ij} = x'_{ij} - \alpha_i y'_{ij} + C_{xi} \\ y_{ij} = \alpha_i x'_{ij} + y'_{ij} + C_{yi} \\ z_{ij} = -\gamma_i x'_{ij} + \beta_i y'_{ij} + C_{zi} \end{cases} \quad (5.6)$$

Partendo dunque dai sei parametri di ciascun piano $(\alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i)$, che ancora non conosciamo, e dalle coordinate ricostruite in base ai segnali delle microstrisce (x'_{ij}, y'_{ij}) oltre alle quote ideali dei piani z'_i , si può risalire alle coordinate effettive dei punti di passaggio di una particella nel sistema di riferimento di figura 5.1, (x_{ij}, y_{ij}, z_{ij}) .

Supponiamo ora di avere a disposizione un numero totale N di tracce dritte e vediamo qual è il metodo che utilizziamo per determinare i parametri di allineamento dei

rivelatori. In base alla 5.6, una volta misurati i valori $(x'_{ij}, y'_{ij}, z'_{ij})$, con $i=1,2,3$ (indice del rivelatore) e $j=1, \dots, N$ (indice della traccia), si calcolano le coordinate (x_{ij}, y_{ij}, z_{ij}) in funzione dei parametri di rototraslazione. Con questa stima dei punti reali in cui sono passate le particelle possiamo effettuare un *fit* lineare per ciascuna traccia determinando la retta che meglio vi si adatta. Con il metodo descritto nei paragrafi 5.1.2 e 5.1.3 si determinano successivamente le intersezioni tra questa retta e i piani rototraslati. Infine si calcola la funzione

$$\chi^2(\alpha_k, \beta_k, \gamma_k, \Delta x_k, \Delta y_k, \Delta z_k) = \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^3 \left[\frac{(x_{ij} - \hat{x}_{ij})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y_{ij} - \hat{y}_{ij})^2}{\sigma_y^2} \right] \quad (5.7)$$

dove x_{ij} e y_{ij} sono i punti calcolati in base alla 5.6, \hat{x}_{ij} e \hat{y}_{ij} sono le intersezioni tra la retta del *fit* e i piani rototraslati, σ_x e σ_y sono le risoluzioni dei rivelatori al silicio nelle direzioni x e y , stimate in $5\mu\text{m}$ e $15\mu\text{m}$ e $k=1,2,3$.

La migliore stima dei parametri di allineamento dei rivelatori viene calcolata minimizzando, al variare di questi, la funzione 5.7 con il programma di minimizzazione MINUIT contenuto nelle librerie del CERN. In realtà non tutti i 18 parametri in gioco possono essere ricavati dalla minimizzazione di χ^2 . Supponiamo infatti di prendere come riferimento uno dei tre rivelatori e di voler determinare i parametri degli altri due rispetto a questo. Supponendo di avere un certo numero di tracce dritte e di averne determinato i punti di passaggio sui tre rivelatori, si trova che esistono infinite configurazioni dei rivelatori in cui questi punti risultano allineati, anche se in direzioni diverse al variare della configurazione. Tutto questo dipende dal fatto che non conosciamo le direzioni reali di provenienza delle particelle che riveliamo. Quello che possiamo fare è prendere come riferimento la configurazione di due piani (ad esempio i due piani esterni), ponendo a zero i 12 parametri relativi, e determinare i 6 parametri del terzo piano (quello centrale) rispetto agli altri due. Con questa scelta definiamo noi stessi la direzione di provenienza delle particelle, definendo come particelle verticali quelle che danno segnale sulle microstrisce corrispondenti dei rivelatori presi per riferimento. È

per questo motivo che è preferibile scegliere i rivelatori esterni come piani di riferimento, in quanto scegliendone due adiacenti, cioè più vicini tra loro, commetteremmo un errore angolare più grande, visto che gli errori assoluti di posizionamento sono simili per i tre rivelatori.

Prima di presentare i risultati dell'allineamento vediamo con quale metodo vengono calcolate le intersezioni tra le rette dei *fit* e i piani rototraslati.

5.1.2 *Fit* di una retta nello spazio

L'equazione di una retta generica in uno spazio tridimensionale può essere scritta come

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + t \vec{n} ,$$

dove t è un parametro reale, \vec{n} un versore e \vec{r}_0 un punto della retta. Scopo del procedimento di *fit* è trovare la migliore stima dei parametri \vec{r}_0 e \vec{n} . Scrivendo separatamente l'equazione per ciascuna componente si ha:

$$\begin{cases} x = x_0 + t n_1 \\ y = y_0 + t n_2 \\ z = z_0 + t n_3 \end{cases} \quad (5.8)$$

Eliminando il parametro t si possono ricavare le proiezioni della retta sui piani xz e yz :

$$\begin{cases} x = P_1 z + P_2 \\ y = P_3 z + P_4 \end{cases}$$

dove

$$\begin{cases} P_1 = \frac{n_1}{n_3} \\ P_2 = x_0 - \frac{n_1}{n_3} z_0 \\ P_3 = \frac{n_2}{n_3} \\ P_4 = y_0 - \frac{n_2}{n_3} z_0 \end{cases} \quad (5.9)$$

Eseguendo il *fit* delle due rette con il metodo dei minimi quadrati si può ricavare una stima dei parametri P_i :

$$\begin{cases} P_1 = \frac{N(\sum z_i x_i) - (\sum z_i)(\sum x_i)}{N(\sum z_i^2) - (\sum z_i)^2} \\ P_2 = \frac{N(\sum z_i^2)(\sum x_i) - (\sum z_i)(\sum z_i x_i)}{N(\sum z_i^2) - (\sum z_i)^2} \\ P_3 = \frac{N(\sum z_i y_i) - (\sum z_i)(\sum y_i)}{N(\sum z_i^2) - (\sum z_i)^2} \\ P_4 = \frac{N(\sum z_i^2)(\sum y_i) - (\sum z_i)(\sum z_i y_i)}{N(\sum z_i^2) - (\sum z_i)^2} \end{cases}$$

dove N è il numero di punti a disposizione (nel nostro caso $N=3$) e (x_i, y_i, z_i) le loro coordinate con $i = 1, \dots, N$. Invertendo le equazioni 5.9 si ricava:

$$\begin{cases} x_0 = P_2 + P_1 z_0 \\ y_0 = P_4 + P_3 z_0 \\ n_1 = n_3 P_1 \\ n_2 = n_3 P_3 \end{cases} \quad (5.10)$$

