



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
FIRENZE

Scuola di
Scienze Matematiche
Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in
Fisica e Astrofisica

Calibrazione della misura del tempo di volo con il rivelatore *MIMA*

Time of flight measurement calibration with the *MIMA* detector

Relatore

Prof. Raffaello D'Alessandro

Candidato

Cosimo Fratticioli

Anno Accademico 2017/2018



Indice

Introduzione	1
1 La tecnica della muografia	3
1.1 Stato dell'arte	3
1.2 Flusso di muoni a terra	4
2 MIMA	7
2.1 Caratteristiche principali	7
2.2 <i>DAQ</i>	8
2.3 Acquisizione dei tempi	10
2.4 Ricostruzione delle tracce	14
3 Calibrazione del tempo di volo	17
3.1 Formulazione analitica	17
3.2 Distribuzioni dei parametri e selezione delle tracce	20
3.3 Risultati del fit	22

Introduzione

L'obiettivo che si pone questo lavoro è quello di calibrare il sistema di acquisizione dei tempi del rivelatore *MIMA* che, come descritto nel seguito, è uno strumento volto ad effettuare misure nel campo della radiografia muonica (o Muografia). La caratteristica principale del rivelatore è quella di riuscire a ricostruire nelle tre dimensioni spaziali le tracce dei muoni che lo attraversano.

Per fare ciò *MIMA* è costituito da tre piani rivelatori di superficie quadrata, paralleli fra loro e centrati su un unico asse, ognuno dei quali misura la coordinata di impatto del muone sul piano. A partire dalle coordinate misurate si possono quindi ricostruire le tracce delle particelle che hanno attraversato il rivelatore.

La precisione che si ottiene nella misura della direzione di provenienza della particella non è però analoga a quella che si ha nel determinare il verso in cui la particella si muove lungo la direzione misurata. Questo problema è dovuto al sistema utilizzato per la misura del tempo di volo della particella: per diminuire il consumo energetico del rivelatore (caratteristica molto importante per *MIMA*) ed abbassare i costi di produzione, è stato utilizzato un circuito che permette di "espandere" il tempo di volo tramite la carica (veloce) e la scarica (più lenta) di una capacità. La misura del tempo di scarica è quindi effettuata per mezzo di un contatore binario a 11 bit che lavora con un *clock* a 250 MHz. Questo sistema permette di ottenere la stessa precisione nella misura dei tempi che potrebbe essere ottenuta con un *clock* con frequenza di circa 7.5 GHz, che richiederebbe un consumo di energia nettamente maggiore ed un costo senza dubbio più elevato.

Il tempo in cui la particella viene rivelata su un piano (tramite dei *Silicon PhotoMultipliers*) è quindi legato al valore del conteggio del contatore ad 11 bit (*TDC*) tramite una relazione lineare del tipo

$$TDC_n = M_n \cdot t_{SiPM_n} + K_n$$

dove l'indice n si riferisce al piano n -esimo. Tramite un'analisi delle tracce dovremo quindi riuscire a trovare per ogni piano sia il valore di M , che permette di esprimere in unità temporali la misura ottenuta in termini di conteggi del *TDC*, sia il valore di K , che tiene conto dei vari ritardi dovuti alla trasmissione ed elaborazione dei segnali all'interno dell'elettronica di controllo del rivelatore.

Il sistema di "espansione" e misura dei tempi ha una forte incertezza nella misura delle differenze dei tempi di passaggio dei muoni sui piani rivelatori e quindi non permette di determinare con certezza quale sia il verso di provenienza di ogni singola particella. La determinazione del verso di provenienza può essere trascurata nel caso in cui venga effettuata una misura in cui il rivelatore è posto in direzione verticale (ovvero con i piani traccianti paralleli al terreno), dato che il flusso di muoni proveniente dal sottosuolo è praticamente nullo, ma diventa sempre meno trascurabile quanto più la direzione in cui è orientato il rivelatore è parallela al terreno. Per fare un esempio pratico possiamo citare il progetto *MURAVES*, in cui la muografia è applicata allo studio della

struttura interna del vulcano *Vesuvio*: in questo caso il rivelatore è posto a fianco del vulcano in posizione quasi orizzontale ed il flusso di muoni che riesce ad attraversare il cono vulcanico ed arrivare sul rivelatore è molto basso e di gran lunga inferiore al flusso proveniente dal verso opposto: diventa quindi fondamentale riuscire a distinguere il verso di provenienza dei muoni in modo da poter determinare quali siano le tracce valide e quali no.

L'obiettivo della calibrazione è quindi quello di riuscire a discriminare con sufficiente precisione il verso di provenienza delle particelle che incidono su *MIMA*.

Capitolo 1

La tecnica della muografia

Questa tecnica si basa sull'analisi del flusso di muoni in seguito all'assorbimento delle particelle da parte di strutture solide (edifici, terreno, rocce, cavità, reperti archeologici) collocate lungo la linea di vista del rivelatore. Tramite l'analisi dei dati relativi alle tracce misurate dal rivelatore è possibile ricostruire una mappa 3D dalla quale emergono le differenze di densità presenti nei materiali che compongono il sito in osservazione.

1.1 Stato dell'arte

La prima applicazione della muografia in campo archeologico risale al 1970, anno in cui il premio Nobel per la Fisica Luis Alvarez provò a rivelare la presenza di una camera nascosta all'interno della piramide di Chephren, in Egitto, utilizzando un rivelatore di muoni costituito da una superficie di $4m^2$ di materiale scintillante. Dalla misura non emerse alcuna evidenza della presenza della camera e questo da una parte evitò l'esecuzione di inutili scavi di esplorazione e dall'altra confermò la validità del metodo della radiografia muonica.

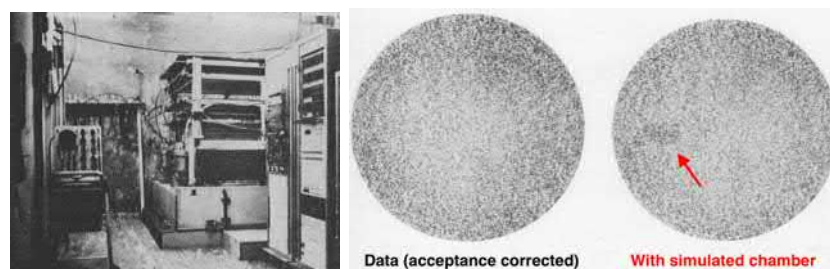


Figura 1.1: Ricerca della camera nascosta. Sinistra: apparato rivelatore. Destra: analisi delle misure.

Nel corso degli anni si sono susseguiti alcuni ulteriori sviluppi della tecnica in questione e al giorno d'oggi questa ha raggiunto la sua maturità soprattutto grazie agli sviluppi delle tecniche di rivelazione e alle applicazioni nello studio delle strutture dei coni vulcanici effettuate prima in Giappone ed in seguito da altri gruppi in Italia e Francia. Attualmente si possono distinguere due tecniche differenti utilizzate per la rivelazione dei muoni: quella basata su rivelatori elettronici, sui quali si basano le tecniche precedentemente citate e lo stesso *MIMA*, e quella su emulsioni fotografiche nucleari, in cui una lastra fotografica viene impressa dal flusso di muoni che la attraversa lungo un certo arco temporale ed in seguito viene analizzata per ricostruire un'immagine del flusso inciso. *MIMA* al momento è costituito da tre coppie di piani rivelatori formate

da barre a sezione triangolare o rettangolare, di materiale plastico scintillante e rientra quindi nella categoria dei rivelatori elettronici.

1.2 Flusso di muoni a terra

Il muone è una particella elementare appartenente alla famiglia dei leptoni ed ha una massa di circa $106MeV/c^2$, intorno a 200 volte quella dell'elettrone; la presenza di un flusso di muoni in corrispondenza del suolo è legata all'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera terrestre.

I raggi cosmici primari sono particelle di alta energia che sono prodotte prevalentemente in all'esterno del sistema solare. La loro composizione è eterogenea e consta di circa un 99% di nuclei ed un 1% di elettroni. Dei nuclei circa il 90% sono nuclei di idrogeno, il 9% nuclei di elio ed il restante 1% è composto da nuclei più pesanti. Una piccola frazione rimanente è composta da particelle di antimateria.

Il flusso differenziale Φ (numero di particelle per unità di energia, tempo, superficie ed angolo solido) dei raggi cosmici primari varia in funzione dell'energia di questi ultimi con un andamento proporzionale ad $E^{-\gamma}$ dove γ è costante a tratti in funzione dell'energia: vale 2.7 per energie inferiori a $10^{15}eV$ e 3 per valori fino a $(10^{18}10^{19})eV$, mentre per energie superiori a quest'ultima torna ad assumere un valore leggermente inferiore. L'andamento del flusso differenziale al di fuori dell'atmosfera terrestre è riportato in figura 1.2

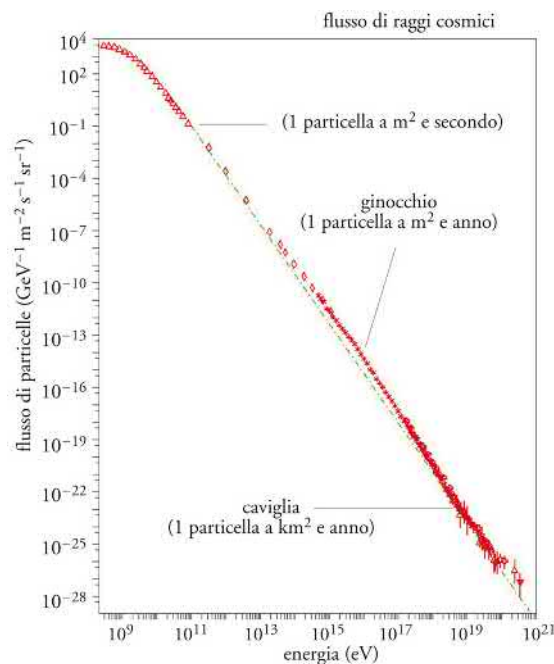
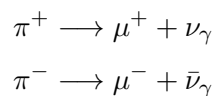


Figura 1.2: Flusso differenziale dei raggi cosmici primari. Si possono notare le due curve dovute alle variazioni del valore di γ , che sono denominate “ginocchio” e “caviglia”

I raggi cosmici primari interagiscono a contatto con l'atmosfera terrestre dando origine ai raggi cosmici secondari, composti da raggi X e γ , mesoni (pioni π e kaoni K), neutroni, elettroni e muoni. Questi ultimi sono il prodotto diretto del decadimento delle particelle mesoniche. I pioni π^\pm hanno una vita media di circa $26ns$ e decadono quasi unicamente (99,9877 %) come



mentre i pioni neutri π^0 hanno una vita media di circa $9 \cdot 10^{-17} s$ e decadono in una coppia di fotoni che può a sua volta dare origine ad uno sciame elettromagnetico composto da fotoni, elettroni e positroni.

