

Contents

Introduzione	3
1 La problematica fisica.	6
1.1 Introduzione.	6
1.2 Reazioni nucleari vicino alla barriera coulombiana.	7
1.3 Le reazioni nucleari ad energie di Fermi.	9
1.3.1 Urti periferici e semi centrali ad energie di Fermi.	11
1.3.2 Urti centrali ad energie di Fermi.	12
1.4 Il decadimento: dall'evaporazione alla vaporizzazione.	13
1.4.1 Evaporazione.	13
1.4.2 Risonanze giganti.	14
1.4.3 Fissione.	15
1.4.4 Dissipazione mediante moti collettivi.	15
1.4.5 Produzione di 3 o più frammenti.	16
1.4.6 Vaporizzazione totale.	18
1.5 Frammentazione o multiframmentazione?	18
2 L'apparato sperimentale G.AR.F.I.E.L.D.	23
2.1 Introduzione	23
2.2 Cristalli di ioduro di cesio ($CsI(Tl)$)	27
2.3 Microstrip Gas Chamber (MSGC)	31
2.4 Il partitore	35
2.5 Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC) e Si(Li)	37
2.6 Il rivelatore anulare	39
2.7 L'elettronica	42
2.8 Il sistema di acquisizione	44

3	La misura sperimentale	49
3.1	Presentazione delle misure fatte.	49
3.2	Procedure di temporizzazione del fascio.	52
3.3	Procedure di regolazione dell'elettronica.	53
3.4	Verifica preliminare dei rivelatori Si-Li.	56
3.5	Controllo del <i>trigger</i>	57
4	Analisi e calibrazione dei rivelatori di Garfield.	59
4.1	Introduzione.	59
4.2	Controllo della stabilità.	59
4.2.1	Descrizione dei programmi utilizzati.	60
4.2.2	Risultati ottenuti.	63
4.3	Confronto tra misure di impulsatore con diversa amplificazione	66
4.4	Calibrazione preliminare di una matrice ΔE -E.	67
4.4.1	Selezione degli eventi.	68
4.4.2	Calibrazione in energia delle microstrip.	69
4.4.3	Calibrazione dell'uscita di luce dei cesi.	74
4.4.4	Risultato finale della calibrazione.	78
5	Conclusioni.	80
	Conclusioni	80
A	Descrizione Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC) e Si(Li).	88
A.1	Introduzione	88
A.2	Descrizione dei PPAC	88
A.3	Descrizione dei rivelatori <i>Si(Li)</i>	91
B	I sistemi di flussaggio dei PPAC e di GARFIELD.	95
B.1	Introduzione	95
B.2	I PPAC	95
B.3	GARFIELD.	97
C	Listati dei programmi utilizzati.	100
C.1	Introduzione	100

C.2	Programma principale turno Tandem.	100
C.3	Programma principale turno di Alpi.	106
C.4	Trovapicchi.for	109

Introduzione.

Questo lavoro di tesi è quasi interamente dedicato alla descrizione di una misura di calibrazione di un multirivelatore di nuova generazione (GARFIELD), con basse soglie energetiche, adatto alla rivelazione di particelle leggere cariche e frammenti ($Z \geq 3$).

L'apparato Garfield è stato costruito ai Laboratori nazionali di Legnaro, in collaborazione con le Università e le Sezioni INFN di Bologna, Firenze, Milano, Napoli e Trieste, allo scopo di studiare le reazioni nucleari fra ioni pesanti alle energie disponibili presso l'acceleratore ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro. Le energie disponibili a questo acceleratore sono comprese tra $5 - 20 \text{ MeV}/u$. A queste energie è possibile studiare la parte a più bassa energia della transizione di fase liquido-vapore della materia nucleare. In particolare si può studiare la transizione fra una regione in cui i sistemi nucleari si comportano come un liquido ed una regione in cui coesistono comportamenti come liquido e come gas.

Uno studio sistematico in questa regione energetica può consentire di ottenere informazioni sulla apertura del canale di multiframmentazione, cioè sul passaggio da una regione energetica nella quale i nuclei evaporano particelle leggere o fissionano, ad una regione energetica nella quale si possono rompere simultaneamente in più frammenti (multiframmentazione). L'influenza del canale d'ingresso e lo studio di effetti di isospin sono importanti in vista della prossima entrata in funzione di acceleratori di ioni instabili (radioattivi).

Un apparato complesso quale Garfield necessita di misure dedicate alle calibrazioni e di approfondite procedure di controllo. Le misure comportano un notevole lavoro di preparazione per il montaggio ed il test dei rivelatori. Inoltre, sia prima, sia durante la fase di misura devono essere eseguiti ac-

curati controlli delle caratteristiche dei segnali elettronici. I dati registrati su supporto magnetico o direttamente su disco sono stati ridotti in modo da poter essere analizzati al fine di estrarre le informazioni necessarie per le calibrazioni ed, in una fase successiva, le informazioni fisiche.

Nel *Capitolo I* è stata presentata la problematica fisica che l'apparato Garfield intende investigare. In particolare, dopo una descrizione dei meccanismi di reazione più rilevanti, vengono analizzati i fenomeni di produzione di più frammenti con particolare riguardo alla distinzione tra frammentazione e multiframmentazione. Il *Capitolo II* è dedicato ad una accurata descrizione dell'apparato e dei tipi di rivelatori che lo costituiscono. Viene anche descritta brevemente l'elettronica utilizzata ed il sistema di acquisizione, con particolare riguardo ai *trigger* che possono essere utilizzati in misura. Nel *Capitolo III* è descritta la misura sperimentale effettuata allo scopo di calibrare il multirivelatore. Vengono descritti in particolare le procedure di temporizzazione del fascio, di regolazione dell'elettronica e di controllo dei *trigger*. Il *Capitolo IV* descrive la calibrazione dei rivelatori di Garfield. In particolare è stata controllata la stabilità dell'elettronica ed è stata ricavata l'amplificazione dei segnali relativa a diverse misure. È stata infine trattata in dettaglio la calibrazione della matrice $\Delta E - E$ di un particolare telescopio dell'apparato Garfield. Sono infine presentati in appendice alcuni argomenti specifici sul funzionamento di alcune parti dell'apparato, come i rivelatori a parallel plate ed al silicio-litio, il sistema di flussaggio dei parallel plate e di Garfield. L'ultima appendice infine contiene i programmi sviluppati per la calibrazione.

Chapter 1

La problematica fisica.

1.1 Introduzione.

Si definisce reazione nucleare l'interazione tra un nucleo proiettile, opportunamente accelerato, con un altro nucleo bersaglio, generalmente a riposo nel sistema del laboratorio. Affinchè avvenga una reazione nucleare, è necessario tuttavia che l'energia del proiettile sia superiore a quelle delle due barriere repulsive presenti: quella coulombiana V_{Coul} , determinata dall'interazione tra le cariche elettriche del proiettile e del bersaglio, e quella relativa al potenziale centrifugo V_L dovuto al momento relativo.

Questo fenomeno può essere descritto utilizzando alcune grandezze fondamentali [1]:

- il parametro di impatto b , che corrisponde alla distanza che separa il centro del nucleo bersaglio dalla traiettoria iniziale del proiettile e permette di classificare le reazioni a partire dagli urti centrali fino a quelli più periferici;
- la velocità relativa v_{AA} tra il proiettile ed il bersaglio;
- la lunghezza d'onda relativa ridotta associata alla collisione nucleone-nucleone

$$\frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{2\pi m v_{AA}} \quad (1.1)$$

- l'energia per nucleone del proiettile incidente, che rappresenta l'energia

di eccitazione per nucleone massima che può essere acquistata dal sistema stesso.

Confrontando il valore di $\lambda/2\pi$ con la distanza media tra due nucleoni d_{nn} , si distinguono intuitivamente le due regioni estreme nelle quali si ha $\lambda/2\pi \gg d_{nn}$ e $\lambda/2\pi \ll d_{nn}$. Nel primo caso, si parla di un comportamento collettivo da parte dei nucleoni, nel quale dominano le interazioni ad un corpo generate da un campo medio; nel secondo caso sono gli effetti di interazione a due corpi a diventare determinanti.

A seconda dell'energia per nucleone del proiettile incidente, le reazioni nucleari si possono separare in tre grandi classi:

- reazioni vicino alla barriera coulombiana;
- reazioni ad energie di Fermi;
- reazioni ad energie relativistiche.

Bisogna sottolineare come la distinzione tra queste tre diverse classi di reazioni nucleari non sia netta, ma piuttosto graduale e questo rende difficile stabilire dei valori di energia per nucleone univoci che possano fare da separazione tra una regione e l'altra.

Vengono ora illustrati alcuni accenni ai meccanismi di reazione tipici delle prime due classi in quanto le misure che sono riportate in questa tesi si riferiscono a reazioni che stanno nella zona di confine tra queste categorie.

1.2 Reazioni nucleari vicino alla barriera coulombiana.

I meccanismi di reazione in questa regione energetica sotto i $10 - 15 \text{ MeV}/u$ si possono facilmente classificare utilizzando il parametro di impatto b o il momento angolare l ad esso correlato.

Facendo riferimento al momento angolare (fig 1.1), si possono individuare le seguenti zone:

- urto elastico per $l > l_{gr}$;

- urto quasi-elastico per $l_{DIC} < l < l_{gr}$, nei quali la cinematica dei due nuclei viene solo leggermente perturbata;
- reazioni fortemente dissipative (DIC) per $l_{crit} < l < l_{DIC}$, caratterizzate da una interazione profonda con possibili scambi di nucleoni tra i due nuclei;
- collisioni centrali per $l < l_{crit}$, tanto energetiche che possono portare anche ad una fusione dei due nuclei stessi.

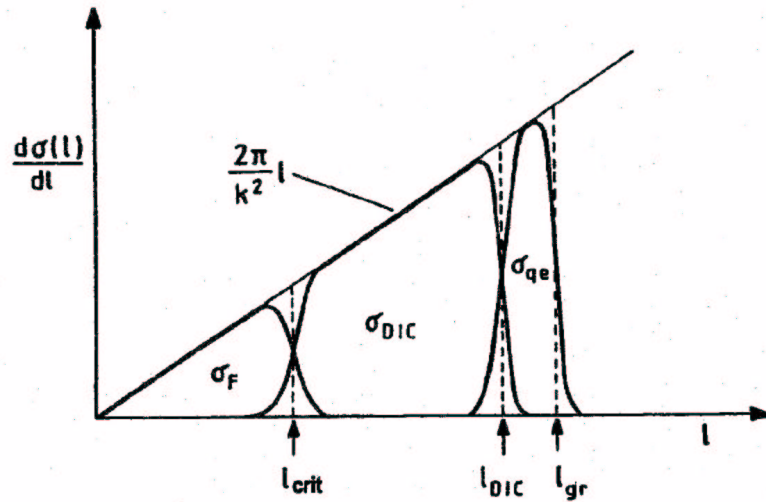


Figure 1.1: *Diagramma schematico della decomposizione in onde parziali della sezione d'urto di reazione in urti con ioni pesanti a basse energie. La ascissa si riferisce al momento angolare ([1]).*

Per quanto riguarda la regione caratterizzata dall'urto elastico, si può più facilmente comprenderne il significato usando il parametro di impatto. Definendo infatti

$$b_{gr} = R_t + R_p \quad (1.2)$$

dove R_t rappresenta il raggio del bersaglio ed R_p quello del proiettile, si capisce come gli urti che avvengono con un parametro di impatto maggiore di b_{gr} (o conseguentemente di l_{gr}) sono quelli per i quali si ha una interazione di tipo essenzialmente coulombiano senza sovrapposizione spaziale dei due nuclei.

Il valore di momento angolare che separa la fusione dalla regione delle reazioni fortemente dissipative, chiamato momento angolare critico, dipende dal potenziale di interazione tra i due nuclei e viene stimato tenendo conto della repulsione coulombiana, dell'interazione nucleare e degli effetti dovuti al momento angolare ed al momento di inerzia del sistema stesso.

Nel caso della fusione, si usa parlare di un processo in due fasi: nella prima si ha una collisione che porta alla creazione di un unico sistema equilibrato con perdita di informazioni riguardo al canale di ingresso (formazione del nucleo composto), nella seconda si ha il decadimento di questo sistema. Tale decadimento può essere trattato in modo statistico in quanto i parametri importanti che caratterizzano il nucleo composto sono l'energia di eccitazione ed il momento angolare e non caratteristiche legate ai due nuclei di partenza.

1.3 Le reazioni nucleari ad energie di Fermi.

Si tratta di una regione intermedia caratterizzata da una energia compresa tra i $10 - 15 \text{ MeV}/u$ ed i $200 \text{ MeV}/u$ nella quale competono il meccanismo di interazione ad un corpo, tipico della regione vicino alla barriera coulombiana, ed il meccanismo di interazione a due corpi, tipico della regione ad energie relativistiche.

Diventa quindi interessante valutare la scala dei tempi di questi due diversi processi, per poterli confrontare con il tempo medio di reazione e stimare così il grado di termalizzazione raggiunto nel corso della collisione stessa.

Il processo di dissipazione a due corpi tipico di queste energie è un urto elastico nucleone-nucleone ed il tempo associato può essere stimato considerando il tempo medio tra due successive collisioni nucleone-nucleone. Utilizzando una semplice teoria cinetica, si ottiene

$$\tau_{nn} = \frac{1}{\sigma_{nn}\rho_0 v} \quad (1.3)$$

dove σ_{nn} è la sezione d'urto nucleone-nucleone nel mezzo, ρ_0 è la densità mentre v rappresenta la velocità media, dell'ordine della velocità di Fermi v_f . Tenendo conto che per una completa termalizzazione del nucleone incidente bastano pochi urti, possiamo stimare la durata di questo processo in

$$\tau_{nn} = 50 \text{ fm}/c.$$

Per quanto riguarda il processo di dissipazione ad un corpo, si tratta dell'interazione del singolo nucleone con il campo medio generato dai restanti nucleoni ed il tempo può essere stimato come

$$\tau_{1-body} = \frac{R}{v_f} \quad (1.4)$$

dove R è dell'ordine di grandezza della somma dei raggi dei due nuclei interagenti. Considerando due nuclei medi, si ottiene $\tau_{1-body} = 20 - 30 \text{ fm}/c$.

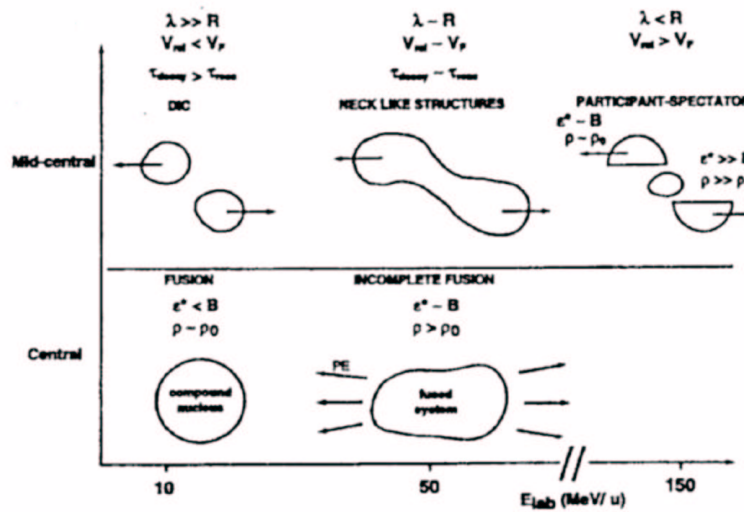


Figure 1.2: *Illustrazione schematica dei vari meccanismi di reazione che avvengono negli urti tra ioni pesanti alle energie di Fermi nelle collisioni centrali e periferiche. Ciascuno di essi verrà discusso ed approfondito nei capitoli seguenti ([1]).*

Tenendo presente che per un sistema di massa media a $50 \text{ MeV}/u$ il tempo di interazione è di circa $\tau_{inter} = 30 \text{ fm}/c$, si può concludere che il tempo di termalizzazione di entrambi i processi è comparabile con il tempo di interazione e quindi una frazione importante dell'energia dissipata in questo dominio di energie può essere termalizzata per creare così nuclei anche molto caldi. La restante parte di energia, che può essere più o meno significativa a seconda dei casi, porta in genere ad emissioni di pre-equilibrio, cioè emissione di particelle e/o ioni leggeri prima che si raggiunga una configurazione di equilibrio.