Dalla condizione $|\vec{n}|^2 = 1$ e dalle 5.10 si ottiene inoltre:

$$n_3^2 = \frac{1}{1 + P_1^2 + P_3^2} \quad (5.11)$$

e quindi si trova:

$$\boxed{\begin{aligned} n_1 &= \frac{P_1}{\sqrt{1 + P_1^2 + P_3^2}} \\ n_2 &= \frac{P_3}{\sqrt{1 + P_1^2 + P_3^2}} \\ n_3 &= \frac{1}{\sqrt{1 + P_1^2 + P_3^2}} \end{aligned}} \quad (5.12)$$

Per quanto riguarda infine il punto \vec{r}_0 , che è un punto qualsiasi della retta, posso porre arbitrariamente $z_0 = 0$, ottenendo la soluzione

$$\boxed{\begin{array}{l} x_0 = P_2 \\ y_0 = P_4 \\ z_0 = 0 \end{array}} \quad (5.13)$$

5.1.3 Intersezione tra retta e piani rototraslati

Per determinare l'equazione di un piano ruotato si possono identificare due versori generatori del piano, ruotarli con la matrice R di rotazione e determinare il piano generato dai versori ruotati. Essendo i piani ideali di figura 5.1 disposti parallelamente al piano xy , due loro possibili versori generatori sono $\vec{e}_1 = (1, 0, 0)$ ed $\vec{e}_2 = (0, 1, 0)$. I due versori ruotati per il piano i -esimo sono perciò:

$$\begin{pmatrix} 1 & -\alpha_i & \gamma_i \\ \alpha_i & 1 & -\beta_i \\ -\gamma_i & \beta_i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_i \\ -\gamma_i \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 & -\alpha_i & \gamma_i \\ \alpha_i & 1 & -\beta_i \\ -\gamma_i & \beta_i & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha_i \\ 1 \\ \beta_i \end{pmatrix}$$

Da questi si ricava l'equazione parametrica del piano ruotato:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = r \begin{pmatrix} 1 \\ \alpha_i \\ -\gamma_i \end{pmatrix} + s \begin{pmatrix} -\alpha_i \\ 1 \\ \beta_i \end{pmatrix}$$

dove r e s sono due parametri reali che definiscono la posizione sul piano. Risolvendo il sistema, cioè eliminando le variabili r e s , si trova l'equazione del piano ruotato:

$$(\alpha_i\beta_i + \gamma_i)x + (\alpha_i\gamma_i - \beta_i)y + (1 + \alpha_i^2)z = 0 \quad (5.14)$$

Introducendo ora anche la traslazione si trova l'equazione del piano rototraslato:

$$(\alpha_i\beta_i + \gamma_i)(x - C_{xi}) + (\alpha_i\gamma_i - \beta_i)(y - C_{yi}) + (1 + \alpha_i^2)(z - C_{zi}) = 0 \quad (5.15)$$

A questo punto, per determinare l'intersezione tra la retta del *fit* e il piano i -esimo è sufficiente risolvere il sistema tra l'equazione 5.15 e le equazioni 5.8, tenendo presenti i risultati 5.12 e 5.13. Chiamando $\hat{x}_i, \hat{y}_i, \hat{z}_i$ le coordinate dei punti di intersezione la soluzione è la seguente:

$$\begin{pmatrix} \hat{x}_i \\ \hat{y}_i \\ \hat{z}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_0 + \hat{t}_i \cdot n_1 \\ y_0 + \hat{t}_i \cdot n_2 \\ z_0 + \hat{t}_i \cdot n_3 \end{pmatrix} \quad (5.16)$$

dove

$$\hat{t}_i = \frac{(\alpha_i\beta_i + \gamma_i)(C_{xi} - x_0) + (\alpha_i\gamma_i - \beta_i)(C_{yi} - y_0) + (1 + \alpha_i^2)(C_{zi} - z_0)}{(\alpha_i\beta_i + \gamma_i)n_1 + (\alpha_i\gamma_i - \beta_i)n_2 + (1 + \alpha_i^2)n_3} \quad (5.17)$$

Siamo adesso in grado di calcolare il χ^2 definito nella 5.7, trovando per ciascuna traccia le intersezioni tra il piano rototraslato e la retta ottenuta dal *fit*, in funzione dei sei parametri di allineamento del piano centrale. La procedura di allineamento viene effettuata minimizzando il χ^2 della 5.7 al variare di questi sei parametri.

5.1.4 Risultato dell'allineamento

I dati utilizzati per l'allineamento del *tracker* sono quelli presi tra il giorno 22 marzo 2000 e il giorno 4 aprile 2000 e sono relativi a tracce dritte, poiché i rivelatori erano

collocati all'esterno del sistema magnetico. Le tracce dritte identificate, in cui tutte le sei viste dei rivelatori hanno risposto al passaggio di una particella, sono 3416. I risultati ottenuti per i parametri del piano centrale sono i seguenti:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= (0.196 \pm 0.011) \text{ mrad} \\
 \beta &= (0.34 \pm 0.14) \text{ mrad} \\
 \gamma &= (-3.9 \pm 0.2) \text{ mrad} \\
 \Delta x &= (-60.0 \pm 0.2) \mu\text{m} \\
 \Delta y &= (-119.8 \pm 0.3) \mu\text{m} \\
 \Delta z &= (-201 \pm 2) \mu\text{m}
 \end{aligned} \tag{5.18}$$

I piccoli valori di questi parametri danno un'idea della bontà della lavorazione delle parti meccaniche.

Per quanto riguarda la precisione con cui i parametri vengono misurati si può osservare che l'angolo di rotazione nel piano xy , α , viene determinato con maggiore accuratezza. Questo dipende dal fatto che stiamo rivelando particelle provenienti dall'alto, che formano cioè angoli piccoli con l'asse z . Se supponiamo di avere tracce perfettamente verticali si trova che un piccolo angolo di rotazione attorno agli assi x o y introduce un errore sulle coordinate del secondo ordine nel valore dell'angolo. Un piccolo angolo di rotazione attorno all'asse z introduce invece un errore del primo ordine. È per questo motivo che l'algoritmo di allineamento riesce a determinarlo con precisione maggiore. Un discorso analogo può essere fatto per gli spostamenti lineari. Supponendo ancora di avere tracce verticali, una traslazione di un piano lungo l'asse verticale non cambia il punto di passaggio delle particelle sul piano interessato, mentre questo non è vero per le traslazioni lungo gli assi orizzontali; la traslazione lungo l'asse z viene quindi determinata con minor precisione delle altre due.

5.2 Analisi dei dati

5.2.1 Calcolo delle efficienze.

Come ho già affermato all'inizio di questo capitolo, per poter misurare il flusso assoluto di raggi cosmici è necessario conoscere le efficienze di tutti gli scintillatori, che determinano l'efficienza del *trigger*, e quelle di ciascuna vista dei rivelatori al silicio. Con questi valori siamo in grado di risalire all'efficienza complessiva di rivelazione di ADAMO, ϵ_{tot} , che viene utilizzata nella 5.5 per calcolare il flusso differenziale dei raggi cosmici $J_V(\vec{p})$.