I kaoni carichi K^\pm hanno invece una vita media di circa 12 ns e decadono principalmente (con un *branching ratio* del 64%) come

$$K^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\gamma$$

$$K^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\gamma$$

Il muone e la sua antiparticella μ^\pm sono particelle instabili e decadono a loro volta come

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Questi hanno una vita media di circa $2.2 \mu s$ e, grazie alla dilatazione dei tempi dovuta ad effetti relativistici, riescono in gran parte a raggiungere il livello del mare nonostante vengano prodotti in alta atmosfera, a quote tipicamente intorno ai $15 km$.

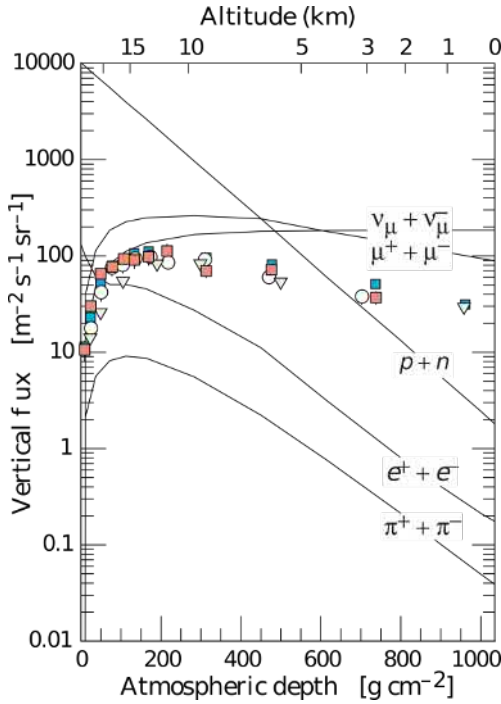


Figura 1.3: Flusso verticale di muoni in atmosfera per energia $E > 1 GeV$

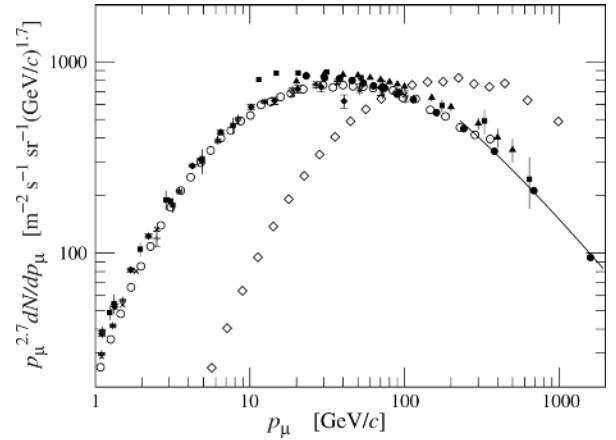


Figura 1.4: Flusso di muoni al suolo in corrispondenza degli angoli zenitali $\theta = 0^\circ$ (\blacklozenge , \blacksquare , \blacktriangle , \times) e $\theta = 75^\circ$ (\diamond)

Dal grafico in figura 1.3 si può notare che i muoni rappresentano il maggior numero di particelle cariche presenti in corrispondenza del livello del mare. La lunghezza di decadimento dei muoni dipende fortemente dall'energia che possiedono prima di entrare a contatto con l'atmosfera e dall'energia che perdono nell'attraversarla (circa $2 GeV$). Per esempio un muone con energia pari a $2.4 GeV$ ha una lunghezza di decadimento pari a $15 km$ (in accordo con la teoria della relatività ristretta), che viene ridotta a circa $8.7 km$ per via delle perdite di energia. Al suolo l'energia media posseduta è di $\approx 4 GeV$ e lo spettro di energia è riportato nel grafico in figura 1.4 per angoli di $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 75^\circ$.

Capitolo 2

MIMA

MIMA (*Muon IMaging for Archeology*) è un tracciatore di muoni sviluppato sulla scia dell'esperimento *Mu-Ray* e progettato per applicazioni della tecnica della radiografia muonica nel campo archeologico. *Mu-Ray* è una collaborazione internazionale il cui obiettivo era la creazione di telescopi di muoni e programmi di analisi dati per effettuare la radiografia di vulcani fra cui il Vesuvio e lo Stromboli. Dal progetto *Mu-Ray* è stato sviluppato il tracciatore *MURAVES* (per effettuare studi del cono vulcanico del Vesuvio) ed in seguito lo stesso *MIMA*, che è basato sulle tecnologie utilizzate nello sviluppo di *MURAVES*; in particolare ne eredita la struttura ed utilizza esattamente lo stesso sistema di acquisizione.

Lo scopo principale del progetto *MIMA* è quello di realizzare uno strumento che permetta di effettuare un'analisi del sottosuolo volta ad individuare, all'interno di un sito d'interesse archeologico, il luogo esatto in cui deve essere effettuato uno scavo. Ulteriori applicazioni pratiche possono riguardare l'ambito della geologia e dell'ingegneria civile. Esistono già diversi metodi che permettono di effettuare questo tipo di indagine, tra questi il più efficiente risulta essere il Metodo *GPR* (*Ground Penetrating Radar*) che analizza le riflessioni di un impulso elettromagnetico inviato nel terreno, dovute alla presenza di strutture aventi proprietà elettromagnetiche differenti da quelle del terreno circostante e dimensioni adeguate. Tale metodo risulta efficace solo in determinate condizioni che dipendono prevalentemente dalla conformazione del terreno su cui viene effettuata la misura e dalle sue caratteristiche chimico-fisiche. Oltre a questi limiti tecnologici vi è anche un ulteriore limite imposto dal costo di questo tipo di attrezzatura, che si aggira intono alle centinaia di k€, mentre per il progetto *MIMA* al momento sono state investite alcune decine di k€. Rispetto alla tecnologia *GPR*, *MIMA* presenta una maggiore precisione nella ricostruzione spaziale del sottosuolo ed un costo di realizzazione nettamente inferiore, ma necessita di tempi di acquisizione decisamente più lunghi, che possono variare in base alle caratteristiche del sito in cui è effettuata la misura e dalla precisione richiesta.

2.1 Caratteristiche principali

Il tracciatore *MIMA* ha le dimensioni approssimative di $40\text{cm} \times 40\text{cm} \times 40\text{cm}$ ed è costituito da tre coppie di piani, ognuna delle quali permette di misurare le coordinate x e y di passaggio del muone, dove gli assi sono riferiti al sistema di riferimento descritto in figura 2.8. I singoli piani sono composti da 21 barre di materiale scintillatore plastico a base di polistirene, che emette un impulso luminoso (nel visibile o nell'ultravioletto) quando viene attraversato da una particella carica. Le barre hanno una lunghezza di 40cm e presentano una sezione di forma rettangolare per le barre della coppia centrale di piani, mentre per le coppie esterne è utilizzata una sezione a forma di trian-

golo rettangolo isoscele; queste sono disposte parallelamente le une alle altre in modo da formare per ogni piano un parallelepipedo ad altezza costante.

Il materiale utilizzato è lo scintillatore organico UPS-923A (basato sul polystirene) prodotto da Detect che ha un indice di rifrazione $n = 1.60$ e una densità $\rho = 1.06 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ [3].

La sezione di forma triangolare permette di ottenere una maggiore precisione nella ricostruzione della coordinata di passaggio tramite l'utilizzo di un metodo di baricentro del segnale. Il piano centrale è stato inserito recentemente con lo scopo di escludere la possibilità di coincidenze casuali e diminuire gli effetti dovuti al *dark count*. La scelta delle barre di forma rettangolare per i piani centrali è sostanzialmente dovuta a ragioni di tipo economico.

La rivelazione degli impulsi luminosi emessi all'interno delle barre in seguito al transito di muoni viene effettuata tramite l'utilizzo di una coppia di dispositivi SiPM (Silicon Photo Multiplier) posti alle due estremità delle barre. Il segnale emesso da questi è poi trasferito al sistema di acquisizione dei segnali (Data Acquisition o *DAQ*).

Oltre alla misura della posizione è presente anche un sistema di acquisizione dei tempi di passaggio della particelle sui vari piani. La misura dei tempi è fondamentale per poter discriminare, a seguito di una corretta calibrazione del sistema di misura dei tempi, il verso di provenienza della particella in questione.

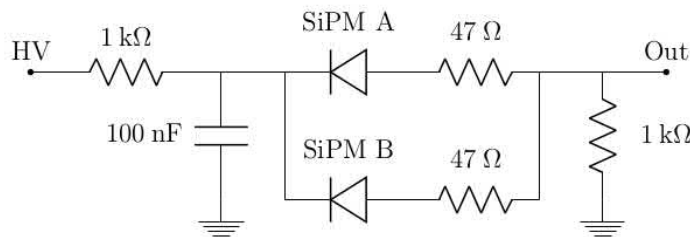


Figura 2.1: Circuito di somma di una singola barra.

2.2 DAQ

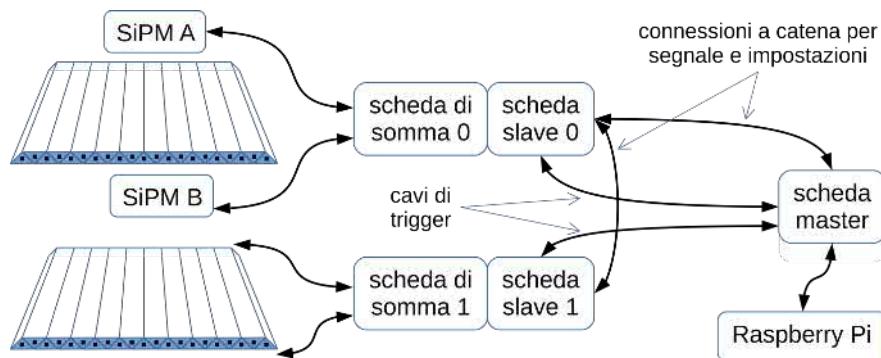


Figura 2.2: Schematico del sistema di acquisizione dei dati

Il sistema di acquisizione dei dati è riportato schematicamente in figura 2.2 ed è composto da sei schede di somma (una per ogni piano), ognuna delle quali è connessa ad una scheda *slave*; queste sono quindi collegate ad una scheda *master* che si interfaccia a sua volta con il *Raspberry Pi*.

Le schede di somma, riportate in figura 2.1, svolgono la funzione di addizionare i se-

gnali emessi dai *SiPM* presenti alle due estremità delle barre dei piani e al contempo forniscono la tensione di contropolarizzazione necessaria al funzionamento della coppia di rivelatori.

Il segnale addizionato è quindi trasferito all'ingresso della scheda *slave* che è dotata di un chip *EASIROC* per la lettura dei segnali dei *SiPM*, e di una *FPGA* (*Field Programmable Gate Array*) che è programmata per gestire alcuni circuiti ausiliari, fra cui il circuito per la misura dei tempi che viene descritto dettagliatamente nella prossima sezione. *EASIROC* è un chip sviluppato appositamente per la lettura dei segnali generati da dispositivi *SiPM*, è in grado di leggere fino a 32 *SiPM* ed è dotato di una porta logica *OR* a 32 ingressi che permette di generare un segnale di trigger quando uno dei 32 rivelatori rivela un segnale sopra soglia [4].