I meccanismi di interazione ad energie di Fermi sono piuttosto diversi a seconda del parametro d'urto (fig 1.2), per cui ci occuperemo separatamente degli urti periferici e semi centrali rispetto agli urti centrali.

1.3.1 Urti periferici e semi centrali ad energie di Fermi.

Si tratta delle reazioni a cui viene associata la maggior parte della sezione d'urto in quanto, per considerazioni del tutto geometriche, la sezione d'urto può essere stimata come

$$\sigma_{tot} = 4\pi b^2 \quad (1.5)$$

ed un urto viene considerato centrale solamente quando il rapporto tra il parametro d'urto e b_{max} è minore di $0.1 \div 0.3$.

In un urto periferico o semi periferico si considera, in genere, un processo che porta alla formazione di un Quasi-Proiettile (QP) ed un Quasi-Bersaglio (QB) e qualche particella leggera, in quanto l'interazione non è sufficientemente profonda da spezzare i due nuclei di partenza. Man mano che le collisioni diventano meno periferiche, aumenta anche l'interazione e quindi diventa più difficile distinguere il QP ed il QB mentre assume sempre maggiore rilevanza l'emissione di particelle leggere e di frammenti leggeri.

Schematicamente, si possono individuare tre modelli di interazione che rappresentano una evoluzione da energie inferiori ad energie superiori. Inizialmente, domina una reazione di scattering profondamente inelastico (DIC), con possibile passaggio di materia tra i due nuclei ed anche eccitazione dei nuclei stessi che può portare ad un successivo decadimento. Intorno ai 30-50 MeV/u , l'interazione diventa tale che la deformazione dei nuclei è sensibile e si può arrivare alla formazione di un "collo" che collega i due nuclei stessi. Con il decadimento, si formano due nuclei più grossi corrispondenti al QP e QB mentre la parte di sovrapposizione dei due nuclei, corrispondente al collo, si disgrega in un numero più o meno grande di particelle a seconda delle energie di eccitazione in gioco.

Ad energie ancora maggiori, si parla di un modello partecipante-spettatore, nel quale diventano determinanti gli aspetti geometrici in quanto il libero cammino medio dei nucleoni diventa più piccolo e le velocità dei nucleoni

sono significativamente più grandi della velocità di Fermi. In sostanza, si riesce ad isolare in ogni nucleo una parte che interagisce profondamente ed una parte che invece agisce come da spettatore in quanto gli effetti della interazione sono limitati alla regione di sovrapposizione geometrica. Anche in questo caso alla fine si avranno i due frammenti corrispondenti al QP e QB insieme a tutte le particelle leggere derivanti dal successivo decadimento della zona di sovrapposizione dei due nuclei. Rispetto al caso precedente, le energie di eccitazione di questa zona di sovrapposizione sono nettamente superiori.

1.3.2 Urti centrali ad energie di Fermi.

Per urto centrale si intende un processo nel quale i due nuclei di partenza si fondono per creare una unica sorgente con una certa energia di eccitazione, temperatura e momento angolare che ne governano il successivo decadimento. Si tratta quindi di reazioni molto energetiche e a bassa sezioni d'urto per le ragioni geometriche ricordate nel paragrafo precedente.

A seconda delle energie in gioco, in questo caso si parla di fusione completa o incompleta. Fino a circa $50 \text{ MeV}/u$, la situazione ideale consiste nella creazione di un nucleo composto che successivamente decade. La particolarità di questo meccanismo, come già detto, risiede nel fatto che il nucleo composto è un sistema equilibrato per il quale il canale di ingresso che ha creato il nucleo composto stesso diventa del tutto ininfluenza. Sopra i $50 \text{ MeV}/u$, la situazione è più complessa perchè la fusione non è più completa, per cui l'intero sistema non può più essere considerato in equilibrio. La spiegazione di questo fatto deve essere ricercata nella maggior quantità di energia da termalizzare e nel fatto che i nucleoni iniziano ad avere velocità tali che il potere frenante del nucleo bersaglio non è più sufficiente a fermare i nucleoni incidenti, che quindi tendono a proseguire il loro moto deformando il sistema stesso. Tutto questo porta all'emissione di particelle di pre-equilibrio e ad una dinamica del decadimento molto più complicata.

Nonostante che il sistema intero non possa essere considerato equilibrato, si può verificare che la parte fusa può raggiungere un certo grado di equilibrio.

In figura 1.2 vengono riassunti i principali meccanismi di reazione per urti tra ioni pesanti alle energie di Fermi.

1.4 Il decadimento: dall'evaporazione alla vaporizzazione.

Se si considera un urto centrale alle energie di Fermi, sia nel caso di una fusione completa che nel caso di una fusione incompleta, il sistema fuso che si viene a formare decade seguendo un processo di decadimento che dipende dalla energia di eccitazione. In particolare si possono individuare tra i processi a bassa energia

- evaporazione di particelle;
- risonanze giganti;
- fissione;
- dissipazione mediante moti collettivi

mentre per i processi ad alta energia ricordiamo

- produzione di 3 o più frammenti;
- vaporizzazione totale.

In questa tesi ci si occupa in particolare del fenomeno della produzione di 3 o più frammenti. Qui di seguito viene fatta una breve panoramica qualitativa su tutti i processi citati, perchè spesso presenti in concomitanza e in concorrenza con il processo in interesse.

1.4.1 Evaporazione.

Si tratta del processo di decadimento più comune a basse energie per una sorgente termalizzata e consiste nell'emissione statistica di particelle leggere e fotoni. L'evoluzione nel tempo del sistema può essere seguita attraverso un modello statistico che attribuisce ad ogni possibile transizione tra uno stato iniziale ed uno stato finale una certa probabilità. Questo implica la

conoscenza degli stati accessibili al sistema di partenza stesso.

In specifico, partendo dalla regola aurea di Fermi

$$\frac{dN_{i \rightarrow f}}{dt} \propto |M_{i \rightarrow f}|^2 \rho_f \quad (1.6)$$

si considera che tutti gli elementi della matrice di transizione siano uguali e quindi la probabilità di decadere attraverso un particolare canale sia legato unicamente allo spazio delle fasi.

Se per semplicità consideriamo la semplice reazione $i \rightarrow f + b$ nella quale i rappresenta la particella iniziale, f la particella finale e b una particella leggera dotata di un momento di spin intrinseco s ed emessa con energia cinetica compresa tra ϵ ed $\epsilon + d\epsilon$, possiamo esprimere la probabilità di transizione come

$$P_b(\epsilon)d\epsilon = C_0 \rho_f(E_f^*) dE_f^* (2s + 1) \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \quad (1.7)$$

dove C_0 rappresenta una costante di normalizzazione, il termine $\rho_f(E_f^*)dE_f^*$ è il numero di stati disponibili per il nucleo eccitato f , ed il restante termine è il numero di stati per una particella emessa con impulso compreso tra p e $p+dp$ (V rappresenta il volume di una immaginaria scatola nella quale avviene il decadimento stesso).

La densità degli stati in energia $\rho(E)$ in una espressione approssimata nella quale i nucleoni sono descritti come particelle indipendenti con livelli energetici di singola particella ϵ_k può essere espressa come

$$\rho(E, A) \simeq \frac{1}{\sqrt{48E^*}} e^{2\sqrt{aE^*}} \quad (1.8)$$

dove E^* rappresenta l'energia di eccitazione ed a è chiamato parametro di densità di livello e collega l'energia di eccitazione alla temperatura secondo la relazione

$$E^* \simeq aT^2 \quad (1.9)$$

Appare evidente quindi l'importanza della stima di a , ma ulteriori considerazioni esulano dagli scopi di questa tesi.

1.4.2 Risonanze giganti.

Ben prima delle prime evidenze sperimentali, si suggerì l'idea che dei moti collettivi potessero essere costruiti anche nel caso dei nuclei caldi. A partire

dagli anni '80, si sono avute le prime evidenze sperimentali che hanno portato ad una sistematica rivelazione di risonanze giganti (GDR) fino a temperature dell'ordine di $4 - 5 \text{ MeV}$.

Una risonanza gigante è caratterizzata da un centroide in energia e da una larghezza Γ_{GDR} . Si è visto sperimentalmente che al variare della temperatura il valore del centroide della GDR rimane circa costante (entro 1 MeV), mentre la larghezza Γ_{GDR} varia sensibilmente in quanto ad una maggiore temperatura corrisponde una maggiore energia termica.

1.4.3 Fissione.

Il processo che porta alla fissione del nucleo può essere schematizzato semplicemente facendo uso del modello nucleare chiamato a 'goccia'. In questo modello il nucleo è schematizzato come un goccia di liquido. Quando avviene un urto tra due nuclei le due gocce si uniscono e, a causa del moto relativo iniziale, si mettono in vibrazione. Se le vibrazioni sono sufficientemente ampie, questa unica goccia si può rompere nuovamente, a causa di effetti di superficie, in due gocce più piccole.

Dal punto di vista quantitativo, possiamo dire che il sistema che si crea dalla fusione del proiettile e del bersaglio oscilla a causa del moto relativo iniziale dei nucleoni che lo compongono e deformandosi acquista una energia potenziale (essenzialmente dovuta ad un potenziale elettrostatico tra i protoni che formano il nucleo). Maggiore è questa energia potenziale, maggiore sarà la probabilità di fissione.

1.4.4 Dissipazione mediante moti collettivi.

Dal punto di vista concettuale, sia le GDR che la fissione possono essere considerati dei modi di dissipazione mediante moti collettivi, ma le loro caratteristiche peculiari li rendono distinti soprattutto per quanto riguarda i metodi per l'analisi quantitativa.

In genere i moti collettivi vengono affrontati definendo un potenziale nucleare, con tutte le problematiche che ne derivano, all'interno del quale si studia

il moto dei singoli nucleoni frenati dall'attrito nucleare. Le difficoltà appaiono evidenti perchè oltre a dover definire e risolvere l'equazione in cui compare il potenziale nucleare, bisogna anche tenere conto che l'attrito nucleare dipende dalla temperatura.

1.4.5 Produzione di 3 o più frammenti.

In questo caso, si considera il decadimento di nuclei caldi con energie di eccitazione ϵ^* superiori a $1 \text{ MeV}/u$ fino a valori vicini all'energia di legame dei singoli nucleoni.

La transizione da processi di decadimento a bassa energia a processi di decadimento ad alta energia è associata proprio al passaggio dalla fissione, che implica la produzione di due soli frammenti molto massivi, alla produzione di almeno 3 frammenti massivi.

La transizione tra un decadimento a due corpi ed uno a tre corpi è stata studiata in dettaglio (e a questo proposito si possono ricordare [2], [3], [4], [5], [6], [7]) ed in particolare per sistemi con massa intorno a 200 ([1]). Facendo il rapporto tra il numero di eventi nei quali sono stati contati due e solo due frammenti massivi ed il numero di eventi nei quali sono stati contati almeno tre frammenti massivi (fig 1.3), si ottiene in funzione dell'energia di eccitazione l'andamento illustrato in figura, che dimostra come il parametro fondamentale che discrimina la probabilità di un processo rispetto all'altro sia proprio l'energia di eccitazione del sistema stesso.

Un'altra considerazione importante riguarda l'andamento del numero di frammenti prodotti in funzione della energia di eccitazione.

Per confrontare tra di loro sistemi di partenza differenti, si utilizza la molteplicità di frammenti ridotta, cioè scalata sulla massa totale del sistema considerato, eliminando così effetti dovuti alla diversa dimensione dei vari sistemi. Come si vede dalla figura (fig 1.4), la molteplicità di frammenti ridotta aumenta con l'aumentare della energia di eccitazione per poi saturare per $\epsilon^* \simeq B$ (con B che rappresenta l'energia di legame per nucleone). In questi eventi vengono prodotti moltissime particelle leggere e ad energie

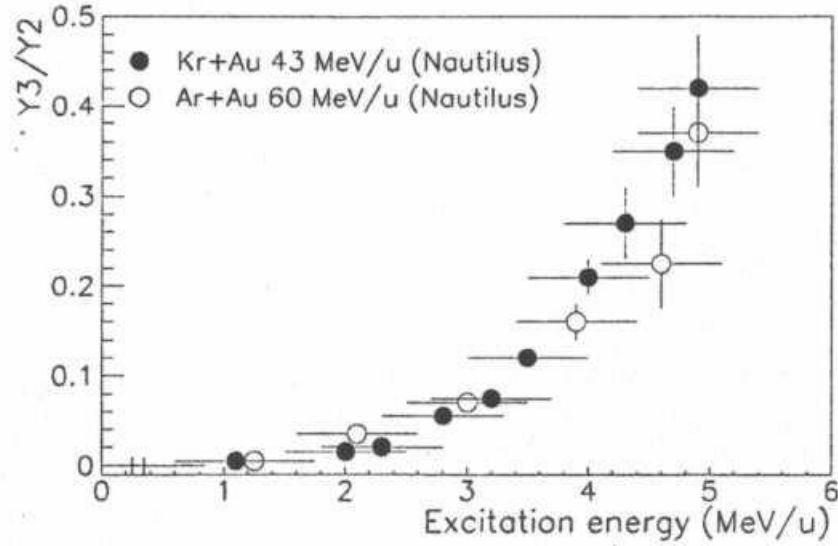


Figure 1.3: *Evoluzione della competizione tra fissione Y_2 ed il decadimento a tre corpi Y_3 in funzione della energia di eccitazione ϵ^* . Il numero atomico di ogni frammento rilevato è ≥ 8 ([1]).*

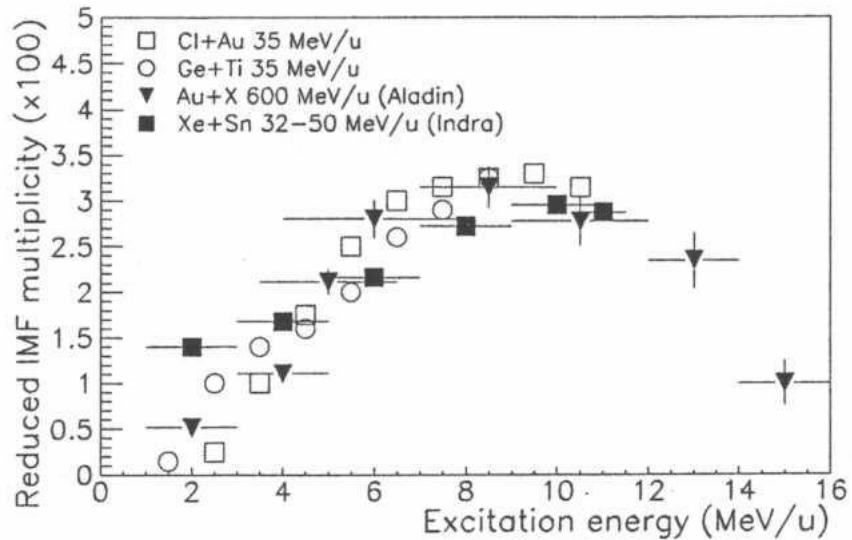


Figure 1.4: *Andamento della molteplicità ridotta di frammenti di massa intermedia come funzione della energia di eccitazione per nucleone ϵ^* per vari sistemi ([1]).*

ancora maggiori il fenomeno della vaporizzazione con creazione di particelle con $Z=1\div 2$ diventa determinante.