Efficienza di *trigger*

I dati utilizzati in questa tesi sono stati presi con il sistema di *trigger* descritto nel paragrafo 3.3.3, cioè con quattro scintillatori.

Per determinare l'efficienza di *trigger*, viene innanzitutto selezionato un campione di eventi che hanno attraversato tutti i rivelatori al silicio in una zona tale che, data la geometria dello spettrometro, devono essere passati anche per tutti e quattro gli scintillatori. Supponiamo di voler determinare l'efficienza assoluta di uno scintillatore. Sia n il numero di eventi, tra quelli selezionati, in cui contemporaneamente tutti e quattro gli scintillatori hanno dato segnale e m il numero di eventi in cui il solo scintillatore in esame non ha dato segnale. Allora l'efficienza assoluta dello scintillatore viene calcolata come

$$\epsilon = \frac{n}{n + m}$$

Per quanto riguarda l'errore su ϵ , assumendo come errori su n e m i valori dati dalla statistica poissoniana \sqrt{n} e \sqrt{m} si trova:

$$\Delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{n+m}} + \frac{int(\epsilon) + int(1-\epsilon)}{n+m}$$

Si osservi che, mentre il termine con la radice deriva direttamente dalla propagazione degli errori, il termine contenente la parte intera di (ϵ) e di $(1 - \epsilon)$ serve per tenere conto di un ipotetico caso in cui l'efficienza risulti 0 o 1. In entrambi questi casi il contributo del termine è $1/(n + m)$ (questo è ragionevole nel caso in cui $(n + m) \gg 1$). Le efficienze degli scintillatori sono state misurate sia per le tracce dritte (cioè per i dati presi fuori dal sistema magnetico), sia per le tracce curve (cioè per i dati presi all'interno del sistema magnetico). Per questa misura sono state selezionate 3416 tracce dritte e 1777 tracce curve.

In tabella 5.1 sono riportati i risultati relativi alle efficienze assolute dei quattro scintillatori del sistema di *trigger*. Come si può osservare le efficienze degli scintillatori

$\epsilon_{S1}^{out} = 0.850 \pm 0.007$	$\epsilon_{S1}^{in} = 0.672 \pm 0.013$
$\epsilon_{S2}^{out} = 0.446 \pm 0.007$	$\epsilon_{S2}^{in} = 0.467 \pm 0.011$
$\epsilon_{S3}^{out} = 0.917 \pm 0.006$	$\epsilon_{S3}^{in} = 0.964 \pm 0.006$
$\epsilon_{S4}^{out} = 0.981 \pm 0.003$	$\epsilon_{S4}^{in} = 0.890 \pm 0.010$

Tabella 5.1: Risultati per le efficienze dei quattro scintillatori utilizzati per il sistema di *trigger* di ADAMO. Nelle due colonne sono riportati i risultati ottenuti dai dati presi per l'allineamento, in assenza del campo magnetico dell'apparato (*out*), e dai dati presi in presenza del campo magnetico (*in*).

in presenza di campo magnetico sono diverse rispetto al caso in assenza del campo. Il risultato per gli scintillatori più interni, 2 e 3, può essere spiegato ipotizzando un piccolo cambiamento delle soglie di discriminazione dei segnali avvenuto nella fase di spegnimento e accensione del sistema che è stata necessaria per il posizionamento dei rivelatori sul magnete, e l'utilizzo di tensioni di polarizzazione leggermente più alte. Per quanto riguarda gli scintillatori più esterni, S_1 e S_4 , è invece evidente una brusca diminuzione di efficienza, imputabile all'azione del campo magnetico. Il fatto che le efficienze per S_1 e S_4 subiscano una variazione molto maggiore di quella per S_2 e S_3 è dovuto al diverso effetto del campo magnetico sui due tipi di fotomoltiplicatori che sono diversi (H5783,R5900). Inoltre le variazioni delle efficienze di S_1 e S_4 sono

significativamente diverse perché questo tipo di fotomoltiplicatore è molto sensibile alla direzione del campo magnetico, e piccole differenze di posizionamento rispetto alle linee del campo possono procurare sensibili differenze di efficienza. Consideriamo adesso, tra tutte le possibili combinazioni dei segnali degli scintillatori riportate in tabella 3.5, solo quelle che danno luogo ad un segnale di *trigger*. Le combinazioni riportate nella tabella sono tutte mutuamente esclusive. Per questo motivo la probabilità che al passaggio di una particella attraverso i quattro scintillatori corrisponda una delle combinazioni che dà segnale di *trigger* può essere calcolata come somma delle probabilità delle singole combinazioni. Il contributo di ciascuna combinazione all'efficienza di *trigger* è dato dal prodotto di quattro valori che sono le efficienze ϵ_i dei singoli scintillatori, per gli scintillatori che hanno dato segnale e le inefficienze $1 - \epsilon_i$ per gli scintillatori che non hanno dato segnale:

$$\begin{aligned}
\epsilon_{trigger} &= [(1 - \epsilon_{S1}) \cdot \epsilon_{S2} \cdot (1 - \epsilon_{S3}) \cdot \epsilon_{S4}] + [(1 - \epsilon_{S1}) \cdot \epsilon_{S2} \cdot \epsilon_{S3} \cdot \epsilon_{S4}] + \\
&+ [\epsilon_{S1} \cdot (1 - \epsilon_{S2}) \cdot (1 - \epsilon_{S3}) \cdot \epsilon_{S4}] + [\epsilon_{S1} \cdot (1 - \epsilon_{S2}) \cdot \epsilon_{S3} \cdot (1 - \epsilon_{S4})] + \\
&+ [\epsilon_{S1} \cdot (1 - \epsilon_{S2}) \cdot \epsilon_{S3} \cdot \epsilon_{S4}] + [\epsilon_{S1} \cdot \epsilon_{S2} \cdot (1 - \epsilon_{S3}) \cdot \epsilon_{S4}] + \\
&+ [\epsilon_{S1} \cdot \epsilon_{S2} \cdot \epsilon_{S3} \cdot (1 - \epsilon_{S4})] + [\epsilon_{S1} \cdot \epsilon_{S2} \cdot \epsilon_{S3} \cdot \epsilon_{S4}] = \\
&= \epsilon_{S1} \cdot \epsilon_{S3} + \epsilon_{S2} \cdot \epsilon_{S4} + \epsilon_{S1} \cdot \epsilon_{S4} \cdot (1 - \epsilon_{S2} - \epsilon_{S3})
\end{aligned}$$

L'errore su $\epsilon_{trigger}$ è calcolato, assumendo che le ϵ_{Sj} siano indipendenti, con la propagazione degli errori;

$$\Delta\epsilon_{trigger} = \sqrt{\sum_{j=1}^4 \left(\frac{\partial\epsilon_{trigger}}{\partial\epsilon_{Sj}} \right)^2 \Delta\epsilon_{Sj}^2}$$

Il calcolo dell'efficienza di *trigger* è stato effettuato sia per le tracce dritte (*out*) che per le tracce curve (*in*). I risultati ottenuti sono i seguenti:

$\epsilon_{trigger}^{out} = 0.915 \pm 0.004$
$\epsilon_{trigger}^{in} = 0.806 \pm 0.008$

È evidente che la presenza del campo magnetico riduce notevolmente l'efficienza di *trigger*.