La scheda *slave* genera anche il segnale di trigger locale (LT) (in seguito della rivela-

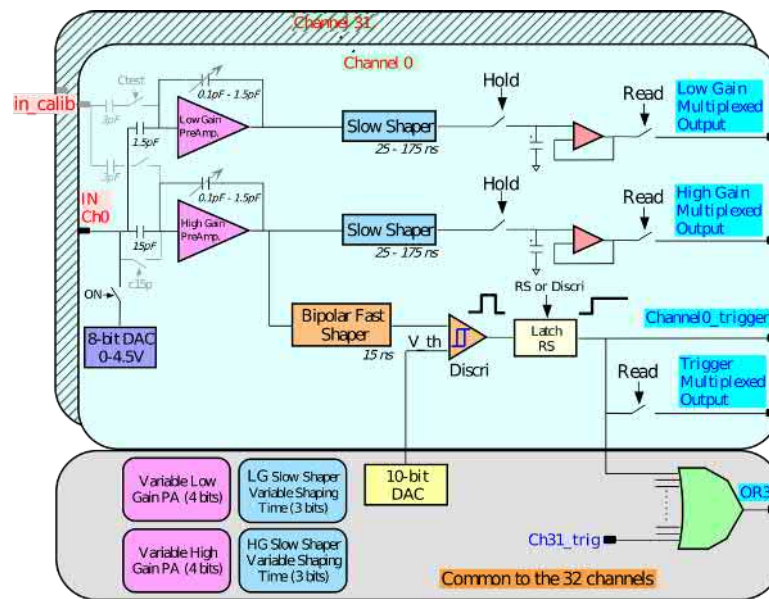


Figura 2.3: Schematico di uno dei 32 canali del chip *EASIROC*.

zione dell'impulso luminoso da parte dei *SiPM*) che viene inviato alla scheda *master*. Quest'ultima serve ad impostare i parametri di lavoro delle schede *slave* e a generare, sotto determinate condizioni programmate dall'utente, il segnale di trigger globale (GT), sul quale si basa il sistema di acquisizione dei tempi.

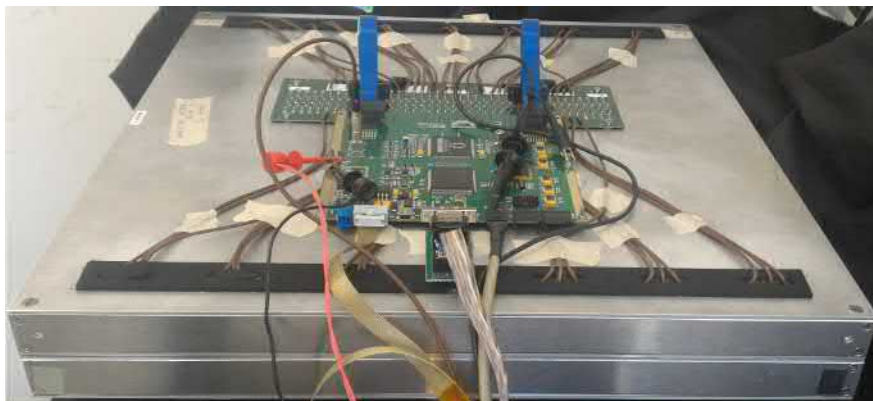


Figura 2.4: Scheda *slave* (più in basso) e scheda di somma (più in alto), per uno dei piani rivelatori di *MIMA*.

2.3 Acquisizione dei tempi

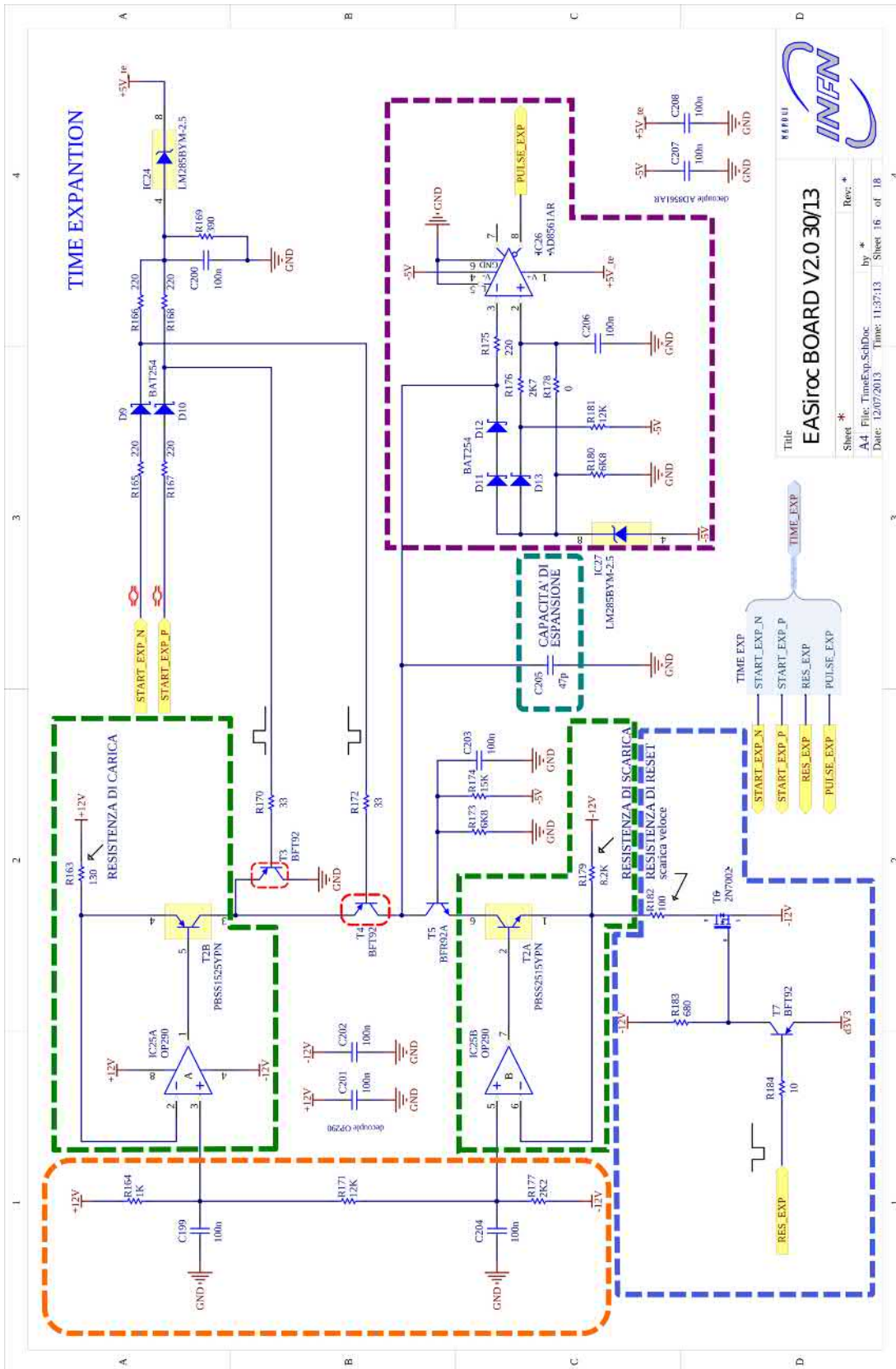


Figura 2.5: Schema circuitale dell'elettronica che gestisce l'espansione temporale.

Il processo di misura dei tempi di volo è fortemente influenzato dalle caratteristiche di compattezza e ridotto consumo energetico che *MIMA* possiede: bisogna infatti disporre in una strumentazione che combini una risoluzione temporale dell'ordine del centinaio di *ps* con un basso consumo in termini di energia, che è tanto più contenuto quanto più si riduce la frequenza di lavoro dell'elettronica del rivelatore. Questo scopo viene raggiunto utilizzando il processo di carica e scarica di due circuiti *RC*: un primo circuito carica la capacità a partire dall'istante in cui viene rivelato un segnale all'uscita della scheda di somma, fino all'arrivo del segnale di GT inviato dalla *master*; contemporaneamente al segnale di GT viene interrotto il processo di carica del condensatore e viene attivato il circuito di scarica, che presenta una costante di tempo più lenta rispetto al circuito di carica. Un contatore a 11 bit, che lavora con un clock a $250MHz$, misura la durata del processo di scarica.

Analizziamo nel dettaglio l'elettronica che gestisce l'espansione temporale riferendoci allo schema riportato in figura 2.5:

- In **arancione** è evidenziato il partitore di tensione che fornisce le due tensioni in ingresso sui due amplificatori operazionali *OP290* che sono rispettivamente pari a:

$$V_3^+ = 24V \cdot \frac{14.2\Omega}{15.2\Omega} - 12V = 10.42V$$

$$V_5^+ = 24V \cdot \frac{2.2\Omega}{15.2\Omega} - 12V = -8.53V.$$

Questi valori di tensione sono stati misurati con un multimetro e sono risultati essere pari rispettivamente a $+10.57V$ e $-8.71V$.

- In **verde** sono evidenziati i due generatori di corrente. I due operazionali, chiusi con un anello di reazione negativa, costituiscono due circuiti *voltage follower* nei quali è inserito un diodo (corrispondente alle giunzioni base-emettitore dei due transistor) nell'anello di reazione. La caratteristica dei circuiti *voltage follower* è quella di riportare fedelmente la tensione presente sull'ingresso positivo dell'operazionale in uscita dallo stesso. In questo modo si ottiene un valore di tensione stabile ed indipendente dalle altre componenti introdotte nel circuito in corrispondenza dell'uscita dell'amplificatore. L'operazionale con il transistor inserito nell'anello di reazione, di fatto riproduce fedelmente sull'emettitore del transistor la tensione presente sull'ingresso non invertente. Nel nostro caso le due resistenze (indicate come "resistenza di carica" e "resistenza di scarica") poste sull'uscita dei due operazionali fanno sì che si ottengano due correnti:

$$i_4 = \frac{V_4}{130\Omega} = \frac{V_3^+ - 12V}{130\Omega} = 11.0mA$$

$$i_1 = \frac{V_1}{8.2k\Omega} = \frac{V_5^+ + 12V}{8.2k\Omega} = 0.40mA.$$

Date le due correnti presenti sugli emettitori dei transistor si avranno le correnti sui collettori pari a $i_e \simeq -i_c$. Possiamo quindi considerare le correnti sui collettori, che regolano il processo di carica e scarica della capacità di espansione, uguali (a meno di un segno) a quelle presenti sugli emettitori.