1.4.6 Vaporizzazione totale.

Si tratta di un processo piuttosto raro perchè corrisponde a urti molto centrali e molto energetici. Come ricordato prima, si tratta della disgregazione del nucleo creato dall'urto tra il proiettile ed il bersaglio in particelle leggere, cioè con $Z \leq 2$.

Proprio in considerazione delle alte energie in gioco in un urto così centrale, il meccanismo di collisione e passaggio di energia è di tipo essenzialmente binario (urto nucleone-nucleone). La composizione degli eventi di questo tipo a più bassa energia è dominata essenzialmente dalle particelle α , ma al crescere dell'energia di eccitazione (fig 1.5), protoni e neutroni diventano sensibilmente più numerosi mentre le particelle α calano di conseguenza. Le altre particelle (deuterio, trizio, 3He , 6He) non sembrano mostrare una variazione così significativa al variare della energia di eccitazione.

Utilizzando un modello quantistico di tipo statistico (QSM) per prevedere la composizione delle particelle create, è possibile raggiungere un buon accordo tra le previsioni teoriche ed i risultati sperimentali.

1.5 Frammentazione o multiframmentazione?

Come accennato nel paragrafo 1.4.5, il fenomeno della produzione di 3 o più frammenti massivi è uno dei possibili canali di decadimento per nuclei eccitati in un urto centrale ad energie di Fermi. Bisogna, però, distinguere tra il processo di frammentazione, inteso come produzione di 3 o più frammenti in maniera sequenziale, ed il processo di multiframmentazione nel quale si ha una partizione istantanea del nucleo di partenza in 3 o più frammenti. Il lavoro riportato in questa tesi si inserisce in un contesto più ampio che si prefigge di indagare sistematicamente il processo di multiframmentazione ([8]).

Il modello di frammentazione sequenziale può essere descritto come una sequenza di fissioni successive. A partire dal nucleo iniziale, si segue la storia

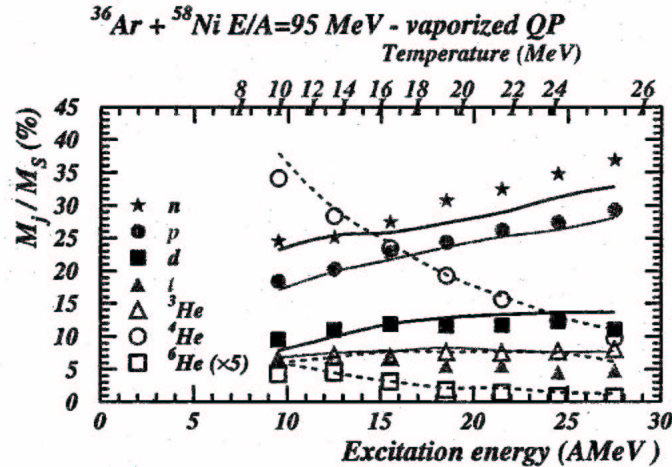


Figure 1.5: Percentuale di alcune particelle leggere prodotte nella vaporizzazione del quasi proiettile prodotto nelle collisioni centrali di $\text{Ar}+\text{Ni}$ a 95 MeV/u. Le linee sono il risultato di un modello quantistico statistico (QSM) ([1]).

di tutti i frammenti prodotti per fissione ai quali viene attribuita una energia di eccitazione e quindi una probabilità di generare una ulteriore fissione. È necessario anche considerare che i frammenti possono diseccitarsi anche per emissione di particelle leggere o raggi γ .

I singoli processi di fissione sono immaginati essere ben separati sia nel tempo che nello spazio, permettendo così al sistema stesso di raggiungere l'equilibrio tra una fissione od emissione e la successiva. La materia è considerata alla densità normale, per cui tutti i processi coinvolti (emissione di particelle o evaporazione) sono fenomeni di superficie e non di volume.

Dal punto di vista del calcolo, questi fenomeni si affrontano in maniera del tutto analoga al caso della fissione singola, con opportuni aggiustamenti per iterare il processo. Un esempio di programma basato su questo modello è GEMINI ([9]).

Il processo di fissione evolve, al crescere dell'energia, con un progressivo accorciarsi dei tempi di emissione fra due frammenti, finché il processo di produzione di 3 o più frammenti può essere considerato istantaneo e quindi provocato da un effetto di volume e non di più di superficie. In questo caso, è possibile affrontare il problema sia con un approccio statistico che con un

approccio dinamico.

Dal punto di vista statistico, si considera una configurazione formata da pre-frammenti avvolti in un mare di particelle leggere confinati in un volume V_{f0} detto di *freeze-out*. In questo volume di *freeze-out* i pre-frammenti non scambiano tra loro materia o energia ed al momento del decadimento si muovono simultaneamente solo per effetto della repulsione coulombiana.

Si tratta quindi, di attribuire un peso statistico ad ogni possibile partizione del sistema che, dopo una prima fase dell'urto nella quale dominano gli effetti dinamici fortemente dissipativi, viene caratterizzato da valori precisi di massa atomica, numero di protoni, impulso lineare, momento angolare ed energia di eccitazione. Per fare ciò, bisogna fare tre ipotesi:

- nella formula aurea di Fermi (eq. 1.6) che viene utilizzata per stimare la probabilità di decadimento, l'elemento determinante è solo lo spazio delle fasi;
- il sistema di partenza è omogeneo;
- il sistema di partenza è indipendente, una volta fissate tutte le grandezze che lo caratterizzano ($L, E^*, Z, A...$), dai due nuclei bersaglio e proiettile che lo hanno creato.

Questo tipo di modello statistico che considera la produzione di tre o più frammenti come un processo istantaneo viene chiamato *modello di multiframmentazione statistico*.

Vi sono diversi programmi basati su questo modello, che si differenziano fra di loro per le diverse tecniche di calcolo. In questa tesi verranno analizzati i risultati ottenuti con le previsioni del programma SMM ([10]).

Oltre che da un punto di vista statistico, la multiframmentazione può essere descritta anche attraverso un approccio dinamico che implica prima lo studio delle traiettorie dei singoli nucleoni, poi l'utilizzo di opportuni programmi necessari per riconoscere i frammenti all'interno del volume di *freeze-out*.

Un modello molto utilizzato nello studio delle traiettorie delle particelle è sicuramente la teoria molecolare dinamica (MD) ([11]) che determina il moto dei singoli nucleoni a partire dalle loro mutue interazioni. Rispetto ad un

approccio basato sul campo medio (e quindi interazioni ad 1 corpo), si tratta di una notevole generalizzazione, ma l'applicazione a particelle quantistiche come i nucleoni porta ad affrontare problemi non facili da risolvere come il principio di Pauli.

Concettualmente, alla visione di una unica funzione d'onda che fornisce la probabilità di trovare ogni singola particella del sistema in una determinata posizione, si sostituisce l'idea classica di risolvere le equazioni del moto Hamiltoniane

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{\partial H_c}{\partial p_i} \quad (1.10)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H_c}{\partial r_i} \quad (1.11)$$

per conoscere la traiettoria di ogni particella.

Queste equazioni, però, sono valide solamente per un sistema classico e quindi per poterle applicare ad un sistema quantistico strettamente correlato come il nucleo è necessario tenere presente considerazioni ed approssimazioni sempre più complesse mano a mano che aumenta il grado di precisione richiesto al modello.

Il primo passo è quello di tentare un approccio semi-classico e cercare di trovare un potenziale di interazione il più possibile vicino a quello reale, tenendo anche conto di effetti quantistici come il principio di Pauli. Tipicamente l'espressione della Hamiltoniana diventa

$$H_c = \sum_{i=1}^n \frac{p_i^2}{2m} + \sum_{i<j} [V_N(r_i - r_j) + V_p(r_i - r_j, p_i - p_j)] + Coulomb \quad (1.12)$$

dove V_N rappresenta il potenziale nucleare a due corpi e V_p è il potenziale di Pauli approssimato come un potenziale repulsivo nello spazio delle fasi. Una impostazione di questo tipo ha dei limiti evidenti, in quanto non considera pienamente il principio di Pauli e schematizza i nuclei come "cristalli" in quanto non c'è indeterminazione concettuale nella posizione e velocità dei nucleoni stessi.

Un modo per cercare di superare questa impostazione è la Quantum Molecular Dynamics (QMD) nella quale alle particelle puntiformi della visione precedente si sostituisce una funzione d'onda gaussiana, includendo così anche alcune nozioni di urto quantistico. Un approccio di questo tipo complica

notevolmente il modello ma su questa base sono stati sviluppati diversi programmi per simulazioni che hanno dato buoni risultati.

Una volta risolto il problema di studiare la posizione ed impulso lineare di ogni nucleone, con opportuni programmi, detti di clusterizzazione, si devono raggruppare i nucleoni per formare una partizione del volume di *freeze-out* in maniera simile al modello statistico di multiframmentazione visto prima ([12]). In questo caso, però, sono gli effetti dinamici ad essere preponderanti e a stabilire quindi il canale di uscita del decadimento, mentre nell'altro caso il fenomeno veniva trattato statisticamente.

Chapter 2

L'apparato sperimentale G.AR.F.I.E.L.D.

2.1 Introduzione

L'apparato di misura G.AR.F.I.E.L.D (General ARray for Fragment Identification and for Emitted Light particles in Dissipative collision) nasce dalla esigenza di avere a disposizione uno strumento versatile per lo studio dei meccanismi di reazione nucleare alle energie disponibili all'acceleratore lineare ALPI (5-20 AMeV) presso i Laboratori Nazionali di Legnaro ([13], [14]). Si tratta di un apparato che funziona all'interno di una camera di *scattering* (fig 2.1) ed in particolare, esso risponde alla duplice esigenza da un lato di avere a disposizione una buona copertura angolare, per poter così ricostruire al meglio l'evento studiato, dall'altro di poter identificare in carica ed energia il maggior numero di prodotti possibile. Se il primo aspetto appare di importanza intuitiva, meno banale è la comprensione del secondo. Bisogna, infatti, tenere presente che in una tipica reazione tra ioni pesanti a queste energie si ha in genere la produzione di molte particelle, con caratteristiche molto differenti tra di loro, cosa che ne rende problematica una completa rivelazione.

Frammenti pesanti di tipo proiettile (QP), che hanno in media energie simili a quelle del fascio (circa 200 MeV per uno ione di massa intermedia), necessitano di accorgimenti tecnici diversi dai frammenti pesanti di tipo bersaglio (QB) che hanno energie praticamente nulle. Senza considerare, poi,



Figure 2.1: *Il rivelatore GARFIELD all'interno della camera a vuoto Huygens-Watt. Non sono presenti i PPAC ed il rivelatore anulare.*

il contributo importante dato dalle particelle leggere (protoni ed α) emesse durante la reazione stessa e la possibilità di studiare fenomeni come la multiframmentazione che porta il sistema proiettile+bersaglio ad una partizione in più frammenti di carica intermedia tra i due nuclei iniziali e le particelle leggere. Tutto questo evidenzia la varietà in energia e carica delle particelle da rivelare e quindi la difficoltà di progettare un rivelatore adeguato.

La soluzione adottata da GARFIELD prevede l'utilizzo della tecnica $\Delta E - E$, nella quale una camera a deriva a due stadi con microstrip fornisce la lettura del ΔE , mentre cristalli di ioduro di cesio attivati con tallio $CsI(Tl)$ fungono da rivelatori di energia residua. La copertura angolare è garantita dal fatto che l'apparato è costituito essenzialmente da due camere indipendenti, una posizionata all'indietro chiamata C1 ed una in avanti (C2), che hanno la funzione di rivelare rispettivamente i prodotti di reazione che hanno direzione del moto compreso tra $95^\circ < \theta < 150^\circ$ e $30^\circ < \theta < 85^\circ$, dove $\theta = 0$ corrisponde a verso e direzione uguali a quelli del fascio. Per quanto riguarda la copertura nell'angolo aximutale ϕ , la camera C1 copre la zona $0^\circ < \phi < 360^\circ$,

mentre la camera C2 la parte $0^\circ < \phi < 70^\circ$ e $110^\circ < \theta < 360^\circ$. Una sezione trasversale di GARFIELD è visibile nella fig.2.2 nella quale si può notare che il bersaglio è posto tra le due camere C1 e C2 ed è comandato dall'esterno.

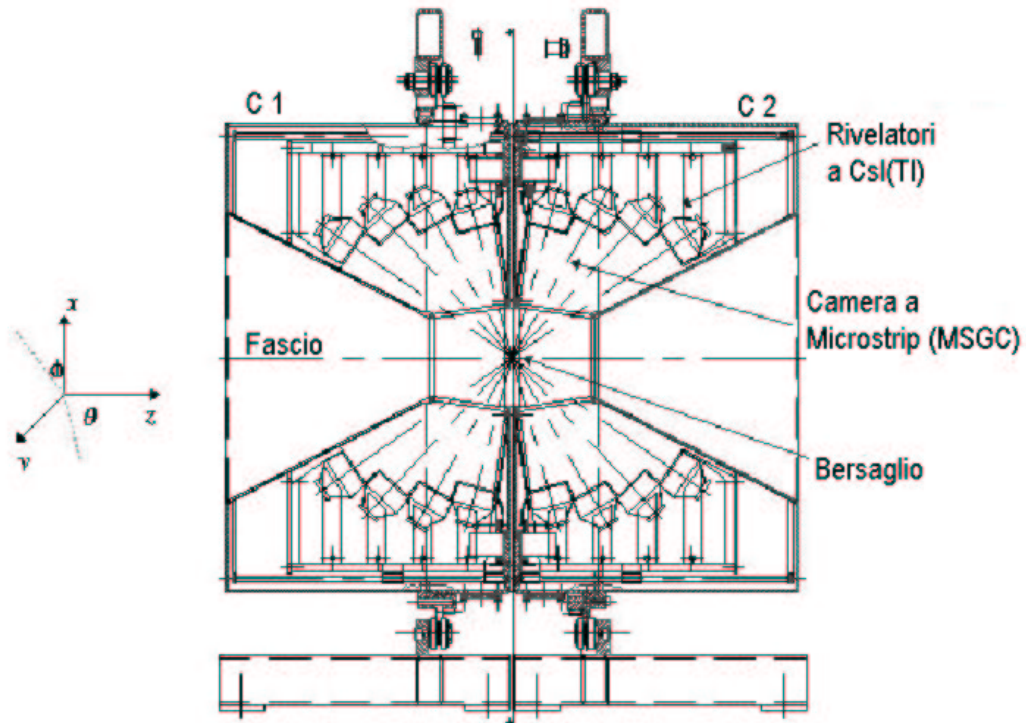


Figure 2.2: *Sezione trasversale delle camere C1 e C2 di GARFIELD.*

L'apertura angolare in ϕ nella camera in avanti è studiata appositamente per permettere l'installazione di altri rivelatori, in particolare i Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC), che possono integrare quindi GARFIELD.