Efficienza dei rivelatori al silicio

Per quanto riguarda i rivelatori al silicio, ciascuna delle sei viste ha un certo numero di microstrisce malfunzionanti a causa di difetti di produzione. Da una stima della ditta costruttrice, ogni vista dovrebbe avere circa il 10% di microstrisce difettose, cioè circa 100 su 1024. L'analisi dell'efficienza è stata effettuata sia sui dati presi in assenza di campo magnetico (quelli usati per l'allineamento del *tracker*) che su quelli presi nel campo magnetico. Le efficienze delle sei viste sono state determinate nello stesso modo con cui si sono determinate le efficienze degli scintillatori; ho selezionato cioè gli eventi in cui tutte le sei viste hanno risposto al passaggio di una particella (N_6) e, contemporaneamente, quelli in cui hanno risposto almeno le cinque viste diverse da quella in esame (N_5). In quest'ultimo caso anche la vista senza segnale avrebbe dovuto dare risposta, perché questa vista è fisicamente collegata ad una delle altre cinque (lati x e y di un sensore), che hanno dato segnale. La mancata presenza di segnale sulla vista in esame corrisponde quindi ad una reale inefficienza. Il rapporto N_6/N_5 ci dà l'efficienza della vista in esame. I risultati ottenuti sono riportati in tabella 5.2. I valori

$\epsilon_{1X}^{out} = 0.953 \pm 0.003$	$\epsilon_{1X}^{in} = 0.957 \pm 0.003$
$\epsilon_{1Y}^{out} = 0.919 \pm 0.003$	$\epsilon_{1Y}^{in} = 0.916 \pm 0.005$
$\epsilon_{2X}^{out} = 0.859 \pm 0.004$	$\epsilon_{2X}^{in} = 0.880 \pm 0.005$
$\epsilon_{2Y}^{out} = 0.923 \pm 0.003$	$\epsilon_{2Y}^{in} = 0.918 \pm 0.005$
$\epsilon_{3X}^{out} = 0.879 \pm 0.003$	$\epsilon_{3X}^{in} = 0.890 \pm 0.005$
$\epsilon_{3Y}^{out} = 0.909 \pm 0.004$	$\epsilon_{3Y}^{in} = 0.919 \pm 0.005$

Tabella 5.2: Risultati per le efficienze delle viste X e Y dei tre rivelatori al silicio di ADAMO. Nella prima colonna (*out*) sono riportati i risultati ottenuti in base ai dati presi con i rivelatori lontani dal magnete, per l'allineamento del *tracker*, mentre nella seconda (*in*) i risultati sono ottenuti dai dati presi con i rivelatori montati sul magnete.

per le efficienze dei rivelatori, con e senza campo magnetico (*in* e *out* rispettivamente),

risultano in sostanziale accordo. Le piccole differenze riscontrate possono essere dovute al fatto che i sensori risultano illuminati dalle particelle con distribuzioni diverse nei due casi, dovute alla diversa geometria della zona utile fuori e dentro il campo magnetico. Queste differenze sono riscontrabili anche nei valori delle efficienze complessive del *tracker* fuori e dentro al magnete; queste risultano infatti:

$$\begin{aligned}\epsilon_{tracker}^{out} &= 0.555 \pm 0.005 \\ \epsilon_{tracker}^{in} &= 0.579 \pm 0.008\end{aligned}$$

Efficienza totale di ADAMO

L'efficienza complessiva dell'apparato è definita come il prodotto dell'efficienza di *trigger* e delle efficienze dei rivelatori. I risultati che si ottengono per le tracce dritte (*out*) e per le tracce curve (*in*) sono i seguenti:

$$\begin{aligned}\epsilon_{tot}^{out} &= 0.508 \pm 0.005 \\ \epsilon_{tot}^{in} &= 0.467 \pm 0.008\end{aligned}$$

L'efficienza totale in presenza di campo magnetico si riduce (percentualmente) di circa l'8% rispetto a quella in assenza di campo, cioè $(\epsilon_{tot}^{out} - \epsilon_{tot}^{in})/\epsilon_{tot}^{out} \simeq 0.08$. Questa differenza è interamente dovuta alla variazione dell'efficienza di *trigger*.

5.2.2 Tempo morto

Il tempo morto di un apparato di misura è definito come l'intervallo di tempo minimo che deve intercorrere tra due eventi successivi affinché il sistema possa registrarli entrambi, separatamente. Tornando alla descrizione fatta nel paragrafo 3.3.2 a proposito della catena elettronica per la formazione del segnale di *trigger*, i segnali di veto che disabilitano il *trigger* rendono il sistema di *trigger* un sistema non paralizzabile. Questo significa che se una particella attraversa lo spettrometro quando ancora l'elettronica

sta analizzando l'evento precedente, il nuovo evento viene semplicemente ignorato. Il tempo morto coincide dunque con l'intervallo di tempo necessario per l'acquisizione di un evento e il successivo *reset* dell'elettronica.

Nel caso di ADAMO il tempo morto è $\tau_m \simeq 10$ ms, dovuto essenzialmente al tempo necessario per trasferire i dati alla CPU VME e alla successiva scrittura su disco. Per valutare la probabilità che almeno un evento cada entro un tempo τ_m dall'arrivo del precedente possiamo fare il ragionamento seguente. Supponiamo che il *rate* medio di eventi sia n . Questo significa che il numero medio di eventi che si hanno nell'intervallo di tempo τ_m è $n \tau_m$. Supponiamo che all'istante $t = 0$ arrivi un evento. La probabilità di averne almeno uno entro un tempo τ_m sarà data da $P_{\geq 1}(\tau_m) = 1 - P_0(\tau_m)$, dove $P_0(\tau_m)$ è la probabilità di avere 0 eventi tra $t = 0$ e $t = \tau_m$. Supponendo che gli eventi siano distribuiti secondo una distribuzione di Poisson con media $r = n \tau_m$, la probabilità di avere k eventi nell'intervallo di tempo τ_m è data da:

$$P_r(k) = \frac{e^{-r} r^k}{k!}$$

Si trova così:

$$P_{\geq 1}(\tau_m) = 1 - e^{-n \tau_m} \quad (5.19)$$

Vediamo di dare una stima del rate medio di *trigger* nelle misure fatte nel magnete, cioè per le tracce curve. Nella figura 5.2 è riportato il numero di segnali di *trigger* in funzione del tempo. Come si vede in figura, ADAMO ha acquisito dati non continuativamente ma in periodi di tempo variabili e più o meno distanti. Il tempo complessivo di presa dati, esclusi gli intervalli di tempo in cui il *rate* sale in maniera anomala a causa di problemi legati alla catena elettronica, è di 492702 secondi; in questo intervallo di tempo il numero di eventi complessivamente registrati è di 43111¹. Questo significa

¹Questo numero è significativamente più grande del numero di eventi che hanno attraversato completamente lo spettrometro, perché il fattore geometrico del sistema di *trigger* è maggiore del fattore geometrico dello spettrometro.