- In **rosso** sono evidenziati i due transistor che attivano la carica e la scarica della capacità in base ai valori di tensione presenti sulle loro basi. Questi corrispondono a due valori logici complementari che sono regolati dai due ingressi

“START_EXP_N” e “START_EXP_P” che fungono da interruttori: quando è presente un valore logico positivo sulla base, le giunzioni base-emettitore e base-collettore sono contropolarizzate, il transistor si trova nella regione di *interdizione* e nessuna corrente scorre attraverso di esso, mentre se il valore logico della base è posto a zero il transistor si trova nella regione attiva e permette alla corrente di scorrere fra l'emettitore ed il collettore. Quando i valori logici presenti sulle basi di $T2$ e $T3$ sono rispettivamente '1' e '0' sia la corrente di carica, sia quella di scarica, scorrono nella capacità determinando la carica di quest'ultima per via dell'effetto dominante della corrente di carica (12.15 mA contro 0.42 mA). Quando i valori logici si invertono il transistor $T2$ passa nella regione attiva mentre $T3$ è in interdizione: tutta la corrente di carica si scarica a terra tramite $T2$ e solo la debole corrente di scarica contribuisce alla scarica della capacità di espansione.



Figura 2.6: Scarica veloce effettuata tramite l’attivazione del circuito di reset. Le scale di tensione sono pari a 500 mV/div per il segnale del trigger, 1 V/div per il segnale della carica, mentre quella dei tempi è posta a 500 ns/div .

- In **blu** è evidenziato il circuito di reset, che serve a scaricare velocemente la capacità quando la scheda *slave* non riceve il segnale di *General Trigger*. Possiamo vederne il funzionamento in figura 2.6.
- Infine in **viola** è evidenziato il circuito *comparatore* che genera un segnale a seconda del rapporto che si ha fra i segnali presenti sui due ingressi. In questo caso si ha una tensione misurata pari a -2.555 V sull’ingresso dell’amplificatore positivo, mentre la tensione a cui si trova la capacità scarica, e quindi anche l’ingresso negativo dell’operazionale, è pari a -3.000 V . Durante il processo di carica il valore di tensione presente sull’ingresso negativo aumenta linearmente e quando questo si trova alla stessa tensione dell’ingresso positivo il comparatore genera un segnale in uscita che abilita il contatore. Quando la tensione sul ramo negativo torna ad assumere, durante il processo di scarica, la tensione di -2.555 V il comparatore interrompe il segnale in uscita ed il conteggio si arresta. L’incertezza che si ottiene nella misura dei conteggi è fortemente influenzata dalla sensibilità che ha il comparatore nel riuscire a determinare l’uguaglianza fra i due segnali presenti ai due ingressi dell’operazionale. Questa è effettivamente piuttosto bassa, come si può notare dalla distribuzione delle differenze fra i conteggi misurati da due piani riportate in 3.2, e risente molto del rumore sul segnale di scarica. Per migliorare la sensibilità abbiamo quindi deciso di diminuire il valore della capacità di espansione passando da 1 nF a 660 pF ; in questo modo le rampe di carica

e scarica saranno più ripide, dato che la capacità si caricherà (e scaricherà) più velocemente e quindi potremo avere una maggiore sensibilità sulla discriminazione dell'uguaglianza fra i due segnali presenti all'ingresso del comparatore. In figura 2.7 possiamo osservare il processo di espansione dei tempi tramite la capacità di $1nF$, misurato con l'oscilloscopio.



Figura 2.7: Misura con oscilloscopio dei segnali presenti sulla slave. In giallo il segnale di *Global Trigger* (500 mV/div), in rosa la tensione ai capi della capacità di espansione (200 mV/div), in azzurro il segnale generato dal comparatore (500 mV/div). La scala temporale è di 500 ns/div .

L'acquisizione dei tempi è quindi effettuata secondo la seguente procedura: in corrispondenza dell'arrivo di un segnale di *Local Trigger* viene avviata la carica della capacità (ponendo le basi dei transistor $T2$ e $T3$ rispettivamente ai valori logici 1 e 0) che continua fino a quando non arriva il segnale di *General Trigger*, emesso dalla *master*, che inverte i valori logici dei segnali presenti su $T2$ e $T3$ ed avvia la fase di scarica della capacità. Il comparatore tiene attivo il conteggio per tutto il tempo in cui la tensione sull'ingresso invertente è superiore ai -2.555 V a cui è posto l'ingresso non invertente. Il coefficiente di espansione temporale può essere stimato rapportando le correnti che prendono parte ai processi di carica e scarica, ricordando che nel processo di carica sono presenti entrambe le correnti. Il coefficiente che si trova è pari a $(12.15 - 0.42)/0.42 = 27.93$

Il processo di carica e scarica di un condensatore da parte di due generatori di corrente presenta un andamento lineare della tensione ai capi del condensatore in funzione del tempo:

$$\frac{dq(t)}{dt} = cost \Rightarrow q(t) = k_1 \cdot t + k_2$$

$$\Delta V(t) = \frac{q(t)}{C} \propto \frac{t}{C}$$

La relazione che intercorre fra i tempi misurati dal contatore ed il tempo in cui arriva il segnale sulla scheda di somma è quindi di tipo lineare e la definiamo come

$$TDC_n^{(i)} = M_n \cdot (t_s^{(i)})_n - T_{trigg}^{(i)} + K_n \quad (2.1)$$

dove l'indice n è riferito al piano n -esimo, l'indice i all' i -esima traccia. $T_{trigg}^{(i)}$ è il tempo di arrivo del *General Trigger* (comune a tutti i piani), il coefficiente M_n rappresenta

il fattore di proporzionalità fra il valore di $TDC_n^{(i)}$ ed il tempo di durata della carica veloce (che è dato da $t_{sn}^{(i)} - T_0^{(i)}$), mentre K_n rappresenta i ritardi dovuti all'elettronica del piano in questione. I coefficienti K_n ed M_n hanno rispettivamente le dimensioni di un conteggio (o canale) e di un canale su un tempo.

2.4 Ricostruzione delle tracce

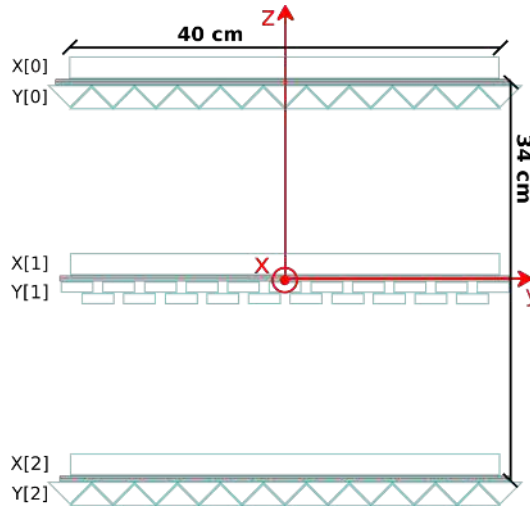


Figura 2.8: Sezione di *MIMA* sul piano $z - y$ e sistema di riferimento utilizzato per ricostruire le tracce. Si può notare che le barre che misurano la posizione x e y sono rispettivamente parallele agli assi y e x .

Come specificato in precedenza i piani del rivelatore sono composti ognuno da 21 barre di materiale scintillatore, poste parallele le une alle altre ed aventi sezione rettangolare per i due piani centrali e a forma di triangolo rettangolo per quanto riguarda le due coppie di piani esterni. I due piani esterni sono quelli che vengono utilizzati nella ricostruzione della traccia, mentre la coordinata di passaggio sulla coppia di piani interni è utilizzata solamente per controllare la validità dell'evento: viene imposto che la coordinata della traccia misurata sulla coppia centrale disti meno di 3 cm dalla coordinata ricostruita a partire dalle coordinate misurate sulle due coppie di piani esterni. Se questa condizione non è rispettata la traccia ricostruita dalle due coordinate esterne viene scartata. In questo modo si elimina la possibilità che una coincidenza casuale misurata sulle coppie esterne venga considerata come una traccia valida. I dati relativi alle varie tracce sono salvati su un file *.root* associando un *TBranch* ad ogni parametro misurato. I vari *TBranches* sono racchiusi a loro volta in un *Ttree*, che non è altro che una lista di *TBranch*. Il *Ttree* può essere quindi letto per ottenere i valori dei parametri relativi alle tracce misurate. I parametri che sono stati salvati nel file sono:

- **XPlane[3], YPlane[3]**: due vettori corrispondenti alle coordinate di passaggio misurate sui piani x e y .
- **ZxPlane[3], ZyPlane[3]**: coordinate z ricostruite sui singoli piani.
- **TipoEvento**: valore intero che indica la qualità della traccia, che è considerata essere tanto migliore quanti più sono i piani su cui è stato rivelato il transito della particella. Nel nostro caso considereremo esclusivamente le tracce in cui il

muone è transitato per tutti e sei i piani, condizione che corrisponde ad imporre $\text{TipoEvento} == 0$ (*Golden Tracks*).

- **x1, y1**: intercetta sul piano xy della traccia ricostruita.
- **Ax, Ay, theta, phi**: coefficienti angolari ed angoli di inclinazione (in coordinate polari) della traccia.
- **ScartoX, ScartoY**: distanza fra la coordinata della traccia misurata sulla coppia centrale e la coordinata ricostruita.
- **timeX[3] e timeY[3]**: valori misurati dai *TDC* sui vari piani.

Per quanto riguarda il sistema di riferimento utilizzato si può fare riferimento alla figura 2.8. Per come è costruito il rivelatore le barre disposte parallelamente alla direzione x servono a misurare la coordinata di passaggio lungo l'asse y , mentre quelle parallele a y misurano la coordinata x .

Capitolo 3

Calibrazione del tempo di volo

Per ottenere la calibrazione del tempo di volo o *TOF* (*Time of Flight*) dobbiamo trovare, per ogni piano, i coefficienti M_n e K_n che compaiono nell'equazione 2.1. L'analisi che riporto nel seguito è basata su due prese dati effettuate presso la sede della sezione fiorentina dell'*INFN*, in cui *MIMA* è stato posto con gli assi z ed x in direzione orizzontale, l'asse z verticale con verso positivo rivolto verso l'alto, ed ha acquisito degli eventi che sono stati in seguito selezionati imponendo dei vincoli sulle quantità misurate. La prima presa dati è stata effettuata con la capacità di espansione di 1 *nF* e conta un totale di 739335 eventi, mentre la seconda è stata effettuata con la capacità di 660 *pF* e conta 301015 eventi.

3.1 Formulazione analitica

Per poter studiare analiticamente il problema dobbiamo riportare i termini dell'equazione 3.1

$$TDC_n^{(i)} = M_n \cdot (t_{sn}^{(i)} - T_{trigg}^{(i)}) + K_n \quad (3.1)$$

a termini che siamo in grado di misurare. Per fare ciò abbiamo espresso il tempo di arrivo del segnale sulla scheda di somma (t_s) in funzione del tempo vero di passaggio della particella nella barra di scintillatore secondo la seguente formula:

$$t_{sn}^{(i)} = t_n^{(i)} + \frac{\Delta x_n^{(i)}}{V_{sig}} \quad (3.2)$$

dove t_n è l'istante di tempo a cui la particella è transitata attraverso la barra, Δx (Δy per i piani y) è la distanza che intercorre fra il punto di impatto del muone e la scheda di somma dei segnali generati dai *SiPM*.