Un parametro importante da tenere presente nella ideazione di un apparato è la possibilità che due particelle colpiscano lo stesso rivelatore diventando così indistinguibili (double hit). Per tenere sotto controllo questo problema (con una probabilità inferiore all' 1%), in genere, si fissa la granularità richiesta dall'apparato in circa 10 volte la molteplicità massima prevista. Ad esempio, nel nostro caso, la molteplicità massima prevista è di circa 15 particelle leggere cariche e 4-5 particelle pesanti ($A > 4$), e quindi viene richiesto l'utilizzo di un numero di rivelatori indipendenti di circa 200.

Questa granularità è raggiunta in questo modo: ciascuna camera è divisa in

settori, rispettivamente 24 e 21, che a loro volta contengono 4 $CsI(Tl)$ ed un rivelatore a microstrip, disposto perpendicolarmente all'asse del cilindro, suddiviso per ogni settore in due sezioni, in modo da poter realizzare un rivelatore $\Delta E - E$ anche nel caso in cui il prodotto di reazione non sia sufficientemente energetico per raggiungere lo scintillatore. Proprio per questo motivo, si parla di camera a deriva a microstrip a due stadi. Uno spaccato di GARFIELD è visibile nella fig. (2.3).

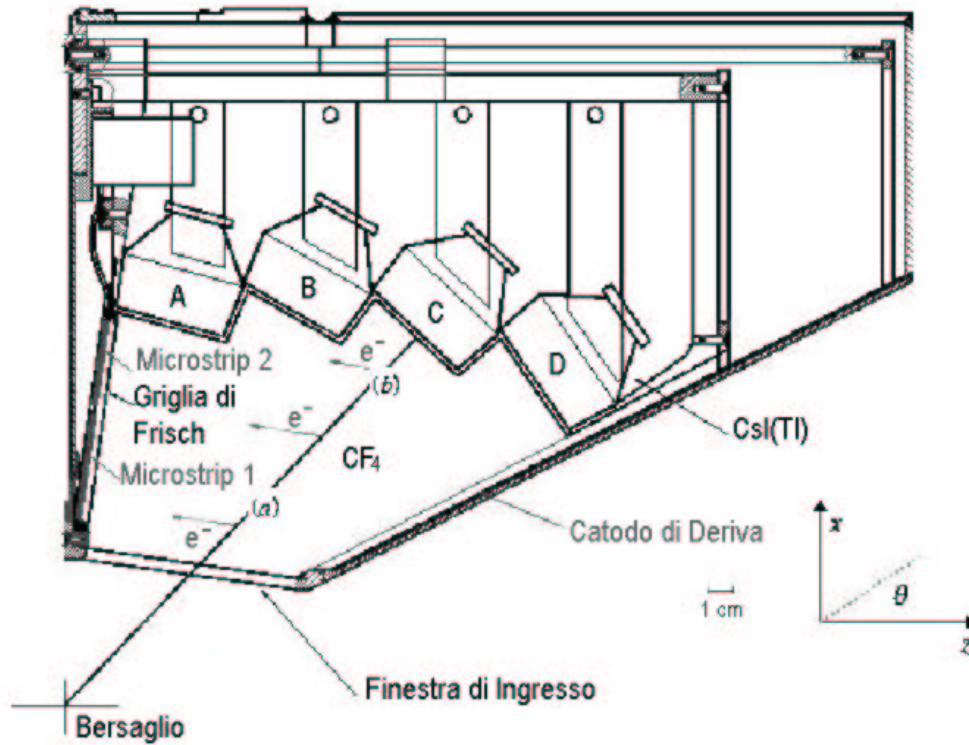


Figure 2.3: Sezione di un settore di una camera di GARFIELD. Si nota come le microstrip siano divise in due stadi.

Di seguito si analizzeranno separatamente prima le parti fondamentali che costituiscono l'apparato, i cristalli di $CsI(Tl)$, la camera a deriva con microstrip ed il partitore, per poi accennare brevemente ai dispositivi che possono completare GARFIELD stesso a seconda delle esigenze della misura, che sono i PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter), dietro ai quali sono montati dei rivelatori a semiconduttore $Si(Li)$ per stimare l'energia, ed il rivelatore anulare. Questi rivelatori, in particolare, sono necessari per completare la

copertura angolare di GARFIELD che è limitata ad angoli maggiori di 30° , integrando così l'informazione sperimentale raccolta. Infine, verrà data una breve spiegazione dell'elettronica e del sistema di acquisizione utilizzato per GARFIELD.

2.2 Cristalli di ioduro di cesio ($CsI(Tl)$)

I cristalli a $CsI(Tl)$ sono i candidati con le migliori caratteristiche per l'utilizzo nell'ultimo stadio del telescopio $\Delta E - E$ in quanto garantiscono, rispetto ad altri scintillatori, una buona risoluzione in energia, un invecchiamento lento (sono cioè trascurabili i danneggiamenti da radiazione), una scarsa igroscopicità e si prestano facilmente ad essere realizzati in forme e dimensioni tali da adattarsi al meglio alle esigenze dell'apparato (fig 2.4). Rispetto ad un rivelatore al silicio, hanno una risoluzione inferiore, ma anche un costo inferiore per cui, tenendo conto di entrambi i fattori, la scelta finale è stata quella di privilegiare questa soluzione ([15]).

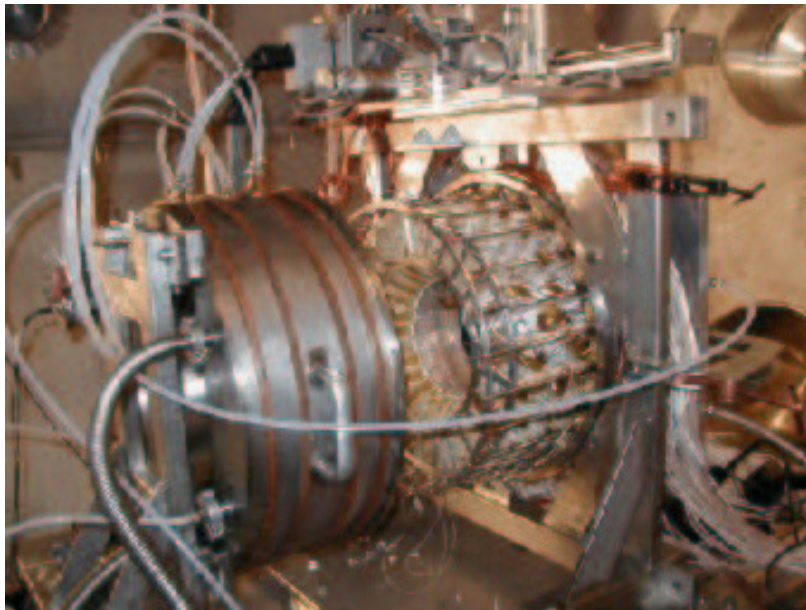


Figure 2.4: Camera C1 aperta. È visibile il partitore dove sono posizionati i cristalli di $CsI(Tl)$.

Il processo di eccitazione-luminescenza in questo tipo di scintillatori avviene tramite una transizione elettronica ([16]). Facendo riferimento al

modello a bande dei materiali a stato solido (fig 2.5), nel cristallo noi possiamo individuare una banda di valenza che contiene gli elettroni delle *shell* più esterne nello stato fondamentale, ed una banda di conduzione nella quale vi sono gli elettroni liberi capaci di muoversi nel caso vi sia un campo elettrico sufficientemente elevato. Quando una particella interagisce con il cristallo, l'atomo del cristallo può essere ionizzato oppure eccitato. Nel primo caso, l'elettrone passa nella banda di conduzione e quindi si ha un elettrone ed una lacuna liberi di muoversi all'interno del cristallo, nel secondo caso l'elettrone ha una energia appena al di sotto della banda di conduzione e crea così insieme alla lacuna associata, un eccitone. In entrambi i casi il fotone viene emesso durante il processo di ricombinazione elettrone-lacuna. La presenza, inoltre, di un attivatore come il tallio, serve ad aumentare l'efficienza del rivelatore in quanto diminuisce la probabilità di avere una ricombinazione elettrone-lacuna tramite un processo di dissipazione di calore nel cristallo, con conseguente mancanza di produzione di fotoni.

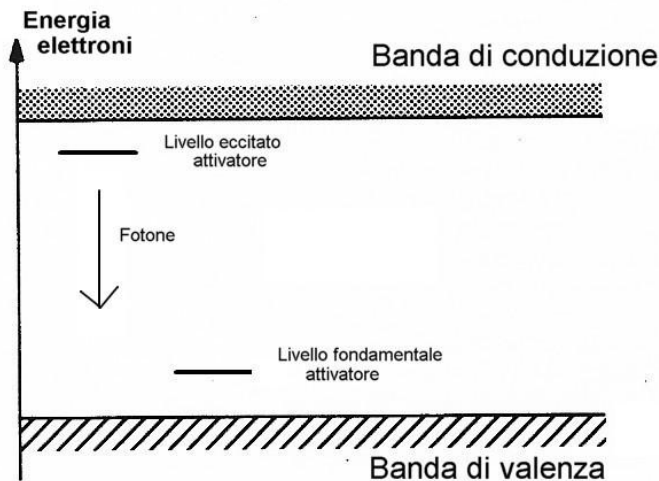


Figure 2.5: *Struttura a bande del cristallo di Cs(I) che evidenzia il ruolo fondamentale dell'attivatore nel processo di produzione dei fotoni.*

Infatti i due livelli energetici dell'attivatore, quello fondamentale e quello eccitato, sono posti all'interno dell'intervallo energetico proibito tra le bande di valenza e conduzione del cristallo stesso e negli scintillatori non intrinseci come questi, è proprio la transizione tra questi due stati a creare il fotone che poi viene raccolto opportunamente. A prescindere dal meccanismo par-

ticolare che ha portato a questa situazione (cattura di un elettrone libero da parte dello stato eccitato dell'attivatore, cattura di un elettrone dello stato fondamentale del tallio da parte della banda di valenza...), il fotone viene emesso quando un elettrone passa dallo stato eccitato a quello fondamentale dell'attivatore. Si può vedere che la luminescenza dello scintillatore cresce all'aumentare della concentrazione del drogaggio fino a raggiungere un massimo per poi diminuire a causa del fatto che un drogaggio eccessivo aumenta proprio la probabilità di un processo non radiativo.

Nell'apparato GARFIELD ci sono quattro $CsI(Tl)$ per ogni settore, per un totale di 96 cristalli nella camera C1 e 84 nella camera C2, ed i quattro cristalli di un singolo settore hanno forma diversa (fig. 2.6) a seconda dell'angolo θ a cui sono posti, massimizzando così l'efficienza geometrica dell'apparato. Vengono inoltre posti in modo tale che la faccia sensibile sia perpendicolare alla direzione della particella incidente all'angolo corrispondente al centro dello scintillatore (le traiettorie ideali sono supposte essere radiali con centro nel bersaglio).

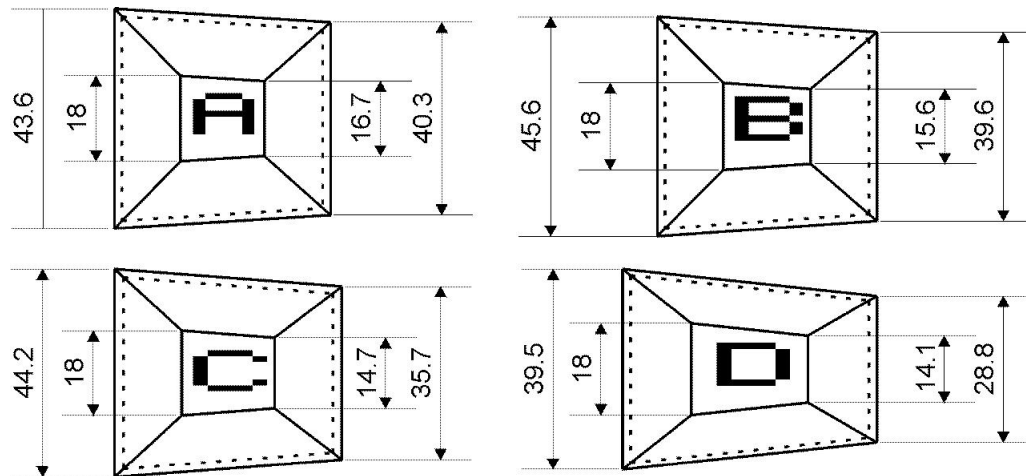


Figure 2.6: *Dimensioni delle quattro diverse forme dei $CsI(Tl)$ di GARFIELD. La forma A corrisponde ai cristalli più vicini al piano delle microstrip, mentre la forma D a quelli più lontani.*

Per quanto riguarda la raccolta della luce dai cristalli, sono stati svolti numerosi test in laboratorio che hanno portato alla definizione di una particolare procedura per lucidare e fasciare i cesi stessi che poi sono accoppiati ad un fotodiodo della serie S3204-05 della ditta Hamamatsu ([17], [18]) che

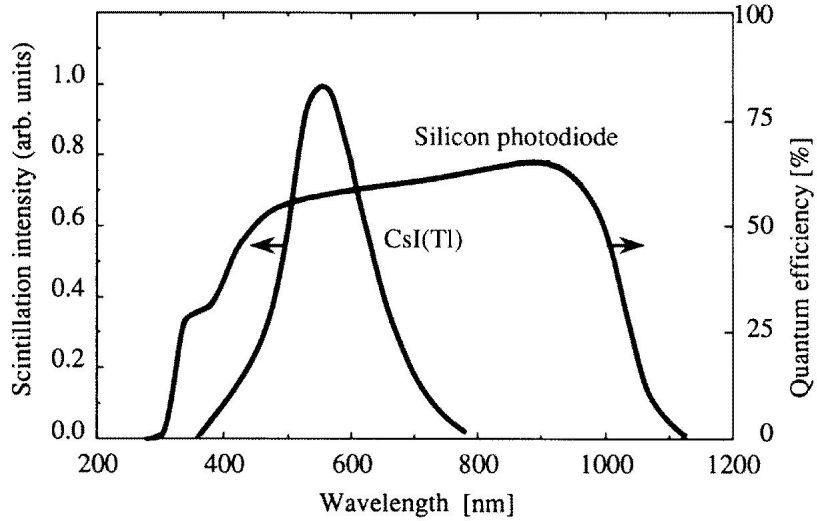


Figure 2.7: Confronto tra lo spettro di emissione di un $CsI(Tl)$ e l'efficienza quantica, definita come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti dal fotodiodo e il numero di fotoni incidenti sullo stesso, di un fotodiodo al silicio.

garantisce rispetto ad un fotomoltiplicatore minori problemi di dissipazione del calore in vuoto (fig. 2.7), dimensioni più ridotte e maggiore stabilità, anche se la risposta sulla temporizzazione ed ampiezza dei segnali risulta peggiore. Nonostante questo, la scelta del fotodiodo appare comunque essere un compromesso ragionevole tenuto conto soprattutto dei problemi di spazio e dissipazione del calore prodotto che l'uso di un fotomoltiplicatore avrebbe comportato.

La risoluzione di questi scintillatori viene stimata in laboratorio prima che siano installati nell'apparato GARFIELD, facendo uso di sorgenti radioattive che emettono ad energie note. In particolare viene usata una sorgente di particelle α a 5.48 MeV costituita da ^{241}Am ed una sorgente tripla costituita da ^{239}Pu , ^{241}Am e ^{244}Cm che emettono α di energia rispettivamente di 5.15 MeV , 5.48 MeV e 5.79 MeV .