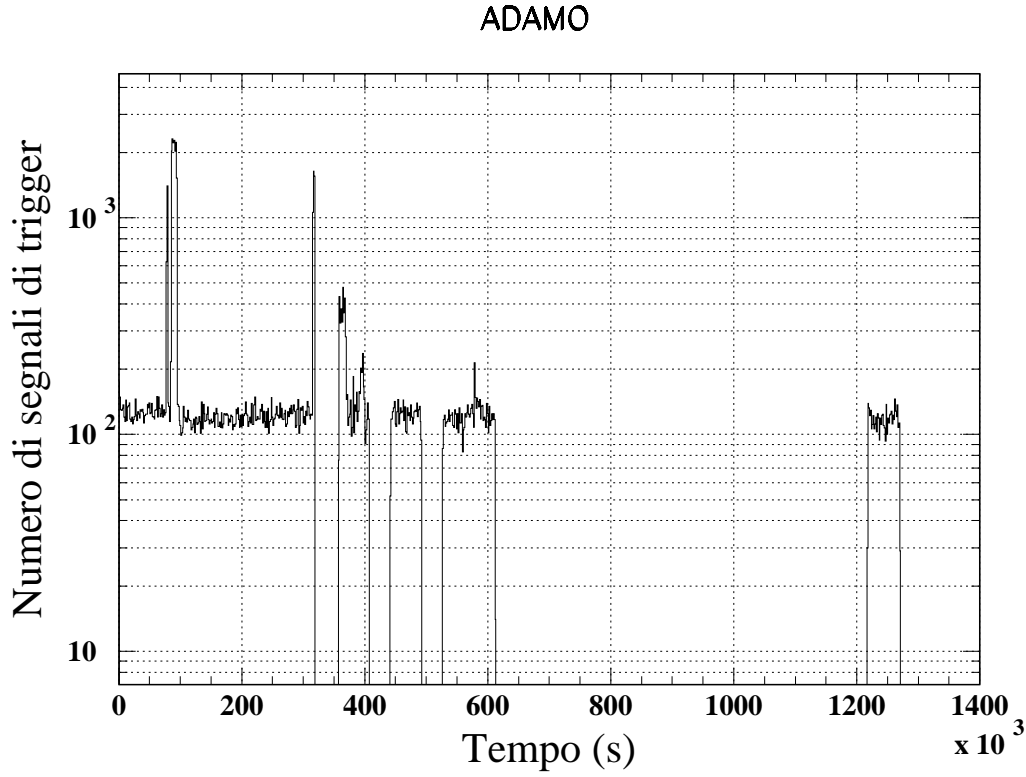


Figura 5.2: Distribuzione dei segnali di *trigger* in funzione del tempo. Sull'asse delle ascisse è riportato il tempo trascorso a partire dall'istante in cui è iniziata l'acquisizione dei dati. L'istogramma è suddiviso in 1000 canali, ognuno dei quali corrisponde ad un tempo di 1400 s (circa 23 min). Nel grafico si individuano facilmente, come descritto nel testo, alcune zone in cui il *rate* dei conteggi aumenta improvvisamente anche di un fattore 20.

che il *rate* medio di segnali di *trigger* è pari a

$$n = \frac{43111}{492702 \text{ s}} \simeq 0.087 \text{ s}^{-1}$$

Nel caso di ADAMO si ha così:

$$r = n \tau_m = 0.087 \text{ s}^{-1} 0.01 \text{ s} = 8.7 \cdot 10^{-4}$$

Si trova così dalla 5.19, nel caso di ADAMO, che la probabilità di avere almeno un evento durante l'acquisizione dell'evento precedente vale $(1 - e^{-8.7 \cdot 10^{-4}}) \simeq 8.7 \cdot 10^{-4}$ ed è quindi trascurabile ai fini del calcolo dei flussi di particelle.

5.2.3 Ricostruzione delle tracce

Prima di presentare i risultati ottenuti per il flusso differenziale dei raggi cosmici a terra e per il loro rapporto di carica è opportuno descrivere il metodo utilizzato per la misura dell'impulso e della direzione di provenienza delle particelle.

L'algoritmo per la ricostruzione delle traiettorie dei muoni nel campo magnetico [30] è basato sull'integrazione dell'equazione di moto relativistica, che nel Sistema Internazionale di unità di misura è scritta come:

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

Introducendo la variabile $l = \beta ct$ (*path lenght*) e tenendo conto che β è costante perché il campo magnetico compie un lavoro nullo su una carica in movimento, questa può essere anche riscritta come

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dl^2} = \eta \left(\frac{d\vec{r}}{dl} \times \vec{B} \right) \quad (5.20)$$

dove

$$\eta = \frac{q}{m\gamma\beta c} = \frac{q}{p}$$

è detta *deflessione* della particella ed è l'inverso della *rigidità magnetica* definita nel paragrafo 2.1. Grazie alla 5.20 è possibile, noti in un punto il modulo dell'impulso e la direzione di moto, calcolare la nuova direzione di moto dopo che la particella ha percorso un tratto Δl sufficientemente piccolo da potervi considerare praticamente costante il campo magnetico. Il metodo utilizzato per integrare la 5.20 è il Metodo di Runge-Kutta per la risoluzione dell'equazione differenziale del tracciamento di una

particella carica in un campo magnetico. Questo si basa sull'algoritmo di Nystroem, riportato in [31], che è stato tradotto in codice FORTRAN nelle librerie del CERN. Per poter effettuare la ricostruzione occorre supporre di conoscere, in una posizione nota, l'impulso della particella e la sua direzione di provenienza. Fissiamo perciò un livello di riferimento ad una quota z_R intermedia tra la quota del rivelatore al silicio posto più in alto e la massima quota in cui il campo è stato mappato; definiamo la variabile vettoriale $\vec{\alpha} = (x_R, y_R, \cos \theta_R, \phi_R, \eta)$, dove x_R, y_R, θ_R e ϕ_R sono le coordinate e gli angoli direzionali della particella quando passa alla quota di riferimento z_R , e η è la sua deflessione. Questo vettore, unito alla conoscenza della mappa del campo magnetico, è sufficiente per effettuare la ricostruzione della traccia. La migliore stima dei parametri $\vec{\alpha}$, e quindi la misura dell'impulso $p = q/\eta$, viene ottenuta mediante un procedimento di ottimizzazione che consiste nella minimizzazione della somma degli scarti quadratici tra i punti sperimentali (x_i, y_i) misurati sui tre piani di rivelatori e quelli forniti dalla ricostruzione delle tracce, (\hat{x}_i, \hat{y}_i) :

$$\chi^2(\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^3 \left[\left(\frac{x_i - \hat{x}_i(\vec{\alpha})}{\sigma_{x_i}} \right)^2 + \left(\frac{y_i - \hat{y}_i(\vec{\alpha})}{\sigma_{y_i}} \right)^2 \right] \quad (5.21)$$