Il termine $\frac{\Delta x}{V_{sig}}$ rappresenta il tempo che impiega il segnale generato dal muone a raggiungere la scheda di somma, ed è necessario per poter correlare correttamente *TDC* e t . Il ritardo che intercorre fra l'istante di impatto del muone sulla barra e l'arrivo del segnale alla scheda di somma dipende sia dal punto di impatto lungo la barra, sia dalla differente lunghezza dei cavi *lemo* con cui i *SiPM* sono collegati alla scheda di somma, come mostrato in figura 3.1.

Nel calcolare il ritardo necessario al segnale per raggiungere la scheda di somma dobbiamo anche tenere conto della differente velocità del segnale nel propagarsi attraverso i *lemo* o nelle barre di scintillatore: nei *lemo* la velocità di propagazione è pari a $2/3 \cdot c$, mentre per lo scintillatore dobbiamo fare qualche considerazione in più; l'indice

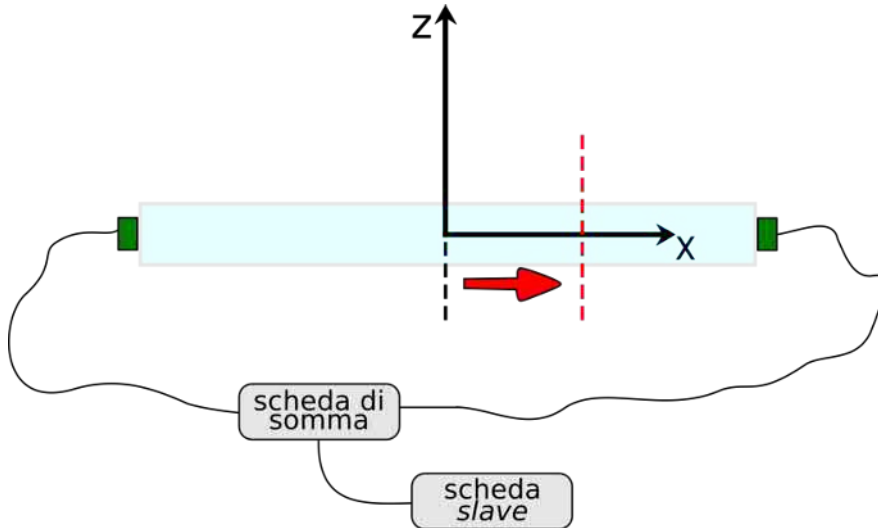


Figura 3.1: La differente lunghezza dei cavi *lemo* alle due estremità delle barre fa sì che il punto equidistante dalla scheda di somma (linea rossa) non sia posto nel centro della barra ma sia traslato verso il *lemo* più lungo di una quantità pari a $(\Delta d)/2$, dove Δd è la differenza fra le lunghezze dei due cavi.

di rifrazione delle barre infatti vale 1.60, e corrisponde ad una velocità di propagazione del segnale pari al 63 % di c , ma dobbiamo tenere conto del fatto che solo una piccola parte del segnale di propaga direttamente dal punto di impatto del μ al *SiPM*, mentre la maggior parte del segnale di propaga tramite numerosi processi di riflessione sulle pareti delle barre, che allungano significativamente i tempi di percorrenza. Il valore a cui è posta la soglia del *trigger* (che è piuttosto elevata per evitare problemi legati al rumore dell'elettronica) fa sì che il debole segnale diretto non sarà in grado di attivare il *trigger*, che quindi scatterà in corrispondenza dell'arrivo del segnale che si è riflesso sulle pareti delle barre e che si è propagato a velocità inferiore rispetto a quella del segnale diretto. Per ottenere un buon fit dovremo quindi prima dare una stima della velocità della luce nelle barre di scintillatore.

La formula trovata per calcolare il termine Δx è

$$\Delta x = 20 + \frac{\Delta d}{2} + d - \left| x_n \pm \frac{d}{2} \right| \quad (3.3)$$

dove tutte le lunghezze sono espresse in *cm*, 20 rappresenta la semi lunghezza della barra, d la lunghezza del *lemo* più corto, Δd la differenza di lunghezza fra i due cavi ed x_n il punto di impatto della particella sulla barra del piano n -esimo. Quest ultimo parametro è stato ricostruito utilizzando i dati relativi alla traccia ricostruita, cioè sommando alle coordinate ricostruite sul piano centrale, il valore dato dal prodotto del coefficiente angolare della traccia con la distanza del piano n -esimo dal piano $x - y$. Il segno $+$ è associato ai piani che hanno i *lemo* più lunghi nella parte negativa dell'asse che individua la direzione della barra, il $-$ viceversa.

Per quanto riguarda il calcolo della Δx dobbiamo considerare che la posizione di impatto lungo le barre che individuano la posizione x è data dalla coordinata y e viceversa. Per fare un esempio vediamo la formula per calcolare Δx_0 :

$$\Delta x_0 = 20 + \frac{\Delta d}{2} + d - \left| y_1 + \frac{D}{2} \cdot Ay \pm \frac{d}{2} \right|$$

dove D è la distanza fra i piani esterni ed è pari a 34 *cm*.

Il secondo termine che abbiamo calcolato per poter eseguire la calibrazione è il tempo di volo, che è stato ottenuto dividendo per c (velocità della luce nel vuoto) la lunghezza percorsa dalla particella fra i punti di impatto sui piani esterni. Quest'ultima è stata ottenuta mediante l'applicazione di regole trigonometriche sulle tracce ricostruite:

$$L_v = D \cdot \sqrt{1 + \tan^2 \theta}.$$

Nel calcolo del tempo di volo dobbiamo tenere a mente che l'obiettivo della calibrazione è quello di riuscire a distinguere il verso di provenienza di ogni paricella. Questo implica che dovremo distinguere fra tempi di volo positivi e negativi. Qui entra in gioco la geometria che caratterizza la presa dati che stiamo analizzando: essendo il rivelatore posto con l'asse z orizzontale, e quello y verticale con verso rivolto in alto, basta imporre un taglio sull'inclinazione delle tracce rispetto all'asse y per determinare quale sia il verso di provenienza della particella. In seguito a questa considerazione abbiamo considerato positivi i tempi corrispondenti a tracce con $Ay > 0$ e negativi quelli con $Ay < 0$.

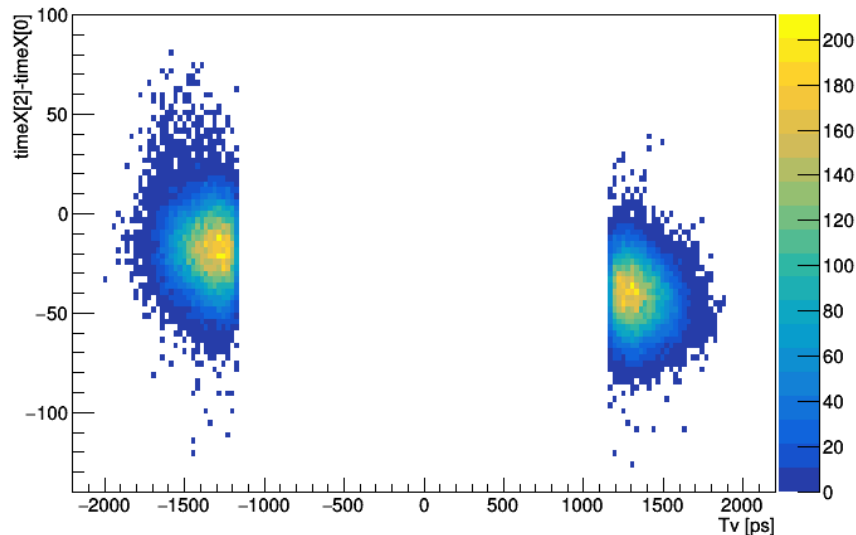


Figura 3.2: I due picchi rappresentano la correlazione fra i valori dei TDC ed i valori dei tempi di volo per le tracce provenienti dai due versi opposti.

A questo punto abbiamo tutto ciò che ci serve per poter impostare il fit. Consideriamo l'equazione 3.2 e calcoliamo la differenza fra i TDC_n di due piani differenti (in questo caso consideriamo i piani $x[0]$ e $x[2]$).

$$TDC_n^{(i)} = M_n \cdot (t_n^{(i)} + \frac{\Delta x_n^{(i)}}{V_{sig}} - T_{trigg}^{(i)}) + K_n \quad (3.4)$$

da cui

$$TDC_{x2}^{(i)} - TDC_{x0}^{(i)} = M_{x2} \cdot (t_2^{(i)} + \frac{\Delta x_2^{(i)}}{V_{sig}}) + K_{x2} - M_{x0} \cdot (t_{x0}^{(i)} + \frac{\Delta x_0^{(i)}}{V_{sig}}) - K_{x0} \quad (3.5)$$

dove i termini $T_{trigg}^{(i)}$ si sono elisi a vicenda dato che il tempo di trigger è lo stesso per tutti i piani. Inoltre notiamo che compare la differenza fra i termini $t_{x2}^{(i)}$ e $t_{x0}^{(i)}$ ma che questi sono moltiplicati rispettivamente per due coefficienti differenti. Adesso poniamo

i coefficienti M uguali fra loro ($M_{x2} = M_{x0} = M$) in modo da far apparire il tempo di volo T_v nell'equazione 3.5. Il vincolo posto è sensato dato che ci aspettiamo sì che i valori degli M dei due piani differiscano fra loro ma, essendo le schede basate sulla stessa elettronica, la differenza fra i due sarà contenuta. D'altro canto non possiamo però porre le due schede esattamente uguali fra loro e quindi recuperiamo l'informazione, che abbiamo perso ponendo i due M uguali fra loro, con l'inserimento di un termine (α) che moltiplica uno dei due TDC . Il valore di α alla fine dei conti dovrà essere simile a 1 e da questo potremo ottenere i valori degli M di entrambi i piani. Anche i due K possono essere scritti come un solo termine K_{x02} dato che questi si sommano fra loro ed introducono solo un'inutile degenerazione nell'equazione. L'equazione 3.5 diventa quindi:

$$TDC_{x2}^{(i)} - \alpha TDC_{x0}^{(i)} = M \cdot (t_{x2}^{(i)} - t_{x0}^{(i)}) + M \cdot \frac{\Delta x_2^{(i)} - \Delta x_0^{(i)}}{V_{sig}} + K_{x02} \quad (3.6)$$

che riscriviamo come

$$TDC_{x2}^{(i)} - \alpha TDC_{x0}^{(i)} - M \cdot T_v^{(i)} - M \cdot \frac{\Delta x_2^{(i)} - \Delta x_0^{(i)}}{V_{sig}} - K_{x02} = 0.$$