Dopo aver esposto il cristallo alle sorgenti sopra menzionate, si analizza lo spettro raccolto in uscita che è più o meno disperso intorno ad un valore medio. Per la sorgente con picco singolo, il rapporto tra l'altezza a metà altezza ed il valore in ordinata del picco massimo dello spettro stesso dà una

stima sperimentale del valore di risoluzione del singolo cristallo. I risultati ottenuti sono di circa il 5%. Gli spettri con la sorgente a tre picchi, invece, permettono di stimare rapidamente la risoluzione, in quanto la distanza fra i 3 picchi è dell'ordine di grandezza del 5 – 6%. In questo caso il valore di risoluzione fornito è peggiore a causa di effetti di sovrapposizione tra le distribuzioni.

2.3 Microstrip Gas Chamber (MSGC)

Le camere a microstrip sono state ideate in seguito alle richieste della fisica delle alte energie di ottenere rivelatori con risposta veloce, con una buona risoluzione spaziale e capacità di sopportare alti flussi di radiazione. La loro applicazione nel campo della fisica nucleare rappresenta un elemento di originalità di questo apparato rispetto all'utilizzo delle alte energie che gli consente di rispondere al meglio alle esigenze esposte precedentemente ([19], [20]).

L'idea è semplice: la particella prodotta nella interazione proiettile-bersaglio attraversa una finestra in mylar (dello spessore di $6\ \mu\text{m}$, ma in futuro si pensa di portarla ad uno spessore di $1.5\ \mu\text{m}$) e ionizza il gas CF_4 contenuto nella camera a deriva. Gli elettroni, più mobili degli ioni positivi, derivano perpendicolarmente rispetto al piano delle microstrip verso gli anodi con velocità costante per effetto di un campo elettrico uniforme prodotto da una serie di elettrodi, posti a potenziale opportuno, che costituiscono un partitore resistivo per la camera a deriva. Una volta arrivati in prossimità delle microstrip, considerato l'andamento del campo elettrico nelle immediate vicinanze degli elettrodi a microstrip come $1/r$, si produce una moltiplicazione a valanga degli elettroni che vengono raccolti nelle strisce anodiche, generando così un segnale in uscita proporzionale al numero di elettroni prodotti e dunque all'energia persa dalla particella (fig 2.8).

Grazie all'utilizzo di queste camere a microstrip, risulta possibile avere un unico volume di gas per ogni camera C1 e C2, semplificando così la sua distribuzione all'interno e limitando anche gli spazi morti ma soprattutto, per il loro buon rapporto segnale-rumore, è possibile risparmiare nella struttura

a telescopio $\Delta E - E$ uno stadio intermedio, come un silicio di trasmissione, generalmente usato per poter rivelare anche le particelle leggere. I vantaggi in termini di costi e complessità dell'apparato appaiono quindi evidenti.

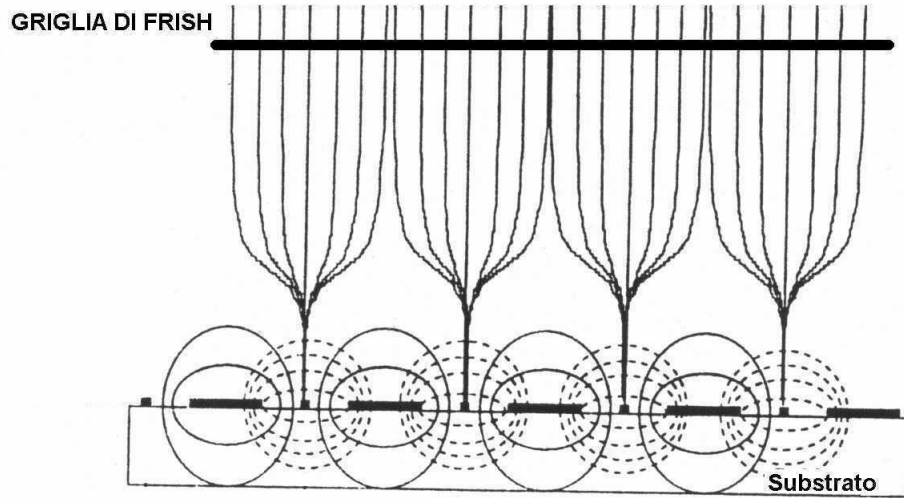


Figure 2.8: *Linee di deriva degli elettroni (linee continue) ioni positivi (linee tratteggiate).*

Le microstrip sono disposte (fig 2.9) sul piano formante la base dei cilindri che costituiscono le due camere C1 e C2, ciascuna di esse ha forma trapezoidale con dimensioni di circa 4 cm per la base maggiore, 1 cm per la base minore e 10 cm di altezza. Sono composte da una alternanza di strisce anodiche e catodiche depositate su uno stesso substrato isolante vetroso con tecniche fotolitografiche. Gli anodi sono larghi 10 μm , mentre i catodi hanno una larghezza che varia da 190 μm a 85 μm , in modo tale da conservare le dimensioni della zona isolante tra catodo ed anodo di 50 μm e mantenere così costante il campo elettrico di moltiplicazione in prossimità della microstrip. Importante è anche il ruolo della Griglia di Frisch, posta ad una distanza di 3.7 mm dal piano della microstrip, che serve da un lato a delimitare una zona vicina alle microstrip nel quale il campo elettrico è circa tre volte maggiore di quello presente nel resto della camera per favorire un effetto di moltiplicazione a valanga, dall'altro impedisce che si sviluppino eventu-

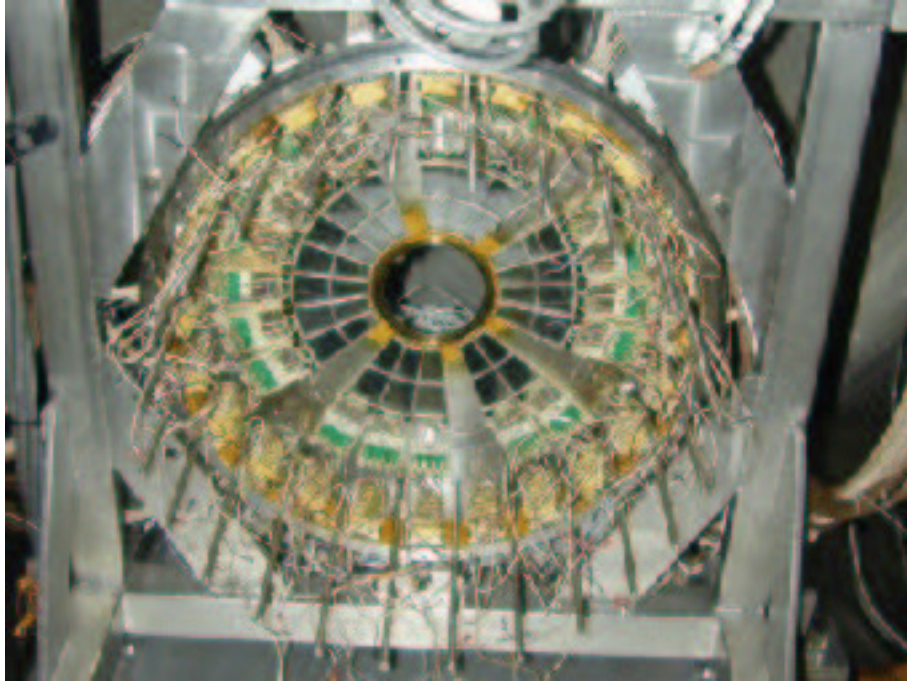


Figure 2.9: *Base del cilindro formante la camera C1. Le forme a trapezio delle microstrip permettono loro di coprire l'area circolare della base.*

ali segnali indotti da ioni positivi molto ionizzanti prima che inizi l'effettiva moltiplicazione a valanga. Si avrebbe, infatti, come conseguenza che il segnale raccolto mostrerebbe una dipendenza dalla posizione in cui è avvenuta la prima ionizzazione, diminuendo così la possibilità di avere una informazione corretta sull'energia della particella.

Viste le necessità dell'apparato, i segnali raccolti dagli anodi, posti a tensione positiva per comodità, sono raggruppati in modo da formare quattro zone indipendenti per ogni microstrip, consentendo così di avere un segnale proporzionale al numero di elettroni raccolti da uno qualunque degli anodi all'interno della stessa zona, mentre tutti i catodi sono collegati tra di loro e posti a massa (fig 2.10).

Data la loro particolare costruzione, con le microstrip si riesce a ridurre drasticamente la distanza tra catodo ed anodo rispetto ad una tradizionale camera a multifili, ma soprattutto il vero vantaggio nel caso di GARFIELD è che l'alternanza fra anodo e catodo permette di avere una pronta raccolta oltre che degli elettroni, anche degli ioni positivi prodotti tra il piano della

microstrip e la griglia, ottenendo così un segnale più intenso e una maggiore affidabilità dovuta al fatto che non si altera nel tempo il campo elettrico in prossimità della microstrip a causa di ioni liberi che potrebbero accumularsi.

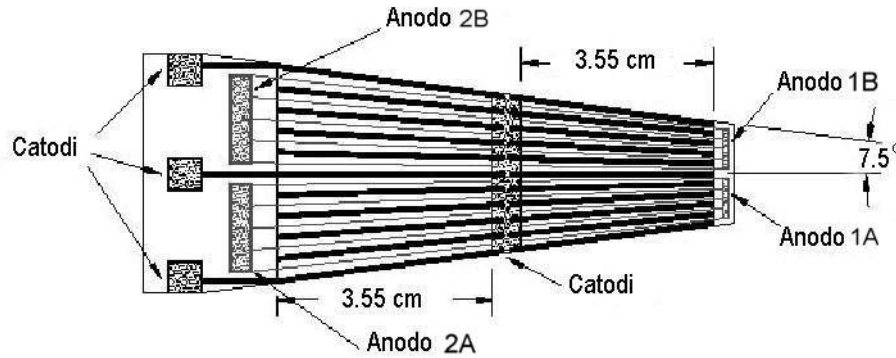


Figure 2.10: Piastrina di una microstrip di GARFIELD.

La scelta del gas con cui riempire la camera a deriva rappresenta un problema cruciale per il vasto intervallo energetico e di massa delle particelle da rivelare. Occorre che lo strumento abbia un funzionamento ottimale sia per le particelle di elevata energia, che implica la scelta di un gas con elevato potere frenante (*stopping power*) per rendere sensibile la perdita di energia all'interno della camera stessa, sia per particelle di bassa energia, che impone la scelta di lavorare a bassa pressione (minore di 100 *mbar*) per permettere a queste particelle di raggiungere i cristalli di $CsI(Tl)$. Di non secondaria importanza è poi la velocità di deriva degli elettroni all'interno della camera che deve essere il più possibile alta per evitare la sovrapposizione dei segnali raccolti da una stessa microstrip dovuti a particelle che successivamente entrano nella camera.

Sulla base di queste richieste, è stato individuato il tetrafluoruro di carbonio (CF_4), il quale, avendo un alto potere frenante, permette di tenere una pressione relativamente bassa ($50 \div 200 \text{ mbar}$) e conseguentemente anche un campo ridotto relativamente basso ($1 \text{ V/cm} \times \text{Torr}$), con ulteriori vantaggi da un lato per la finestra in mylar che viene sollecitata da una pressione minore e quindi può essere di spessore minore, dall'altro per il partitore che con un campo ridotto inferiore ha una minore probabilità di essere soggetto

a scariche e quindi di rovinarsi.

Per evitare un problema di invecchiamento del gas stesso, il CF_4 viene fatto fluire continuamente per non lasciare che gli ioni creati si accumulino alterando così il campo di deriva o fungendo da trappole per gli elettroni di ionizzazione (vedi appendice A).

Una ulteriore particolarità di queste microstrip è la possibilità di utilizzarle come un rivelatore a due stadi nel caso che la particella non raggiunga i cesi. Con riferimento alla fig.2.10, considerato il fatto che le traiettorie degli elettroni sono perpendicolari alle microstrip stesse, si può utilizzare la parte della microstrip denominata 1A (oppure 1B) come rivelatore dell'energia persa nella prima parte della camera (ΔE), mentre la parte denominata 2A (o 2B) può fungere da rivelatore di energia residua.

I segnali raccolti dalle due microstrip vengono trasformati in valori di energia grazie ad opportune calibrazioni in modo da poter avere sia l'informazione sull'energia persa nei 2 singoli settori, sia l'energia complessivamente persa all'interno della camera sommando i due contributi. Poichè le particelle sono emesse con un angolo ϕ definito compreso all'interno di un singolo spicchio di una microstrip, la sottodivisione della microstrip in A e B serve proprio a migliorare la risoluzione in ϕ che diventa così di 7.5° . Per quanto riguarda invece la risoluzione in θ , può raggiungere 0.38° se si utilizza l'informazione sul tempo di volo, mentre si assesta su valori molto più alti (circa 15°) nel caso che non si possa utilizzare questa informazione e si sfrutti solamente il fatto che la particella si è fermata su uno dei quattro cesi che costituiscono un settore di GARFIELD.

2.4 Il partitore

Il corretto funzionamento della camera a deriva a microstrip è strettamente connesso al fatto che all'interno di essa il campo elettrico sia il più possibile uniforme, per garantire una velocità di deriva costante e quindi una buona ricostruzione della traiettoria della particella tramite il tempo di deriva, e con linee di campo perpendicolari al piano delle microstrip per minimizzare la diffusione trasversa della nuvola elettronica.

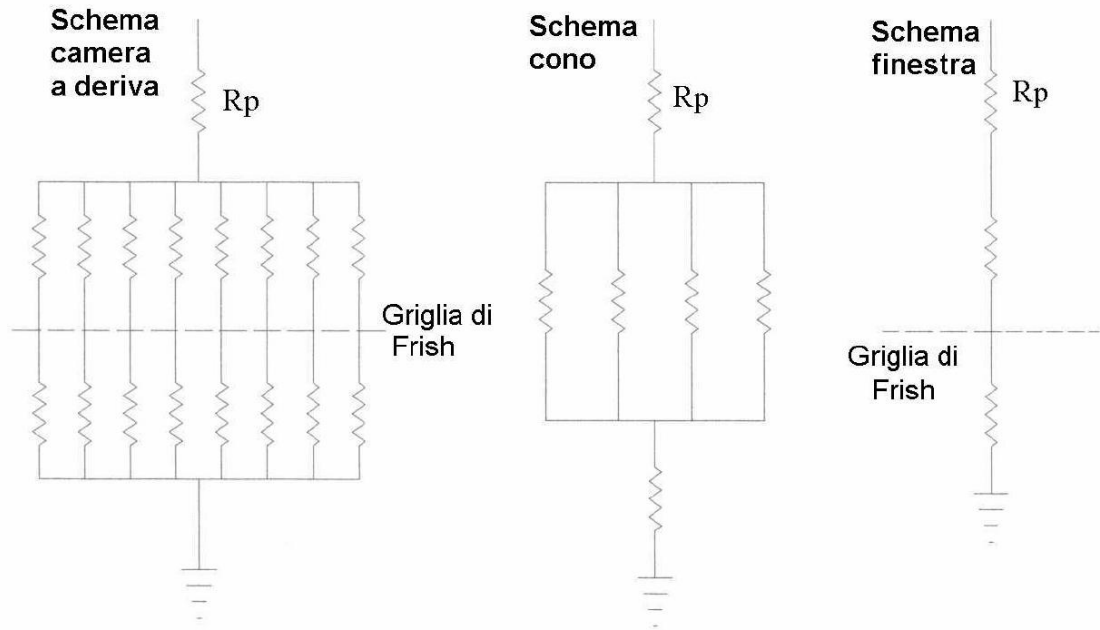


Figure 2.11: *Schema dei partitori resistivi della camera a microstrip che ricoprono la camera a deriva, il cono e la finestra di ingresso.*

Per ottenere ciò, è stato realizzato un partitore resistivo che tiene conto della forma irregolare della camera a deriva rivestendo opportunamente l'area attiva della camera a deriva di GARFIELD (fig 2.11). In particolare, davanti ad ogni rivelatore $CsI(Tl)$, sono state poste finestre di mylar di $1.5 \mu m$ sulle quali sono state depositate per evaporazione piste d'oro connesse tra di loro con resistenze a montaggio superficiale (SMD) e distanziate tra di loro in modo variabile a seconda del cristallo a cui corrispondono; inoltre anche la finestra di ingresso ed il cono (fig 2.12), che funge anche da catodo di deriva, sono ricoperti opportunamente da strisce conduttrici collegate da resistenze opportune.