Le grandezze a denominatore nell'equazione 5.21 sono le incertezze sulla determinazione dei punti sperimentali, cioè le risoluzioni dei rivelatori nelle due direzioni di misura ($\sigma_{x_i} \cong 5\mu\text{m}$, $\sigma_{y_i} \cong 15\mu\text{m}$). Le misure sperimentali che vengono utilizzate per il calcolo del χ^2 sono sei per ogni traccia, le tre variabili x_i e le tre variabili y_i . Essendo cinque i parametri da determinare ($\vec{\alpha}$) il numero di gradi di libertà è 1.

Vediamo adesso come viene minimizzato il χ^2 . Si può effettuare uno sviluppo di $\vec{\alpha}$ in un intorno di un valore approssimato di partenza $\vec{\alpha}_0$:

$$\chi^2(\vec{\alpha}) = \chi^2(\vec{\alpha}_0) + \left[\sum_{j=1}^5 \left(\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_j} \right)_{\vec{\alpha}_0} \Delta \alpha_j + \frac{1}{2} \sum_{j,k=1}^5 \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \alpha_j \partial \alpha_k} \right)_{\vec{\alpha}_0} \Delta \alpha_j \Delta \alpha_k \right] \quad (5.22)$$

Per effettuare una variazione $\Delta\vec{\alpha}$ da $\vec{\alpha}_0$ ad $\vec{\alpha}$ tale che χ^2 venga minimizzato è necessario che risulti $\partial\chi^2/\partial(\Delta\alpha_l) = 0 \forall l$. Eseguendo i calcoli sull'equazione 5.22 si ottiene

$$\left(\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_l}\right)_{\vec{\alpha}_0} + \sum_k \left(\frac{\partial^2\chi^2}{\partial\alpha_l\partial\alpha_k}\right)_{\vec{\alpha}_0} \Delta\alpha_k = 0 \quad (5.23)$$

Introducendo le notazioni

$$(V)_l \equiv \left(\frac{\partial\chi^2}{\partial\alpha_l}\right)_{\vec{\alpha}_0}$$

$$(Z)_{lk} \equiv \left(\frac{\partial^2\chi^2}{\partial\alpha_l\partial\alpha_k}\right)_{\vec{\alpha}_0}$$

si trova

$$(V)_l = 2 \left[\sum_{i=1}^3 \left(\frac{x_i - \hat{x}_i}{\sigma_{x_i}^2} \right) \frac{\partial \hat{x}_i}{\partial \alpha_l} + \left(\frac{y_i - \hat{y}_i}{\sigma_{y_i}^2} \right) \frac{\partial \hat{y}_i}{\partial \alpha_l} \right]_{\vec{\alpha}_0} \quad (5.24)$$

$$(Z)_{lk} = 2 \left[\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \left(\frac{\partial \hat{x}_i}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \hat{x}_i}{\partial \alpha_l} + (x_i - \hat{x}_i) \frac{\partial^2 \hat{x}_i}{\partial \alpha_l \partial \alpha_k} \right) \right]_{\vec{\alpha}_0} \quad (5.25)$$

$$+ 2 \left[\sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \left(\frac{\partial \hat{y}_i}{\partial \alpha_k} \frac{\partial \hat{y}_i}{\partial \alpha_l} + (y_i - \hat{y}_i) \frac{\partial^2 \hat{y}_i}{\partial \alpha_l \partial \alpha_k} \right) \right]_{\vec{\alpha}_0}$$

Con queste variabili l'equazione 5.23 può essere riscritta in una forma vettoriale:

$$V + Z(\vec{\alpha} - \vec{\alpha}_0) = 0$$

la cui soluzione è

$$\boxed{\vec{\alpha} = Z^{-1}V + \vec{\alpha}_0} \quad (5.26)$$

Le derivate che compaiono nelle equazioni 5.24 e 5.25 vengono calcolate con metodi numerici e così viene determinato un nuovo valore di $\vec{\alpha}$ che viene assunto come punto di partenza per una nuova iterazione. Il processo iterativo si ferma al raggiungimento dei criteri di convergenza che vengono richiesti. Nel caso in cui la convergenza non venga raggiunta dopo 100 iterazioni il processo si arresta e la traccia non viene ricostruita.

5.2.4 Primi risultati e confronto con i precedenti esperimenti

Nei dati acquisiti tra il giorno 4 aprile 2000 e il giorno 21 aprile 2000, con i rivelatori fissati sul magnete, sono state innanzitutto selezionate le tracce che soddisfano alcune richieste basilari. La prima richiesta è che le tracce abbiano dato segnale in tutte e sei le viste dei tre rivelatori al silicio. Questo è necessario ai fini della ricostruzione delle tracce. Tra gli eventi così selezionati è poi necessario individuare quelli che rientrano nell'accettanza di ADAMO, definita dalle porzioni dei rivelatori individuate dal prolungamento della cavità magnetica. Questo serve per evitare di considerare particelle che possono aver attraversato, sia pure per un breve tratto, una zona occupata dal materiale magnetico che costituisce la struttura di ADAMO. Infine vengono scartate le tracce che, pur soddisfacendo questi due primi requisiti, non vengono ricostruite accuratamente.