L'obiettivo sarà quindi quello di minimizzare questa funzione sommata in quadratura su tutte le tracce:

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N_{tracce}} \left[\frac{TDC_{x2}^{(i)} - \alpha TDC_{x0}^{(i)} - M \cdot T_v^{(i)} - M \cdot \frac{\Delta x_2^{(i)} - \Delta x_0^{(i)}}{V_{sig}} - K_{x02}}{\sigma} \right]^2 \quad (3.7)$$

Notiamo che questo non è altro che un fit ai minimi quadrati per una funzione lineare. Per come abbiamo impostato l'equazione su cui eseguire il fit dobbiamo assicurarci che l'errore sul termine T_v sia trascurabile (o comunque sia più piccolo) rispetto all'errore che si ha sui TDC . Questa condizione è rispettata dato che l'errore sulla ricostruzione della lunghezza della traccia è dell'ordine del cm e di conseguenza l'errore nel calcolo del tempo di volo è dell'ordine di $30 ps$, inferiore rispetto ai circa $130 ps$ che caratterizzano l'errore dei TDC (considerando l'errore sul TDC pari a ± 1 canale). Una stima di σ è data dalla deviazione standard della distribuzione della differenza fra i TDC effettuata considerando tracce che abbiano la stessa lunghezza di volo ed il termine $\Delta x_2^{(i)} - \Delta x_0^{(i)}$ piccolo, in modo da eliminare eventuali sfasamenti dei valori dei TDC dovuti alle differenti lunghezze percorse dal segnale nelle barre. La σ risulta essere compresa nell'intervallo di $10 \div 15$ canali ed in figura 3.3 si può osservare la distribuzione su cui è stata calcolata per i piani $X[2] - X[0]$. Il valore del χ^2 ridotto con questa σ risulta essere sempre minore di 1 e l'errore risulta essere quindi sovrastimato; un valore più corretto della σ risulta essere pari a $7 - 8$ conteggi.

Una volta eseguito il fit potremo calcolare le distribuzioni dei tempi di volo invertendo la 3.6 per i due piani inclusi nel fit. Nel caso dei piani $X[2]$ e $X[0]$ otteniamo

$$t_{x2}^{(i)} - t_{x0}^{(i)} = \frac{TDC_{x2}^{(i)} - \alpha TDC_{x0}^{(i)}}{M} - \frac{\Delta x_2^{(i)} - \Delta x_0^{(i)}}{V_{sig}} + \frac{K_{x02}}{M}. \quad (3.8)$$

3.2 Distribuzioni dei parametri e selezione delle tracce

Come già detto i parametri misurati per le varie tracce sono salvati su un *Ttree* contenuto in un file *root* che può essere letto e modificato con l'omonimo software. Abbiamo quindi scritto un primo programma che calcola per ogni traccia le distanze dai punti

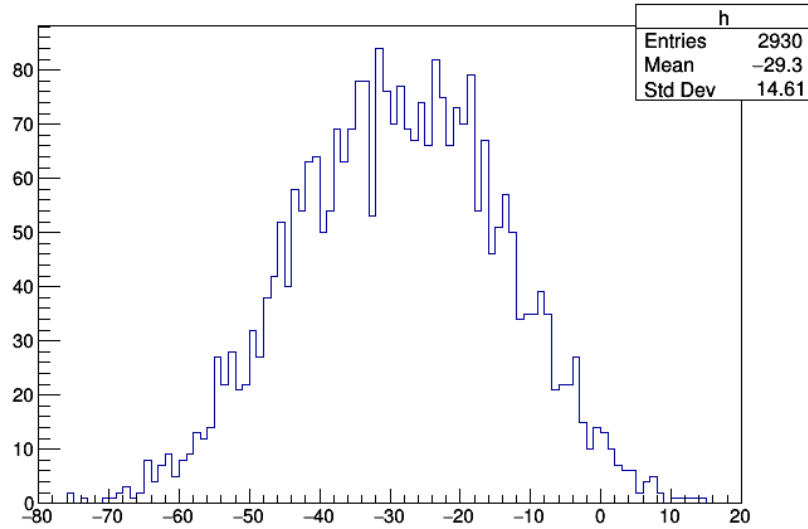


Figura 3.3: Distribuzione di $TDC_2 - TDC_0$ sotto le condizioni $40\text{ cm} < L_v < 45\text{ cm}$ e $|\Delta x_2 - \Delta x_0| < 2\text{ cm}$. Il valore della σ è pari a 14.61.

di impatto sui piani alla scheda di somma (termini Δx e Δy), la lunghezza di volo L_v ed il relativo tempo di volo, pari a L_v/c , attribuendo un tempo positivo alle tracce provenienti dal verso positivo della direzione z ed un tempo negativo alle altre. Questa selezione è stata ottenuta ponendo un vincolo sul coefficiente angolare Ay , che individua l'inclinazione della traccia sul piano zy rispetto all'asse z ($Ay = \Delta z/\Delta y$): tracce con $Ay > 0$ corrispondono a tempi di volo positivi, altrimenti negativi. Per discriminare con maggior precisione il verso di provenienza abbiamo escluso le tracce più prossime all'orizzontale ponendo $|Ay| > 0.2$.

Abbiamo inoltre selezionato le tracce che presentano la variabile $TipoEvento == 0$ (*Golden Tracks*) e che soddisfano le condizioni $|ScartoX| < 1.5$ $|ScartoY| < 1.5$; in questo modo abbiamo migliorato la qualità delle tracce sulle quali eseguire il fit.

Una volta calcolate queste quantità ci siamo concentrati sull'analisi delle loro distribuzioni per verificare la correttezza delle formule utilizzate.

Per quanto riguarda le distanze dalle schede di somma notiamo che per i piani $X[0]$ ed $Y[2]$, ovvero i piani esterni del rivelatore, sono presenti valori negativi delle Δ . Questo è dovuto all'incertezza nella ricostruzione delle coordinate ed alla geometria del rivelatore, che fanno sì che delle tracce che passano vicino al bordo dei piani esterni possano essere ricostruite fuori dal piano. In figura 3.1 è riportato in via schematica l'effetto dello spostamento del baricentro.

Vogliamo quindi escludere dal fit gli eventi che presentano un valore negativo per una delle Δ , e per fare ciò poniamo che per ogni piano valga la condizione $\Delta x_n > 2cm(\Delta y_n$ per i piani y).

Per finire controlliamo anche le distribuzioni dei conteggi relativi alle misure dei tempi di scarica delle capacità sui vari piani. Da queste analisi possiamo sia controllare la bontà dei valori misurati, sia effettuare una prima stima del valore dei coefficienti $1/M_n$, che corrispondono ai picosecondi relativi ad ogni conteggio. Dalla figura 3.6 notiamo che dovremo imporre un taglio sui conteggi per escludere valori che si discostano dalla distribuzione principale.

Oltre ai conteggi dei singoli piani possiamo studiare anche le distribuzioni delle differenze dei conteggi sui vari piani per le tracce provenienti da un verso e quelle prove-

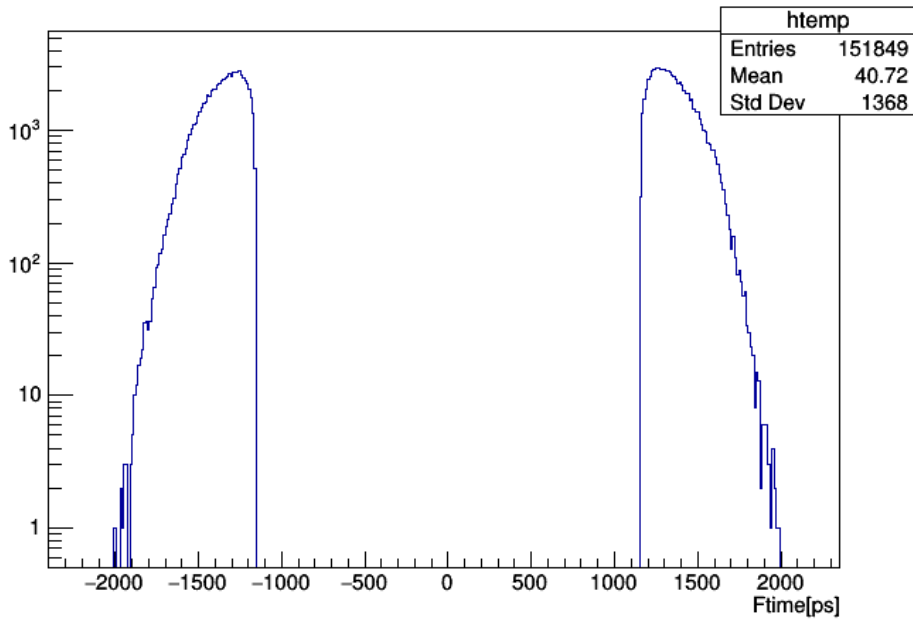


Figura 3.4: Si possono notare i due picchi relativi ai tempi di volo positivi e negativi; i valori all'interno dei quali sono compresi (1100–2000 ps) sono in accordo con le minime e massime lunghezze percorse dai muoni fra i piani esterni del rivelatore.

nienti dall'altro imponendo un taglio su Ay e da queste dare una stima dei coefficienti $1/M_n$. La differenza fra i valori medi delle due distribuzioni è di circa 21 conteggi, e corrisponde alla differenza fra i tempi di volo misurati in conteggi per $Ay > 0$ e quelli per $Ay < 0$; se consideriamo un tempo di volo medio di 1300 ps otteniamo un valore di $2600/20 = 130$ ps per conteggio, ed un valore simile si ottiene anche per i piani x . Dovremo quindi aspettarci valori simili a questo dopo aver eseguito il fit.

In fase di analisi abbiamo analizzato anche le distribuzioni delle differenze dei tempi per le altre combinazioni (0-1, 2-1) ed abbiamo visto che queste presentavano alcuni valori che erano lontani dalla distribuzione principale degli eventi e li abbiamo quindi esclusi imponendo dei tagli opportuni sulle differenze fra i conteggi.

3.3 Risultati del fit

Il fit è stato eseguito utilizzando il pacchetto *Minuit2* all'interno di un programma scritto in *C++* ed eseguito con il software *root*. Il programma, dopo aver trovato i valori dei parametri che minimizzano la funzione, riempie un nuovo *Ttree* nel quale sono aggiunti per ogni traccia i tempi di volo, calcolati con la 3.8 sostituendo ad M_n , K_n ed α i risultati ottenuti dal fit.