Tutti i valori delle resistenze sono calibrati in modo tale che, sezionando trasversalmente GARFIELD, si abbia la stessa tensione in ogni punto della catena resistiva, cosa importante non solo per l'uniformità del campo, ma anche per evitare differenze di potenziale che possono portare a delle scariche che danneggiano il partitore stesso. Queste catene resistive permettono di ottenere all'interno della camera a deriva un campo uniforme, malgrado la complessità della geometria dell'apparato.

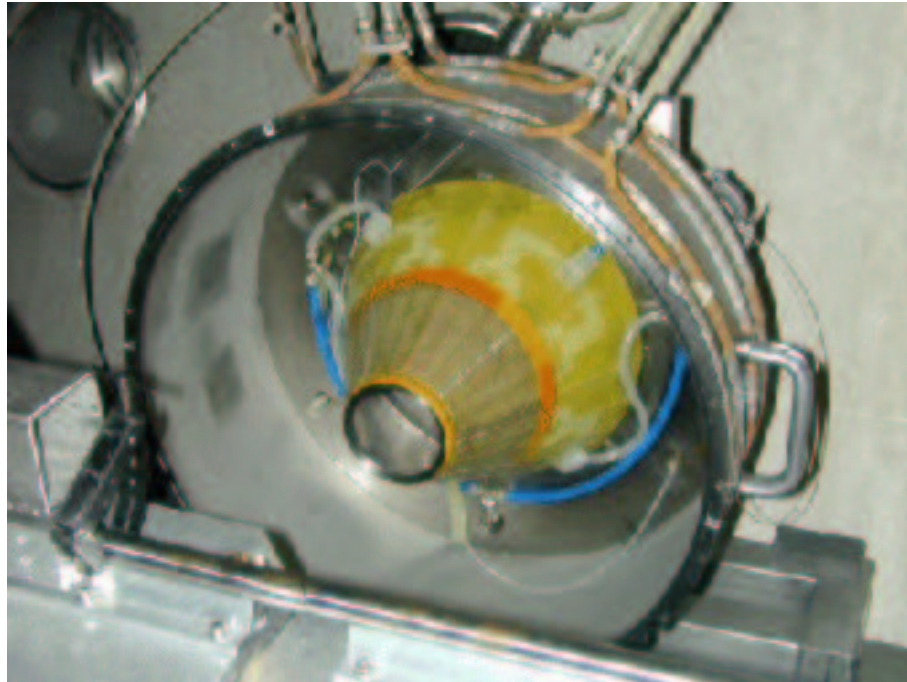


Figure 2.12: *Cono della camera C1 che ha la duplice funzione di formare il catodo di deriva della camera a microstrip e rendere il campo uniforme. Su di esso, inoltre, si notano i due tubi per il ricircolo del gas.*

2.5 Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC) e Si(Li)

Questo tipo di rivelatore a due stadi è accoppiato all'apparato GARFIELD quando si vuole avere una copertura angolare in una zona lasciata scoperta da GARFIELD stesso su di un piano prestabilito e/o quando si vogliono rivelare frammenti pesanti, identificabili con una tecnica energia-tempo di volo ([21]).

In particolare l'esigenza di usare i PPAC insieme ai rivelatori al Silicio-litio può nascere dalla difficoltà di identificare i frammenti poco energetici con Z elevato (come i Quasi-Bersaglio) con la tecnica $\Delta E - E$ utilizzata in GARFIELD, in quanto quasi sempre questo tipo di particelle non riesce ad attraversare il rivelatore ΔE e quindi a raggiungere lo stadio successivo con un'energia rivelabile. Diventa quindi più opportuno, l'utilizzo di una tecnica di identificazione che sfrutta i tempi di volo (ToF) che viene anche utilizzata per la rivelazione dei Quasi-Proiettile in quanto i PPAC sono rivelatori che

consentono di sostenere gli elevati rate di conteggio tipici dei piccoli angoli. In questo rivelatore, il primo stadio è costituito da una camera a multifili (PPAC) ed il secondo da un rivelatore al Si(Li) per determinare l'energia residua. Le particelle, quindi, dopo aver attraversato il PPAC, rilasciano la loro energia residua nei silici (fig 2.13).

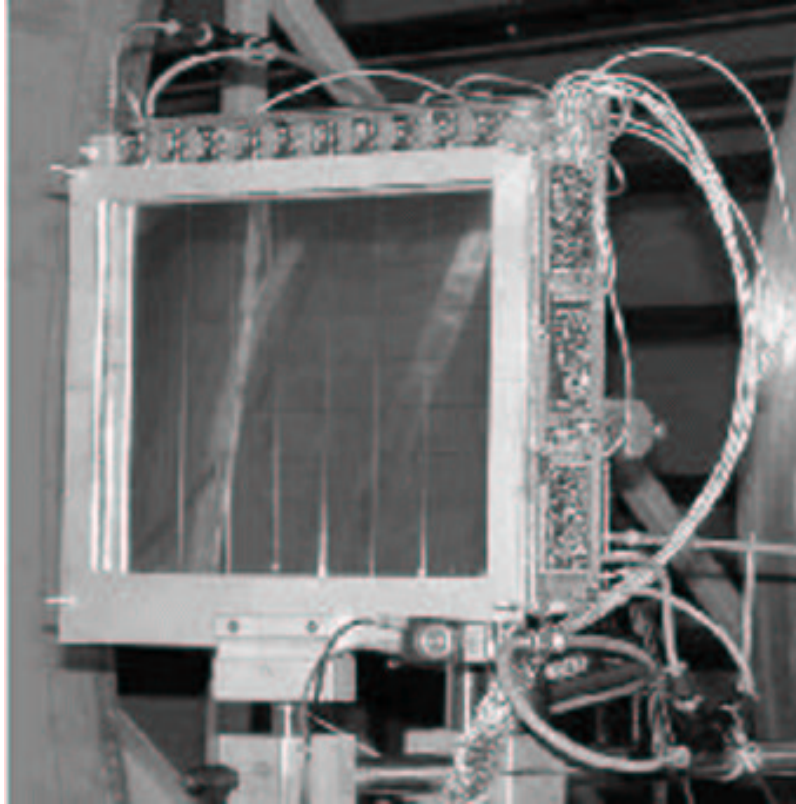


Figure 2.13: *Parallel Plate Avalanche Counter (PPAC)*.

Nota, allora, la distanza tra il bersaglio ed i PPAC, attraverso il tempo di volo della particella si può ricavare la velocità e conseguentemente, tenendo presente la semplice formula non relativistica

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.1)$$

nella quale il valore dell'energia è fornito proprio dai *Si(Li)*, si ricava proprio la massa della particella.

Anche se i PPAC lavorano nella regione proporzionale, nella quale la quantità di carica prodotta dalla particella incidente è proporzionale alla sua energia, non è comunque possibile parlare per questo telescopio di una analisi del

tipo $\Delta E - E$, in quanto le fluttuazioni nella carica raccolta, prodotte sia dal processo di moltiplicazione a valanga sia dal fatto che la ionizzazione primaria non è sempre uguale a parità di energia della particella incidente, provocano una incertezza relativa nella stima del ΔE troppo elevata (intorno al 30 %) per avere risultati significativi.

I PPAC, oltre al segnale di tempo necessario all'analisi del tempo di volo, forniscono anche una informazione spaziale in quanto la carica prodotta dalla particella ionizzante viene raccolta da due griglie di fili perpendicolari tra di loro e spaziate di 2 mm. Tale distanza, rappresenta anche la risoluzione spaziale fornita da questi rivelatori. Per una più approfondita discussione del funzionamento dei PPAC e dei rivelatori al silicio si rimanda alla appendice A.

2.6 Il rivelatore anulare

Come già discusso, vista la geometria di GARFIELD che non copre gli angoli in avanti minori di 30° , invece dei PPAC, si può aggiungere a GARFIELD un altro rivelatore, che qui viene chiamato anulare ¹, ponendolo intorno alla linea del fascio per coprire gli angoli tra $3^\circ < \theta < 12^\circ$ (fig 2.14). Gli angoli compresi tra 12° e 30° risultano scoperti a causa dei supporti dei rivelatori stessi, ed è allo studio un nuovo rivelatore che garantisca una diminuzione degli spazi morti e quindi una migliore copertura angolare.

Il modello attuale ha forma cilindrica con raggio di base di 22 cm, mentre l'apertura per il passaggio del fascio è anche essa cilindrica e coassiale alla precedente con raggio di 3.5 cm.

Si tratta di un rivelatore a tre stadi nel quale il primo è costituito da una camera a ionizzazione, il secondo da un rivelatore al silicio ed il terzo da un rivelatore a $CsI(Tl)$. In particolare, è suddiviso in 8 settori, ognuno dei quali copre un angolo di $\Delta\phi = 45^\circ$ ed è indipendente dagli altri, costituiti da un telescopio a tre stadi formato da:

- una camera a ionizzazione riempita di CF_4 a pressione compresa tra 50 e 200 mbar

¹Sviluppato presso i Laboratori Nazionali del Sud

- 8 rivelatori al silicio di $300 \mu\text{m}$ di spessore, ognuno dei quali è a sua volta diviso all'interno in ulteriori 8 striscie ciascuna delle quali copre così un intervallo di angolo polare di circa $\Delta\theta = 1^\circ$
- 2 cristalli di ioduro di cesio arricchito con tallio con lettura a fotodiode i quali garantiscono ognuno una copertura di $\Delta\theta = 4.5^\circ$ e $\Delta\phi = 45^\circ$

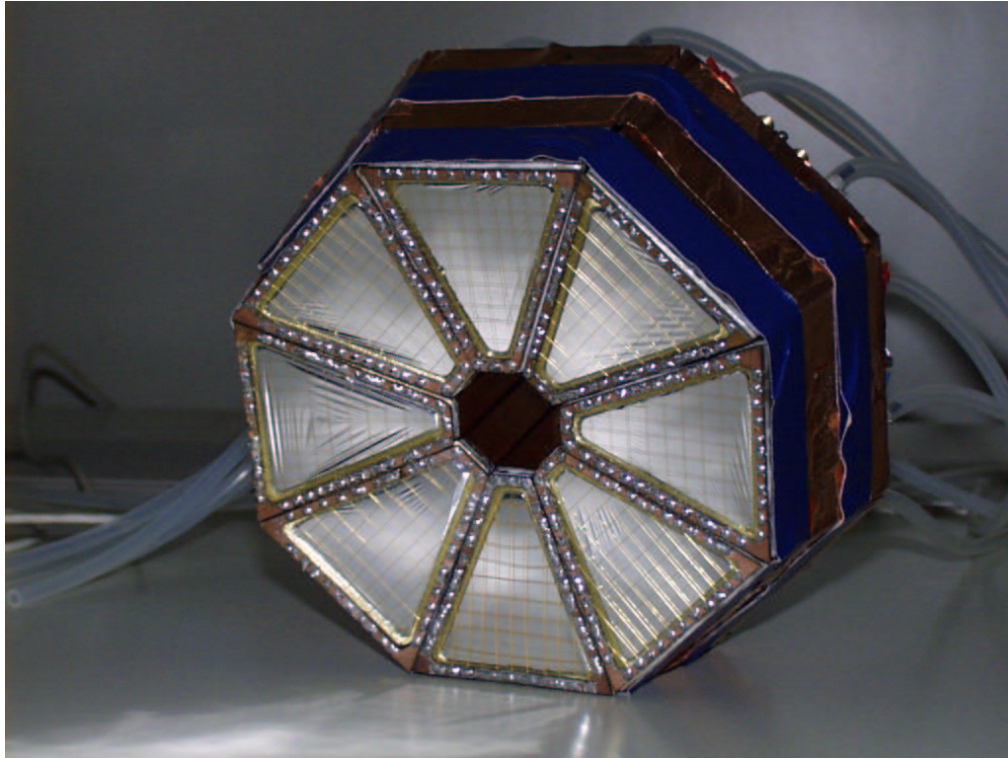


Figure 2.14: *Il rivelatore anulare. Si notano bene le finestre di ingresso delle otto camere a multifili che ne compongono il primo stadio ([22]).*

Le camere a ionizzazione usate in questo apparato, hanno due finestre (ingresso e uscita) di forma trapezoidale con una rete di fili di tungsteno ricoperti d'oro e servono essenzialmente come rivelatore ΔE per particelle poco energetiche. I rivelatori al silicio e gli scintillatori $CsI(Tl)$, invece, sono strutturalmente analoghi a quelli discussi in precedenza e completano il telescopio $(\Delta E_1 + \Delta E_2) - E_3$ nel quale ΔE_1 rappresenta l'energia persa nella camera a ionizzazione, ΔE_2 l'energia rilasciata nel silicio ed infine E_3 è l'energia residua misurata dal $CsI(Tl)$. Questo telescopio a tre stadi risulta particolarmente sensibile grazie alle potenzialità del silicio. Infatti è possibile

una identificazione sia in massa che in carica delle particelle incidenti, anche se tale risultato è limitato ad un determinato range di energie e di Z . Infatti la particella potrebbe non superare il rivelatore al silicio, ed in questo caso si utilizza la tecnica ΔE_1-E_2 considerando come primo stadio la camera a ionizzazione ed il silicio come rivelatore di energia residua, ma ciò non consente una risoluzione sufficiente per ricavare la massa, oppure potrebbe rilasciare una energia troppo piccola nel silicio stesso rendendo così difficile l'utilizzo della tecnica $\Delta E-E$.

In questo particolare caso uno sviluppo possibile potrebbe consistere nell'analisi in forma della luce prodotta nei $CsI(Tl)$ (PSD, dall'inglese pulse shape discrimination) che permette la discriminazione in carica e massa delle varie particelle. Bisogna infatti tenere presente che la curva di luce prodotta in un cesio è formata da due componenti distinte in quanto prodotte da processi fisici diversi (con riferimento al paragrafo 2.2, la componente veloce è dovuta al decadimento degli eccitoni, intesi come stato legato elettrone+lacuna, mentre la componente lenta è dovuta alla ricombinazione degli elettroni e lacune liberi). La curva in luce prodotta dal cesio si può descrivere tramite la formula

$$L = L_1 e^{\frac{-t}{\tau_1}} + L_2 e^{\frac{-t}{\tau_2}} \quad (2.2)$$

che sottolinea proprio la presenza delle due componenti distinte del segnale. La componente più rapida caratterizza la salita del segnale raccolto in uscita (L_1); quella più lenta determina la coda del segnale (L_2) (fig 2.15).

I valori specifici dei parametri L_1 ed L_2 sono legati alla particolare composizione chimica della particella, quindi integrando separatamente la salita e la coda del segnale proveniente dagli scintillatori $CsI(Tl)$ in uscita dalla catena elettronica, si può mettere in relazione in un grafico bidimensionale i due valori di carica elettrica trovati ed ottenere così una distinzione in massa per isotopi leggeri con $Z < 4$. Per tutti gli altri atomi, questa discriminazione in forma di impulso non è possibile perchè le curve dei vari isotopi si sovrappongono.