Per rendere chiara quest'ultima affermazione, nella figura 5.3 è riportata la distribuzione del χ^2_{min} per le tracce ricostruite. Come è evidente dalla figura, la distribuzione ha due picchi. Il picco a bassi valori di χ^2 è quello relativo alle tracce che sono state ricostruite senza problemi. La coda di questo picco è dovuta alle particelle di bassa energia, che risentono del maggiormente dell'effetto di *scattering* multiplo nei piani di silicio (l'angolo medio di *scattering* multiplo va come $1/p$). Il secondo picco è invece quello relativo alle tracce che sono state ricostruite male. La causa di ciò è l'ambiguità dovuta al fatto che i piani di silicio sono costituiti da due sensori le cui microstrisce corrispondenti sono lette dallo stesso canale di elettronica (paragrafo 3.2.1). Nel caso in cui una particella obliqua attraversi almeno uno dei sensori che non sono posti nella cavità l'evento è sicuramente da scartare, perché non rientra nell'accettanza di ADAMO. Le coordinate fornite dal rivelatore non ci consentono però di capire a colpo d'occhio se la particella è passata da un sensore o dall'altro. Comunque, anche se le coordinate fornite dai rivelatori possono quindi essere a prima vista compatibili con l'accettanza, il programma di ricostruzione non riesce a ricostruirle con precisione. L'errore spaziale

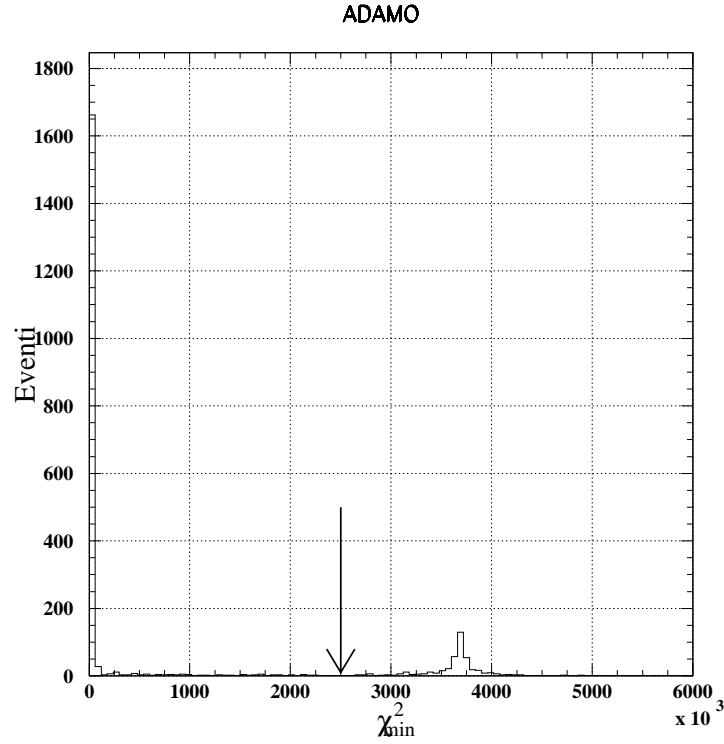


Figura 5.3: Distribuzione del χ^2 minimo per le tracce di particelle ricostruite. Il picco ad alti valori di χ^2 è dovuto al tentativo di ricostruzione delle tracce ambigue, cioè quelle in cui una particella è passata, almeno per un piano di silicio, dal sensore non posizionato all'interno della cavità magnetica. La coda del picco principale è dovuta all'effetto dello scattering multiplo nel silicio per particelle di bassa energia.

che si commette nella ricostruzione di questi eventi lungo la direzione y è dell'ordine di qualche centimetro e questo, vista la buona risoluzione dei rivelatori, dà dei contributi molto grossi al χ^2 , dell'ordine di 10^6 . La selezione degli eventi non ambigui è stata quindi effettuata grazie a questa proprietà della ricostruzione, che porta alla distribuzione del χ^2_{min} vista in figura 5.3. Come si può osservare dalla figura, l'efficienza di questa selezione può essere considerata circa uguale a 1.

Una volta selezionate le tracce, il flusso differenziale è stato misurato in 14 intervalli d'impulso usando la relazione 5.5.

Nella figura 5.4 sono riportati i valori sperimentali ottenuti per il flusso differenziale, confrontati con i valori del flusso di muoni a terra misurato da esperimenti precedenti

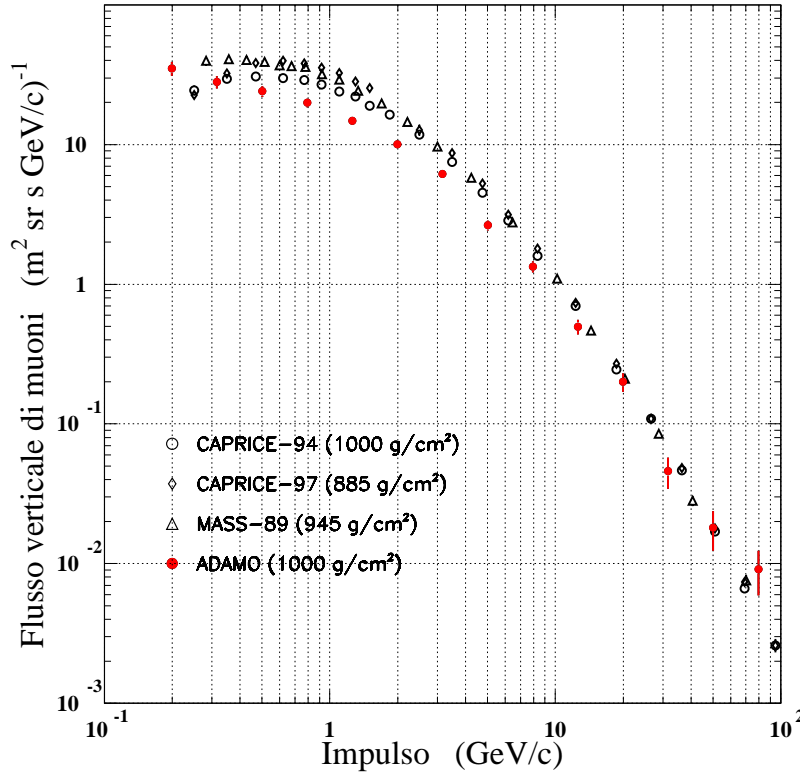


Figura 5.4: Flusso differenziale di raggi cosmici a terra misurato con ADAMO sulla base del primo insieme di dati acquisiti, comparato con i flussi di muoni a terra misurati da altri esperimenti [23, 32].

nell'ambito della collaborazione Wizard. Innanzitutto bisogna osservare che l'attuale rivelatore non ci consente di distinguere diversi tipi di particelle. Lo spettro misurato è dunque la somma degli spettri delle varie particelle che arrivano nel rivelatore. Comunque, al di sopra di qualche centinaio di MeV/c il fondo dovuto ad altre particelle rispetto al flusso di muoni è inferiore al 2% e quindi è senz'altro proficuo confrontare i risultati di ADAMO con quelli delle precedenti misure di muoni a terra.

La zona di impulso analizzata è quella in cui il fattore geometrico può essere praticamente considerato indipendente dall'impulso, cioè per impulsi superiori a circa 150 MeV/c . Riferendosi alla figura 2.3 si osserva infatti che il fattore geometrico di ADAMO ha una brusca caduta per impulsi al di sotto di 150 MeV/c .