Stima della velocità di propagazione nello scintillatore

Come detto precedentemente il segnale luminoso utile a generare il segnale di *trigger* si propaga nelle barre tramite numerosi processi di riflessione sulla superficie esterna delle barre, allungando il tempo di percorrenza del segnale. Per questa ragione abbiamo eseguito un primo *fit* per stimare la velocità di propagazione del segnale nelle barre (V_{scint}). Per fare questo abbiamo eseguito il fit della 3.7 selezionando le tracce per le quali vale $|\Delta x_2 - \Delta x_0| < 1$ cm, in modo da minimizzare il contributo dato dal termine in cui compare V_{scint} nel fit, non essendo ancora a conoscenza del suo valore.

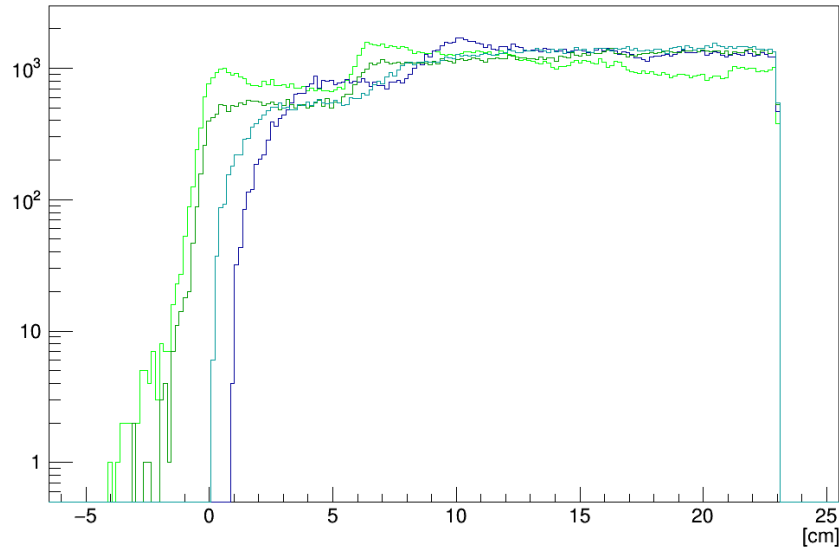


Figura 3.5: Si possono notare Δx_0 in blu, Δy_2 in azzurro, Δy_0 in verde chiaro e Δx_2 in verde scuro. Il valore massimo pari a 23 cm è dovuto al fatto che nel calcolo abbiamo utilizzato le 3.3 escludendo il termine d .

Una volta trovati i valori dei parametri M_n , K_n ed α li abbiamo sostituiti nella 3.7 ed abbiamo eseguito nuovamente il fit per trovare il valore di V_{scint} , stavolta senza porre la condizione $|\frac{\Delta x_2 - \Delta x_0}{V_{sig}}| < 1$. Il risultato trovato è

$$V_{scint} = (0.011 \pm 0.003) \frac{cm}{ps} \simeq \frac{37}{100} c.$$

Mentre la velocità che si otterrebbe considerando il solo indice di rifrazione del materiale (cioè la velocità del segnale diretto) è pari a $\frac{63}{100}c$. L'errore commesso nella stima della velocità è piuttosto elevato, comunque sia questo è accettabile dato che la modalità di propagazione del segnale tramite le riflessioni può variare di molto da traccia a traccia a seconda del punto di impatto sulla barra e dall'energia rilasciata nell'attraversarla. Per eseguire il fit poniamo quindi la velocità di propagazione nello scintillatore pari al valore appena trovato.

	0-2	0-1	1-2
X[0]	113	134	/
Y[0]	121	134	/
X[1]	/	151	138
Y[1]	/	175	155
X[2]	130	/	144
Y[2]	122	/	126

Tabella 3.1: Valori dei parametri $\frac{1}{M_n}$ per i vari piani ottenuti dai fit eseguiti sulle varie combinazioni di piani con la capacità di 660 pF.

Fit

A questo punto abbiamo effettuato il fit per trovare i valori dei parametri M_n , K_n ed α presenti nella 3.7 per le tre coppie di piani X e le tre coppie di piani Y (X[0]-X[2], X[0]-X[1], X[1]-X[2], Y[0]-Y[2], Y[0]-Y[1], Y[1]-Y[2]). I risultati sono riportati in

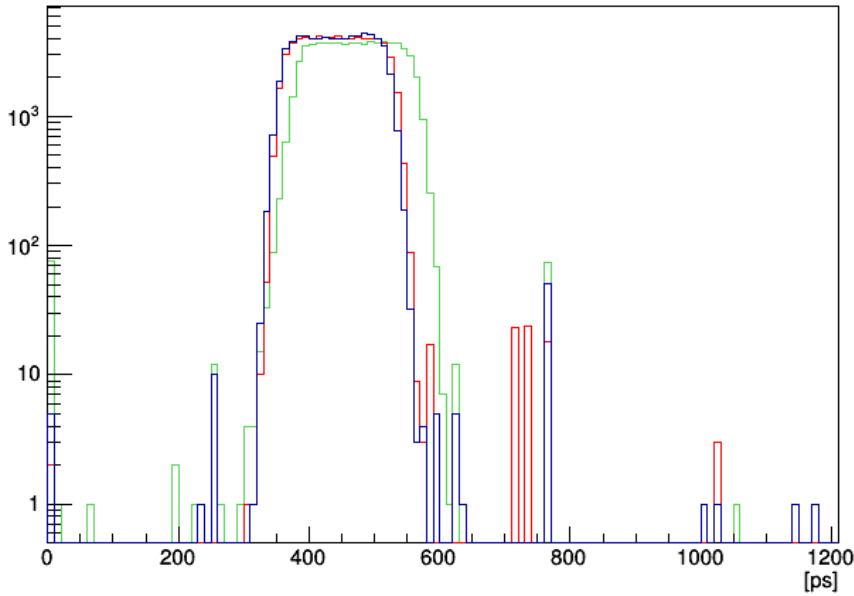


Figura 3.6: Distribuzioni dei conteggi per i tre piani X: X[0] (blu), X[1] (verde), X[2] (rosa). Distribuzioni simili si ottengono anche per i tre piani Y.

tabella 3.3. Per una migliore comprensione dei risultati riportiamo i valori $\frac{1}{M_n}$, che corrispondono ai *ps* relativi ad ogni conteggio del contatore del piano *n*-esimo. Come possiamo vedere dai risultati in tabella 3.3, non possiamo fare molto affidamento sui risultati dei fit, dato che sono presenti errori sistematici che dominano di gran lunga su quelli statistici: l'errore stimato dal fit sui parametri M_n è infatti inferiore al *ps* per tutti i valori trovati, ma, come possiamo notare, la differenza fra i valori misurati per lo stesso piano tramite due differenti fit è dell'ordine delle decine di *ps*, di gran lunga superiore rispetto all'errore statistico; questi valori, considerando per ognuno un errore dell'ordine di $(10 \div 20)$ *ps* sono comunque tutti compatibili con il valore di 130 *ps/conteggio* che avevamo ottenuto dalle stime iniziali. Per quanto riguarda l'offset (dato dal termine K_{nm}/M dell'equazione 3.8), questo assume valori compresi nell'intervallo di $(1 \div 5)$ *ns*, ad eccezione dei fit effettuati sulle coppie $Y[0] - Y[2]$ ed $Y[1] - Y[2]$, dove è pari a circa 20 *ns*. Questo può far pensare ad una differenza significativa dell'elettronica del piano $Y[2]$ rispetto a quelle degli altri piani.

Comunque sia ciò a cui siamo interessati non è il valore esatto dei parametri M_n e K dei vari piani, ma la possibilità di distinguere il verso di provenienza delle particelle ed in questo possiamo vedere che lo studio che abbiamo effettuato ha portato i suoi risultati.

Per quanto riguarda le distribuzioni dei tempi di volo in seguito al fit possiamo osservare gli istogrammi 3.7, 3.8, 3.9, 3.10, in cui sono riportate le distribuzioni relative alle differenze fra i *TDC* per le coppie di piani $Y[2] - Y[0]$ e quelle relative ai tempi di volo calcolati con la (3.8) in seguito al fit. Per migliorare il risultato ed aumentare la separazione fra le distribuzioni positive e negative dei tempi di volo abbiamo calcolato la quantità

$$t_2^{(i)} - t_0^{(i)} = \frac{1}{2} \cdot (t_{x2}^{(i)} + t_{y2}^{(i)} - t_{x0}^{(i)} - t_{y0}^{(i)}) \quad (3.9)$$

dove i termini sono riferiti alla 3.8 calcolata sia per i piani *x* che per i piani *y*. Così facendo abbiamo unito le informazioni provenienti dai due fit indipendenti effettuati per le coppie di piani *x* e *y*, migliorando il risultato.

Per ogni distribuzione sono evidenziate in rosso le tracce relative ad $Ay > 0$ (ovvero

quelle con tempo di volo positivo), mentre in verde quelle relative ad $Ay < 0$ (tempo di volo negativo). Possiamo notare come la procedura di fit separi significativamente i due picchi relativi ad $Ay > 0$ e $Ay < 0$ rispetto al caso in cui si considerino solamente le differenze fra i singoli TDC misurati. Inoltre possiamo notare anche una maggiore separazione ottenuta con la seconda serie di misure, che è stata effettuata con la capacità di 660 pF , rispetto alla prima serie, effettuata con la capacità di 1 nF (figure 3.8 e 3.10).

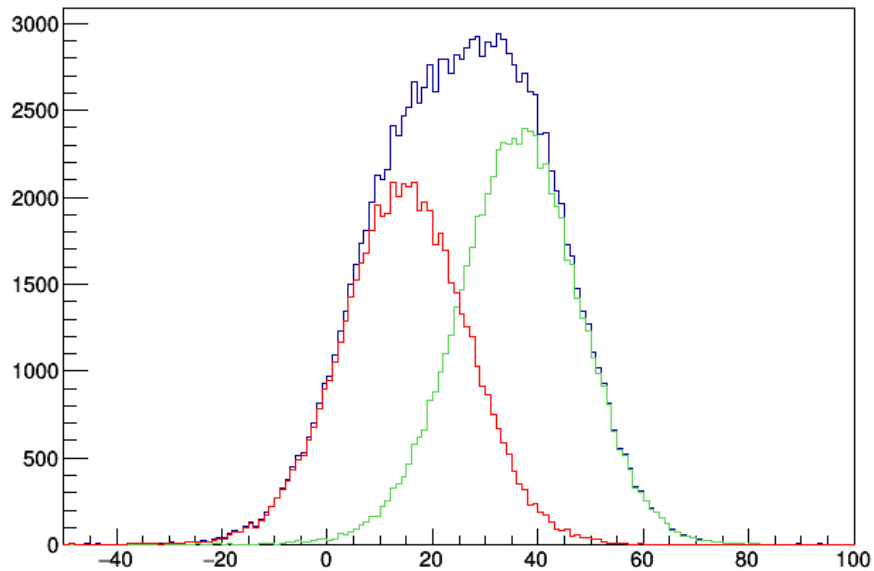


Figura 3.7: $TDC_{y2} - TDC_{y0}$. Dati relativi alla serie di misure con la capacità di 1 nF .