L'utilizzo opportuno di queste tecniche a seconda delle particelle da rivelare,

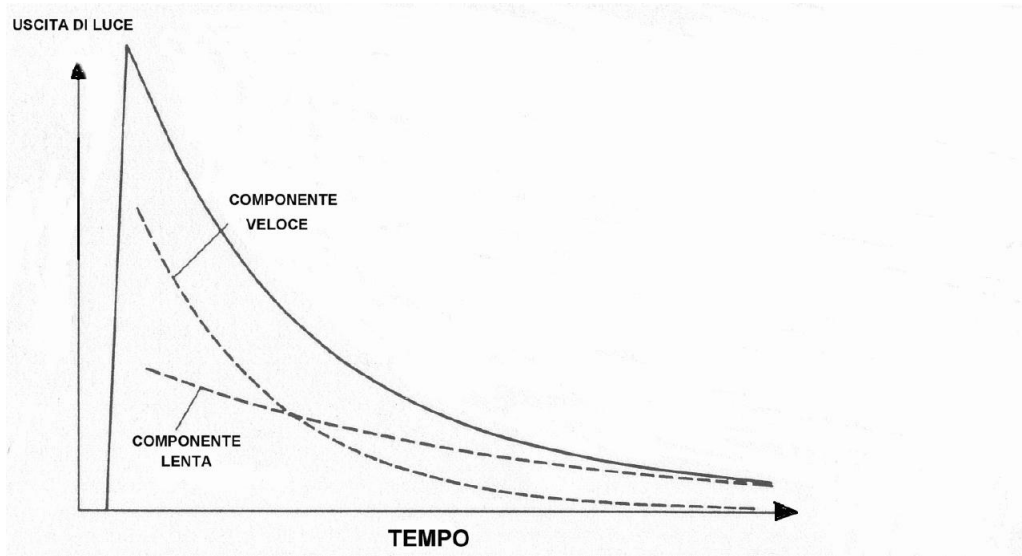


Figure 2.15: *Curva di luce di un cesio. Sono evidenziate la parte veloce e la parte lenta.*

permette quindi al rivelatore anulare di identificare con buona precisione i vari prodotti di reazione.

2.7 L'elettronica

Per illustrare brevemente l'elettronica di GARFIELD, si può prendere in considerazione un singolo spicchio, in quanto lo schema si ripete per tutti gli altri.

I segnali provenienti dalle MSGC e dai $CsI(Tl)$, vengono raccolti dai preamplificatori di carica posti all'interno dell'apparato stesso (in particolare bisogna considerarne uno per ogni cesio ed uno per ogni sezione delle microstrip per un totale di 8 preamplificatori per ogni settore) e poi inviati all'esterno della camera di *scattering* ai moduli di amplificazione. Si sottolinea che i preamplificatori, dovendo lavorare all'interno della camera di *scattering* a pressioni di 10^{-5} mbar, sono stati studiati in modo tale da minimizzare la potenza che viene dissipata ed è anche previsto un sistema di raffreddamento per tenere sotto controllo la temperatura.

I moduli di amplificazione (fig 2.16), posti esternamente alla camera di *scattering*, sono stati appositamente progettati per l'esperimento ed hanno a

disposizione 16 ingressi per contenere i segnali provenienti da 4 settori interi di cesi o di microstrip.

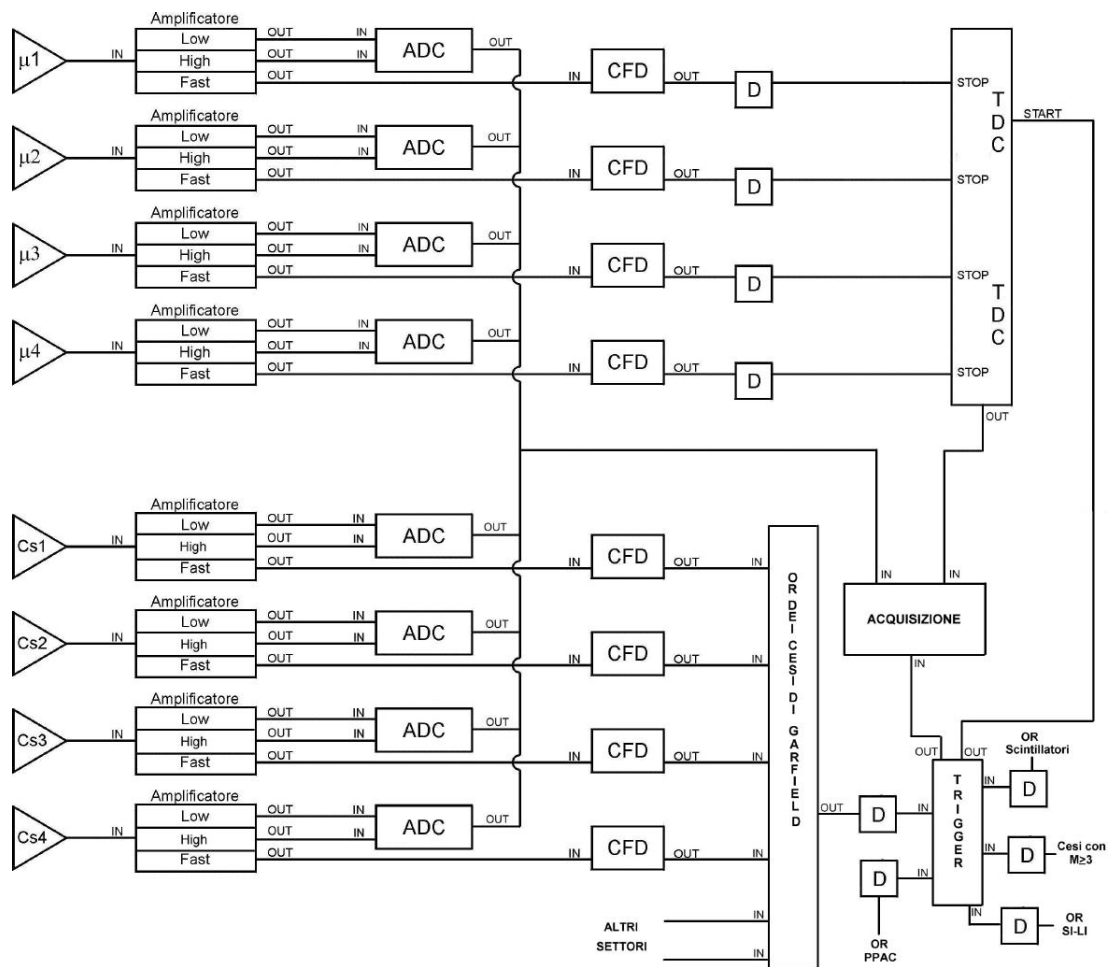


Figure 2.16: Schema dell'elettronica per acquisire i dati dai rivelatori di un singolo spicchio delle camere C1 e C2.

Questi amplificatori, per ogni segnale in ingresso, forniscono tre uscite, di cui due sono lineari, lente e positive e differiscono solo per un fattore di guadagno relativo (alto o basso guadagno) scelto opportunamente, mentre l'altra è veloce e negativa.

Questa particolare scelta di avere una doppia amplificazione è dovuta al fatto che il range energetico da analizzare è molto ampio e quindi tramite la doppia amplificazione è possibile ottenere una buona risoluzione energetica sia per piccoli valori di energia (alto guadagno), sia per valori più grandi di energia (basso guadagno); sovrapponendo poi i due spettri, si può ricostruire con

buona precisione l'intero range energetico. È stato scelto un rapporto diverso fra alto e basso guadagno per scintillatori e microstrip, per cui i segnali provenienti da questi due rivelatori non possono essere inseriti nello stesso modulo.

Mentre i due segnali lenti in uscita dagli amplificatori vengono poi inviati ai convertitori analogico-digitali (ADC) a 32 canali per consentire la memorizzazione dei dati; il segnale veloce è analizzato da un discriminatore a frazione costante (CFD) a 16 canali il cui segnale logico in uscita fornisce, per quanto riguarda le microstrip, il segnale di stop dei convertitori temporali-digitali (TDC), mentre per i $CsI(Tl)$ il segnale entra in un OR generale di tutti i cesi di GARFIELD che diventa uno dei segnali che formano il *trigger* generale.

Il tempo di volo nella camera a deriva viene calcolato utilizzando i moduli TDC che valutano l'intervallo di tempo tra un segnale di START ed un segnale di STOP. Lo START, comune a tutti, è dato in questo caso dal segnale di *trigger* che è a sua volta formato da una combinazione di segnali veloci provenienti dai vari rivelatori in OR tra di loro; il segnale di STOP è fornito in questo caso dal segnale proveniente dal singolo canale del CFD che individua il momento di arrivo degli elettroni sulle strisce anodiche della singola microstrip.

La scelta del *trigger* rappresenta un aspetto cruciale per la misura perchè determina la selezione degli eventi registrati. Infatti solo nel momento in cui si ha un segnale di *trigger*, si apre un gate di accettazione nei ADC e quindi si ha un evento registrato. La scelta del *trigger* è diversa da misura a misura e può essere un *trigger* di minima per eliminare solo il rumore, oppure un *trigger* che seleziona una particolare misura da effettuare scartando le altre.

2.8 Il sistema di acquisizione

La complessità dell'apparato GARFIELD, che implica sia un elevato numero di parametri da trattare (più di 1000) che un rate degli eventi relativamente elevato (2 *khz*), ha richiesto l'utilizzo di un sistema di acquisizione dati di notevole flessibilità e potenza ([23], [24]).

segmento, cioè appartenenti ad uno stesso crate di alimentazione, comunicano con lo stesso *segmenter controller* (*SEGC*);

- a livello superiore i singoli SEGC comunicano con il *system controller* (*SYSC*)

Grazie all'esistenza dei *segment controller*, è possibile, in sede di analisi, selezionare eventi nei quali il *trigger* sia stato dato da un rivelatore in particolare.

CANALE SPETTRO	BIT ACCESI	SEGMENTO 1	SEGMENTO 2
17	2^4+2^0	Trigger generale	Trigger generale
19	$2^4+2^1+2^0$	OR dei cesi di Garfield	Segnale di pulser
21	$2^4+2^2+2^0$	OR scintillatori plastici	OR dei Silici-Liti
23	$2^4+2^2+2^1+2^0$	OR dei cesi di Garfield in coincidenza con OR scintillatori plastici	OR dei Silici-Liti in coincidenza con il pulser
25	$2^4+2^3+2^0$	Molteplicità dei cesi di Garfield ≥ 3	OR dei PPAC
27	$2^4+2^3+2^1+2^0$	Molteplicità dei cesi di Garfield ≥ 3 in coincidenza con OR dei cesi.	OR dei PPAC in coincidenza con il pulser
29	$2^4+2^3+2^2+2^0$	OR scintillatori plastici in coincidenza con la molteplicità dei cesi ≥ 3	OR dei PPAC in coincidenza con OR dei Silici-Liti
31	$2^4+2^3+2^2+2^1+2^0$	Tutti i segnali in ingresso in coincidenza	Tutti i segnali in ingresso in coincidenza

Figure 2.18: *Significato dei bit associati ai due segmenter controller.*

Il *main trigger*, infatti, è formato da un OR dei segnali provenienti dai vari rivelatori (scintillatori di GARFIELD, rivelatori al silicio-litio, PPAC, scintillatori plastici), ma grazie ai *segment controller*, si riesce a distinguere, evento per evento, quale rivelatore abbia effettivamente dato il segnale di *trigger*.

Ogni *segment controller* è formato da 6 bit, di cui gli ultimi due sono ad uno stato fisso noto, 3 sono collegati ai singoli OR dei rivelatori e sono come

stato logico 0 oppure 1 a seconda che nell'istante in cui è partito il segnale di *trigger* generale si sia avuto o meno in coincidenza il segnale proveniente da quel determinato rivelatore, ed il primo rappresenta il *main trigger* non in coincidenza con nessuno dei segnali presenti all'interno del *segment controller*. Poichè ogni *segment controller* ha la possibilità di acquisire in totale 4 segnali, per le misure in oggetto si sono utilizzati 2 *segment controller* in modo da poter estrarre l'informazione sul *trigger* mostrata in tabella 2.18.

Ogni volta che si ha un *trigger*, si acquisiscono i valori dei bit del *segmenter controller*, traducendoli in un numero decimale che individua una precisa colonna in un istogramma monodimensionale che visualizza così la composizione dei vari segnali di *trigger*. Per esempio, se nella colonna 19 del *segment controller* 1 si vedono 30000 conteggi, questo vuol dire che il segnale di *trigger* per 30000 volte è formato dall'OR degli scintillatori di Garfield.

Bisogna, però, tenere presente che si potrebbero anche avere delle coincidenze tra i segnali provenienti dai singoli rivelatori. Facendo sempre riferimento, per semplicità, allo schema illustrato sopra, se nella colonna 23 dell'istogramma relativo al *segment controller* 1 si trovano 20 conteggi, significa che per 20 volte il *trigger* è formato dall'OR dei rivelatori plastici (di cui si parlerà più avanti nel paragrafo 3.5) in coincidenza con l'OR di Garfield (fig 2.19).

Un'attenzione a parte merita la colonna 17 che, come accennato prima, contiene gli eventi in cui si è avuto solamente il *main trigger*. Prendendo ad esempio la colonna 17 del *segment controller* 1, si ricava il numero di volte in cui il *main trigger* è formato da un segnale che è presente solo nel *segment controller* 2 e non nell'1 (nel caso particolare impulsatore, Or Si-li oppure OR PPAC) e viceversa.

Questo tipo di analisi selezionando il *trigger*, può essere fatta in sede di analisi dopo aver raccolto i dati, grazie alle possibilità offerte dal sistema di acquisizione qui illustrate, oppure direttamente durante la misura modificando la composizione del *trigger* generale togliendo o aggiungendo il segnale proveniente dal singolo rivelatore mediante l'apposito comando realizzato in ambiente Labview ⁴.

⁴Si tratta di un ambiente di lavoro che permette di controllare mediante una connessione

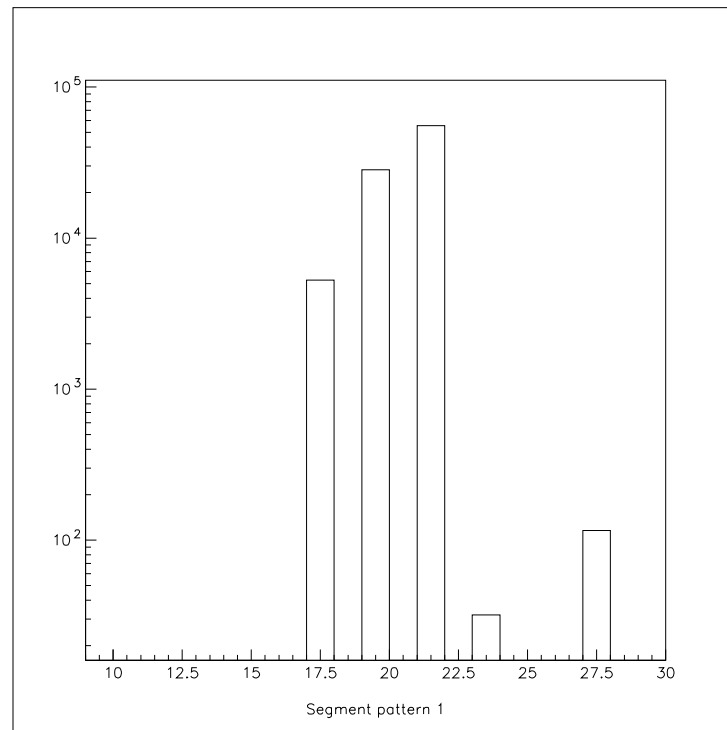


Figure 2.19: *Istogramma monodimensionale che identifica la composizione dei vari segnali di trigger per il segment controller 1.*

In conclusione questo sistema di acquisizione ha la possibilità di gestire fino a 10^7 parametri a 32 *bit* ciascuno. Tutte le operazioni sono gestite a basso livello senza la necessità di protocolli software, anche grazie alla funzione di autoconfigurazione che consiste nella capacità del sistema di riconoscere automaticamente il modulo interrogato e la sua posizione nel sistema. L'autoconfigurazione è ottenuta attraverso una rete seriale che fa uso di due linee di bus, separate da quelle dei dati.