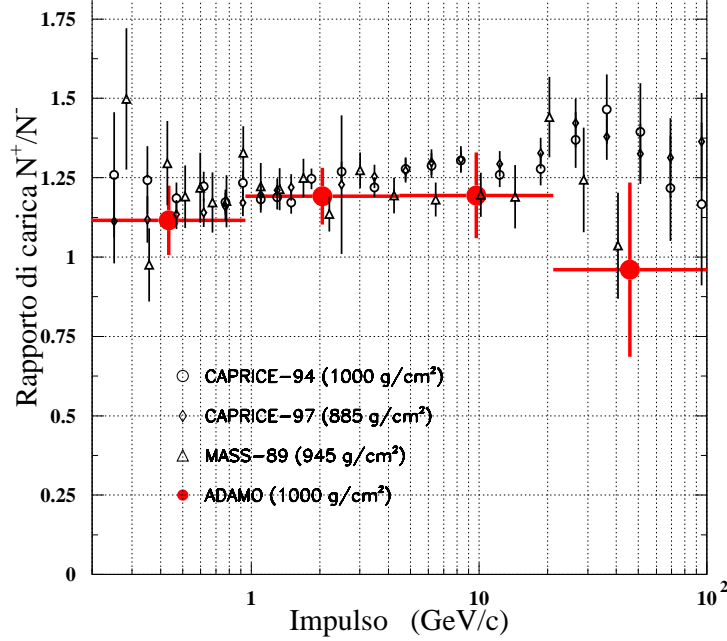


Figura 5.5: Rapporto di carica misurato con ADAMO sulla base del primo *set* di dati acquisiti.

Come si può vedere dalla figura 5.4 lo spettro misurato con ADAMO per impulsi compresi tra 10 GeV/c e 100 GeV/c risulta in sostanziale accordo con quello misurato dagli esperimenti precedenti. Le barre di errore riportate nelle misure di ADAMO sono esclusivamente di origine statistica. Per impulsi compresi tra 400 MeV/c e 10 GeV/c il flusso differenziale risulta più basso di quello trovato dai precedenti esperimenti. Poichè le misure sono state condotte in un laboratorio situato al piano terra di un edificio di tre piani si ritiene che l'attenuazione del flusso in questo intervallo di impulso sia dovuta all'attraversamento del materiale che costituisce il palazzo. Questo fa sì che le particelle perdano una parte della loro energia nel materiale e che quindi lo spettro si sposti verso energie minori. Al di sotto di 400 MeV/c il flusso misurato da ADAMO presenta una risalita. Calcoli teorici e misure sperimentali mostrano 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 [33]. La risalita che si osserva a bassi impulsi è dunque dovuta a questa componente.

Il flusso integrale verticale misurato da ADAMO tra 150 MeV/c e 100 GeV/c è:

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

Nella figura 5.5 è riportato, in funzione dell'impulso p , il rapporto di carica, cioè il rapporto tra il numero di particelle di carica positiva e il numero di particelle di carica negativa. I valori del rapporto di carica sono in accordo entro gli errori sperimentali con quelli ottenuti dai precedenti 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 5.5.

Bibliografia

- [1] V. Hesse. *Physik Zeitschr.*, 13:1084–1091, 1912.
- [2] J. A. Simpson. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 33:323, 1983.
- [3] G. B. Field. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 10:227, 1972.
- [4] A. Dudarewicz and A. W. Wolfendale. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 268:609, 1994.
- [5] R. S. Miller and J. M. Ryan. In *Proceedings XXIV ICRC, Rome*, volume 2, page 299, 1995.
- [6] D. E. Groom et al. Review of particle physics. *The European Physical Journal*, C 15, 2000.
- [7] T. K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [8] *Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli*. Wiley-Interscience, New York, 1964.
- [9] F. Reines and C. Cowan. *Phys. Rev.*, 113:273, 1959.
- [10] P. Anselmann et al. First result from the ^{51}Cr neutrino source experiment with the GALLEX detector. *Phys. Lett. B*, (342):440, 1995.
- [11] P. Anselmann et al. GALLEX solar neutrino observations: complete results for GALLEX II. *Phys. Lett. B*, (357):237, 1995.

- [12] Yoshinari Hayato et al. Super–Kamiokande: status and perspectives. *preprint* presentato a Elsevier Preprint, Febbraio 2000.
- [13] Yoji Totsuka et al. Result from Super–Kamiokande. In *PANIC99*, 1999. XVth Particles and Nuclei International Conference, Uppsala, June 10-19.
- [14] Haines et al. Neutrino Physics and Astrophysics with Super-Kamiokande. In *5th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics, S. Pietroburgo (FL)*, 1994.
- [15] Conner et al. The Super-Kamiokande Detector. In *Meeting of the American Physical Society, Division of Particles and fields (DPF 94), Albuquerque (NM)*, 1994.
- [16] Luigi Di Lella. Neutrino oscillations. In M. Neubert N. Ellis, editor, *1995 European School of High-Energy Physics, Ginevra (CH)*, 1996. (CERN 96-04).
- [17] G. Rajasekaran. Phenomenology of Neutrino Oscillation. *talk* tenuto a WHEPP-6, 3-16 Gennaio 2000, Chennai, India.
- [18] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81(8):1562, 1998.
- [19] M. Boezio et al. New Measurement of the Flux of Atmospheric Muons. *Phys. Rev. Lett.*, 82(24):4757–4760, 1999.
- [20] 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.
- [21] Wizard. Technical report, Luglio 1996. *An Antiproton Positron Experiment on a Polar Orbit Satellite*.

- [22] J. D. Sullivan. Geometrical factor and directional response of single and multi-element particle telescopes. *Nucl. Instr. and Meth.*, 95:5, 1971.
- [23] J. Kremer et al. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4241, 1999.
- [24] A. Peisert. *Silicon microstrip detector*, 1992.
- [25] O. Toker et al. *Viking, a CMOS low noise monolithic 128 channel frontend for Si-strip detector readout*, 1993.
- [26] IDEAS, Oslo, Norway. *The VA circuit*.
- [27] Pagina WEB: www.bicron.com/bc408.htm.
- [28] Pagina WEB: www.bicron.com/stdwaveopticalfiber.htm.
- [29] M. G. Abele. *Structure of Permanent Magnets*. John Wiley and Sons Inc., New York, 1993.
- [30] R. L. Golden et al. Performance of a balloon-borne magnet spectrometer for cosmic ray studies. *Nucl. Instr. and Meth.*, A 306:366, 1991. North-Holland.
- [31] National Bureau of Standards. Handbook. Procedure 25.5.20.
- [32] M. P. De Pascale et al. *Jour. Geophys. Res.*, 98:3501, 1993.
- [33] In *23th ICRC*, volume 3, page 773, Calgary (Canada), 1993.