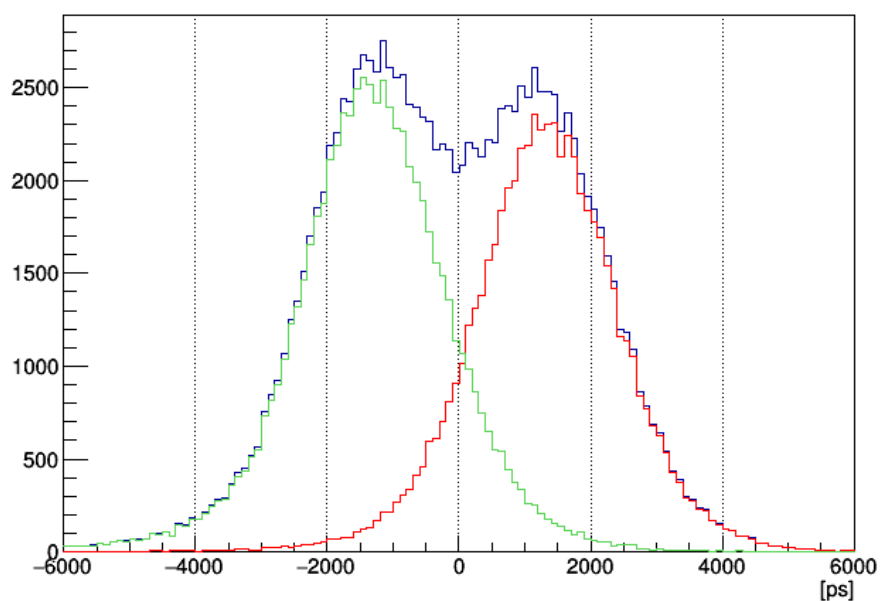


Figura 3.8: $t_2^{(i)} - t_0^{(i)}$. Dati relativi alla serie di misure con la capacità di 1 nF .

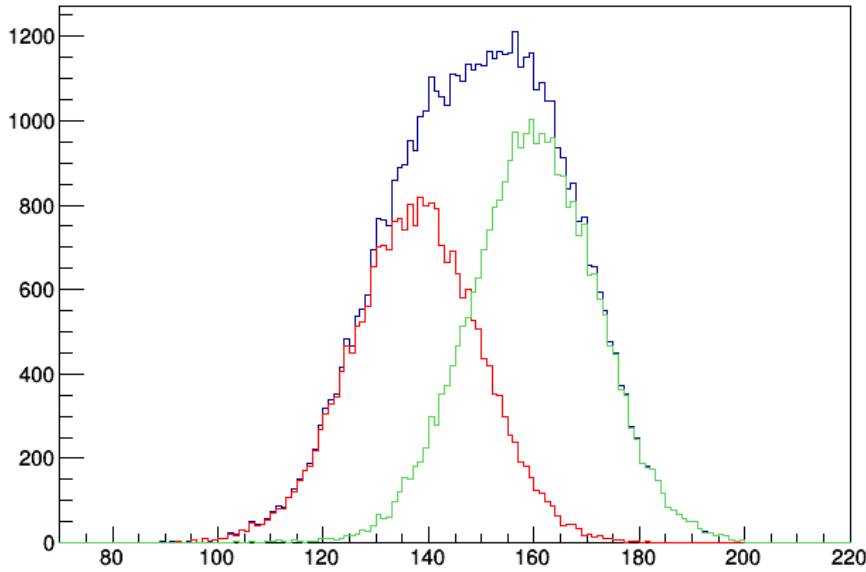


Figura 3.9: $TDC_{y2} - TDC_{y0}$. Dati relativi alla serie di misure con la capacità di 660 pF .

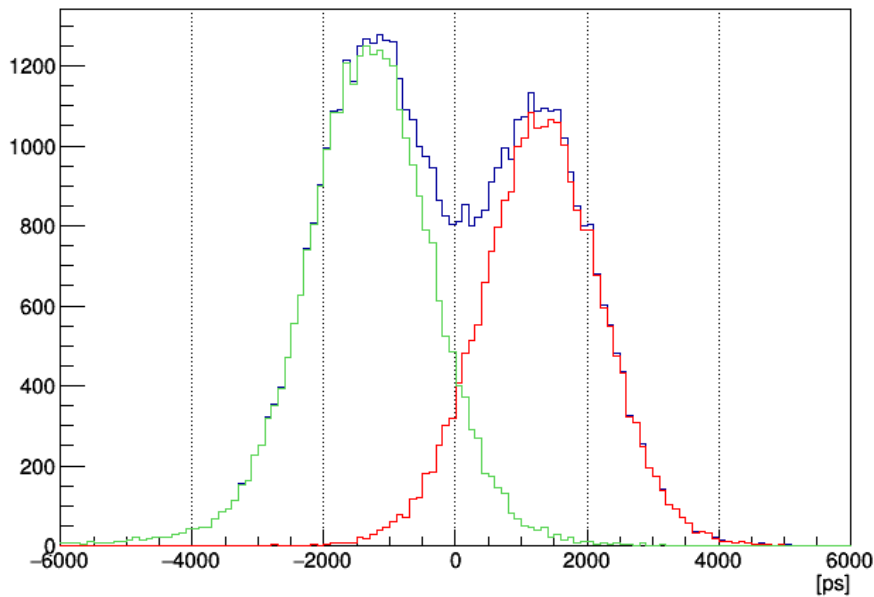


Figura 3.10: $t_2^{(i)} - t_0^{(i)}$. Dati relativi alla serie di misure con la capacità di 660 pF .

Per quanto riguarda la capacità di 660 pF la distribuzione con $Ay < 0$ ha il 93 % dei tempi con valori negativi, mentre quella con $Ay > 0$ ha il 92 % dei tempi con valore positivo. Per il caso della capacità di 1 nF si ottengono rispettivamente le percentuali del 89 % e 88 %, inferiori a quelle con 660 pF .

Andiamo infine a vedere la correlazione fra i risultati del fit sui piani x e quelli sui piani y . I due picchi mostrano come una misura di un tempo positivo lungo x sia maggiormente correlata con una misura positiva lungo y , rispetto ad una misura negativa.

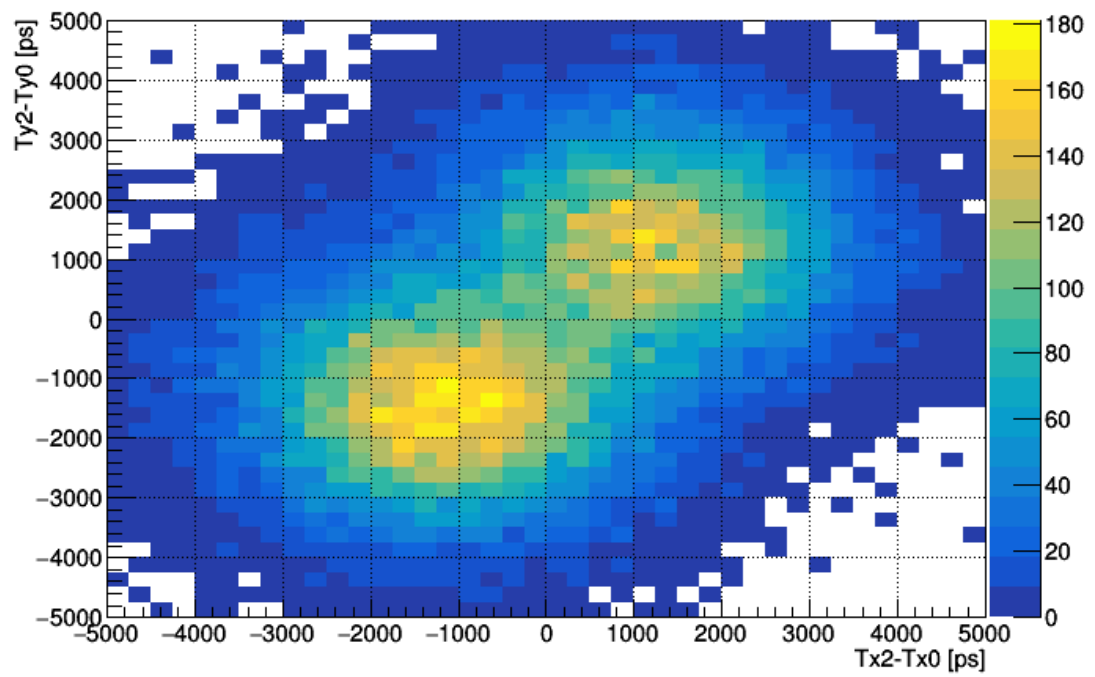


Figura 3.11: Correlazione fra $t_{x2}^{(i)} - t_{x0}^{(i)}$ e $t_{y2}^{(i)} - t_{y0}^{(i)}$. Dati relativi alla serie di misure con la capacità di 660 pF.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo analizzato il sistema di acquisizione dei tempi di *MI-MA* e siamo riusciti a trovare un buono stimatore che permetta di discriminare il verso di provenienza della particella con una precisione significativamente migliore rispetto a quella che otterremmo utilizzando le sole differenze fra i valori misurati dai *TDC*. Questo stimatore è dato dalla 3.9 nella quale vengono sostituiti i parametri ottenuti dal fit.

Le misure sull'elettronica che regola la misura dei tempi hanno mostrato la possibilità di diminuire la capacità di espansione per ottenere una misura più precisa dei tempi. Come abbiamo visto questa modifica all'elettronica è stata effettuata ed ha portato miglioramenti significativi alla capacità di discriminare il verso di provenienza della particella tramite l'utilizzo dello stimatore 3.9.

Infine abbiamo potuto constatare come la velocità di propagazione del segnale luminoso nelle barre di materiale scintillatore sia inferiore rispetto a quello che si otterrebbe considerando il solo indice di rifrazione; questo mostra che il segnale di trigger (cioè il segnale generato dai *SiPM*) non è dovuto solamente ai fotoni che arrivano "direttamente" sul *SiPM* ma dipende principalmente da quelli che subiscono varie riflessioni durante il percorso.

Bibliografia

- [1] Guglielmo Baccani, *Costruzione e calibrazione del tracciatore di raggi cosmici MI-MA per applicazioni inerenti la radiografia muonica e prime misure*. Tesi di laurea magistrale, Università degli Studi di Firenze, A.A. 2016-2017.
- [2] G. Saracino et al. (2017) *Imaging of underground cavities with cosmic-ray muons from observations at Mt. Echia (Naples)*. Nature.
- [3] Indice di rifrazione dello scintillatore,
<https://refractiveindex.info/?shelf=organicbook=polystyrenpage=Sultanova>
- [4] Orsay MicroElectronics Group Associated (2011), *EASIROC datasheet*
- [5] C. Patrignani et al. (Particle Data Group) (2017), *Cosmic Rays*, pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2017-rev-cosmic-rays.pdf