La scrittura dei dati è stata realizzata in un primo tempo attraverso la scrittura parallela su due *exabyte*, ed in un secondo tempo mediante una più veloce scrittura su disco rigido estraibile.

Chapter 3

La misura sperimentale

3.1 Presentazione delle misure fatte.

Le misure analizzate in questa tesi sono state realizzate in due turni successivi presso i Laboratori Nazionali di Legnaro nel febbraio 2002 con lo scopo di ottenere informazioni di interesse biofisico e contemporaneamente dati sperimentali utilizzabili per calibrazioni. Nel primo turno, a più bassa energia, il fascio è stato prodotto dall'acceleratore TANDEM TXU, nel secondo turno, a più alta energia, l'acceleratore TANDEM TXU funzionava da iniettore per il successivo acceleratore lineare ALPI ([25]).

In entrambi i casi, per la presa dati, veniva utilizzato l'apparato sperimentale GARFIELD, limitato alla sola camera in avanti ed accoppiato a 3 telescopi completi, formati ciascuno da un PPAC di dimensioni 20×20 cm e 4 silici di dimensioni 5×5 cm posti dietro di esso, per coprire nel piano di reazione gli angoli in avanti compresi tra 7° e 32° . Posti su di una corona circolare a circa 1.5 m dal bersaglio, 4 scintillatori plastici completavano l'apparato di misura con le funzioni di verificare la collimazione e la risoluzione temporale del fascio, e di misurare il numero di eventi corrispondenti alla sezione d'urto elastica in modo da poter normalizzare le sezioni d'urto di reazione.

Un esempio degli spettri visibili on-line attraverso il sistema di acquisizione descritto nel paragrafo 2.8 è illustrato in fig. 3.1. In queste misure sono stati impiegati un fascio di ^{12}C ed uno di ^{16}O , mentre per quanto riguarda i bersagli, gli otto posti disponibili nel portabersagli sono stati utilizzati nel

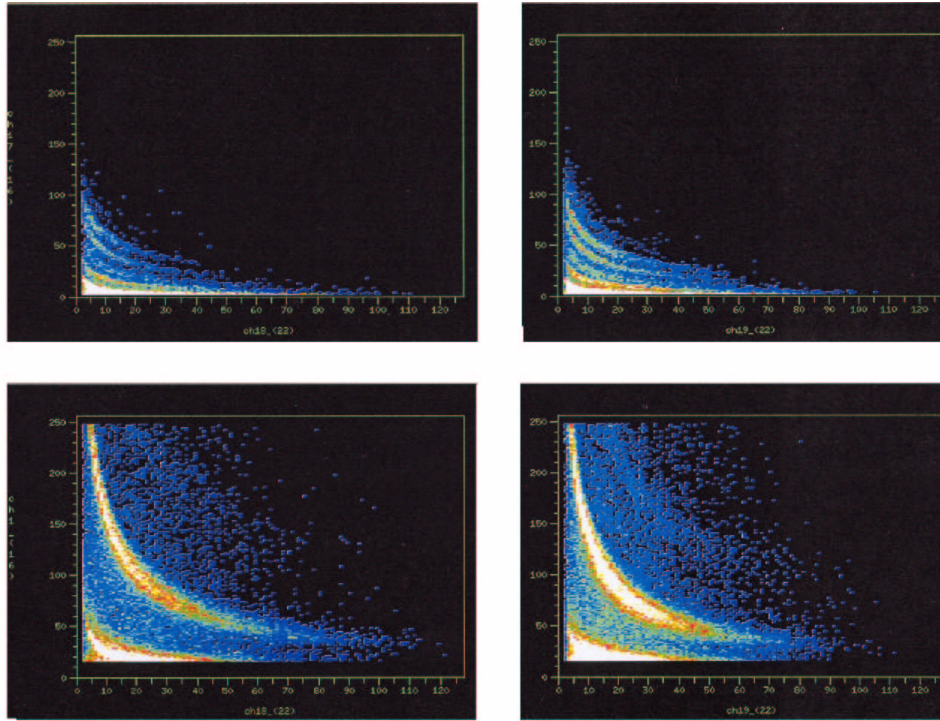


Figure 3.1: *Matrici $\Delta E-E$ per la reazione $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ a 15 AMeV. Nel capitolo 4, si procederà ad una calibrazione preliminare di queste matrici.*

seguinte modo:

- ^{12}C di $100 \mu\text{g}$
- ^{27}Al di $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
- ^{40}Ca , un bersaglio particolarmente sensibile all'ossidazione dell'aria e per questo costruito con particolare attenzione. Per proteggerlo, infatti, dal contatto diretto con l'aria nel periodo necessario a fare il vuoto dentro la camera di scattering, è stato ricoperto da due strati sottili di carbonio, il cui contributo negli spettri può essere sottratto in sede di analisi. Questo particolare bersaglio viene quindi realizzato con $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di ^{12}C + $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di ^{40}Ca + $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di ^{12}C
- ^{93}Nb di $490 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
- ^{181}Ta di $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
- ^{197}Au di $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

- $(C_{10}H_8O_4)$ (*Mylar*) di $1.5 \mu\text{g}$
- un bersaglio di (Al_2O_3) (*Allumina*) con un foro di 3 mm di diametro per la focalizzazione del fascio. Questo materiale, infatti, emette luce quando su di esso incide il fascio e permette quindi di studiare la posizione del fascio sul bersaglio.

Le combinazioni proiettile-bersaglio realizzate alle diverse energie sono visibili in tabella 3.2.

		BERSAGLI						
		Au	Ta	Nb	Mylar	Al	Ca	C
^{12}C			20 AMeV	20 AMeV	20 AMeV	20 AMeV	20 AMeV	20 AMeV
			15 AMeV	15 AMeV	15 AMeV	15 AMeV	15 AMeV	15 AMeV
			10 AMeV	10 AMeV	10 AMeV		10 AMeV	10 AMeV
			8 AMeV	8 AMeV	8 AMeV	8 AMeV	8 AMeV	8 AMeV
			6 AMeV	6 AMeV	6 AMeV	6 AMeV	6 AMeV	6 AMeV
^{16}O		18 AMeV					18 AMeV	18 AMeV
		12.5 AMeV					12.5 AMeV	12.5 AMeV
			8 AMeV					8 AMeV
			6 AMeV					6 AMeV

Figure 3.2: Tabella riassuntiva di tutte le combinazioni proiettile-bersaglio realizzate.

In particolare, per le procedure di calibrazione di GARFIELD sono state prese in esame le combinazioni proiettile-bersaglio (tabella 3.3) con un angolo di grazing più grande, in modo tale che la reazione elastica sia molto probabile agli angoli coperti dall'apparato GARFIELD.

REAZIONE	ENERGIA (AMeV)	ANGOLO DI GRAZING
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$	8	50°
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$	6	85°
$^{12}\text{C} + ^{93}\text{Nb}$	6	40°
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$	8	49°
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$	6	83°
$^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$	10	36°

Figure 3.3: *Tabella delle reazioni analizzate per la calibrazione.*

3.2 Procedure di temporizzazione del fascio.

Per le misure con l'apparato GARFIELD, è importante poter usufruire di un fascio pulsato, nel quale gli ioni incidenti sono raggruppati in pacchetti d'onda il più possibile stretti e distanti tra di loro un intervallo costante per poter realizzare al meglio misure di tempo di volo tramite i PPAC. Il segnale di radiofrequenza, infatti, essendo "agganciato" alla frequenza del fascio pulsato, fornisce un buon tempo di riferimento per l'inizio del tempo di deriva, mentre il segnale veloce generato dal catodo dei PPAC funge da segnale di stop. Per creare dal fascio continuo il fascio pulsato si utilizza:

- il BUNCHER;
- il CHOPPER

Il BUNCHER serve a creare due fronti d'onda ad una distanza temporale impostata e funziona addensando il fascio continuo in corrispondenza della parte lineare di un'onda sinusoidale a 5 MHz. Per questo motivo strutturalmente i fasci pulsati disponibili presso i laboratori di Legnaro possono essere temporizzati a 200 ns o suoi multipli. Quando il fascio continuo è creato utilizzando l'acceleratore lineare ALPI, è possibile utilizzare un BUNCHER

più raffinato che prevede la sovrapposizione di due armoniche a 5 MHz e 10 MHz per creare complessivamente un'onda dalla tipica forma a dente di sega con una parte lineare enfatizzata migliorando, così l'impacchettamento del fascio.

Se si utilizza solamente il Buncher, tra un fronte d'onda ed il seguente, rimane un fondo di fascio continuo che può essere fastidioso per la misura. Per evitarlo, si utilizza anche il Chopper che serve ad eliminare il fascio tra un picco e l'altro mediante un deflettore elettrostatico.

Il Chopper, quindi, apre una finestra temporale all'interno della quale il fascio può passare e il Buncher compatta il fascio stesso in questa finestra temporale creando una struttura complessiva a fronti d'onda equispaziati.

La struttura degli acceleratori Tandem XTU ed Alpi è visibile nella fig 3.4.

3.3 Procedure di regolazione dell'elettronica.

Una operazione preliminare molto importante è quella di regolare le soglie dei CDF e degli ADC, operazioni che si possono compiere per quanto riguarda i CFD in ambiente Labview ([26]) e per quanto riguarda gli ADC direttamente con il programma di acquisizione.

Per i CFD si regolano le soglie in modo da evitare che il *trigger* parta sul rumore invece che su un evento fisico. Infatti, come illustrato nel paragrafo 2.7, l'uscita veloce dell'amplificatore è inviata in un CFD la cui risposta, nel caso dei $CsI(Tl)$, dà un segnale di *trigger*.

Per quanto riguarda invece gli ADC, questa regolazione serve ad evitare di registrare il rumore rallentando l'acquisizione ed aumentando il tempo morto. Per acquisire anche segnali molto piccoli è necessario fornire un segnale di piedistallo, determinato dalla combinazione tra offset dell'amplificatore, opportunamente introdotto, e quello intrinseco dell'ADC. Numericamente di ha

$$ped_{seg} = ped_{ADC} + ped_{ampli} \quad (3.1)$$

e rappresenta il valore a cui viene convertito dal modulo il segnale in entrata corrispondente a zero. Senza questo accorgimento, si potrebbero

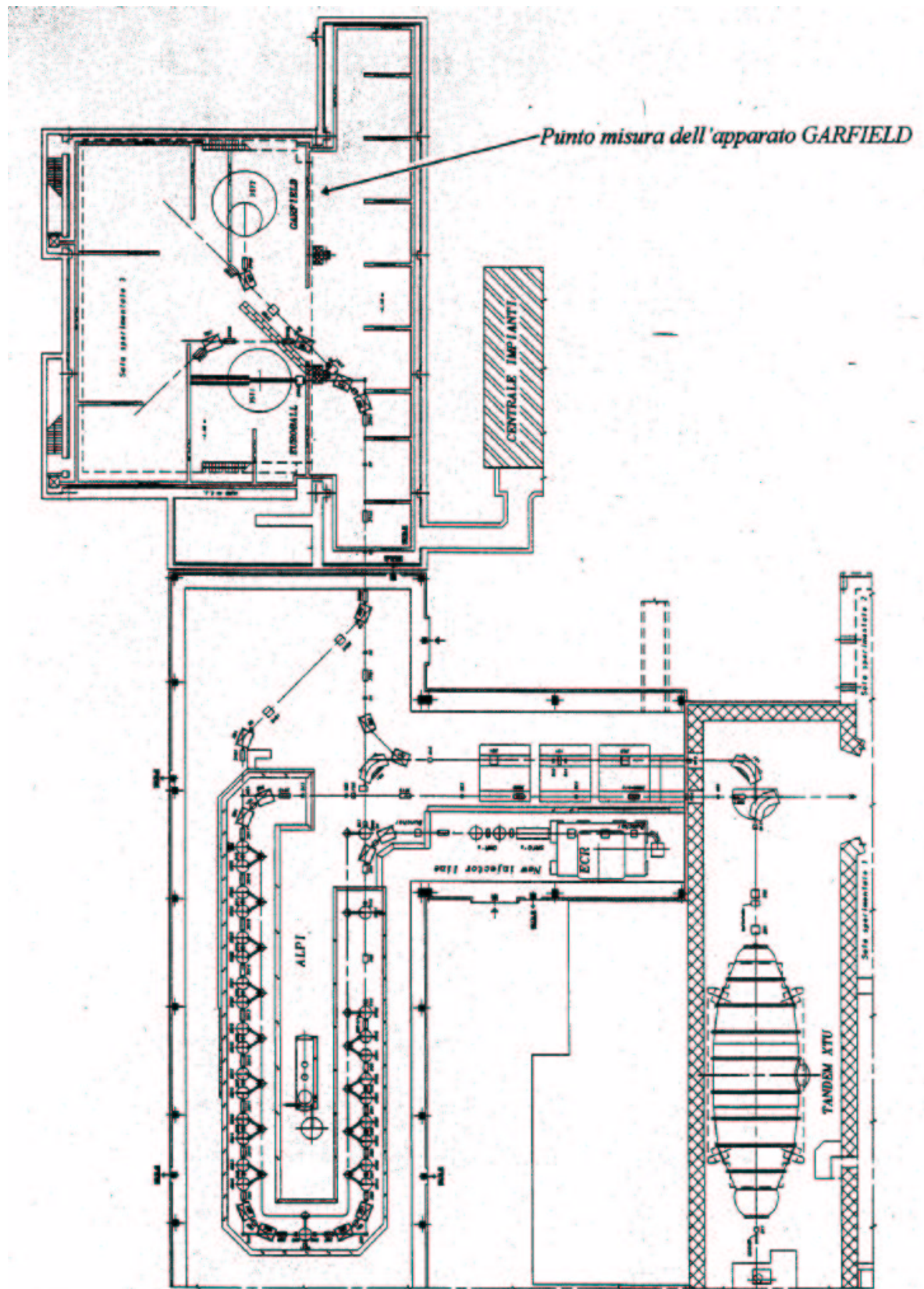


Figure 3.4: *Pianta degli acceleratori Tandem XTU ed ALPI e della Sala Sperimentale III dei Laboratori Nazionali di Legnaro.*

perdere parte dei segnali più piccoli a causa di una soglia intrinseca dell'ADC. Questa scelta contribuisce anche a distinguere alcuni segnali fisici non sufficientemente elevati da emergere fuori dal rumore elettronico. Tramite il piedistallo, infatti, si somma una quantità fissa ai segnali fisici in modo che siano superiori al rumore.

Regolando poi la soglia dell'ADC appena al di sopra del piedistallo, il rumore non viene registrato e sono acquisiti solo i segnali "fisici".

Il valore del piedistallo deve essere determinato sperimentalmente attraverso una misura opportuna nel quale le soglie degli ADC vengono messe a zero, tutta l'elettronica (compresi i preamplificatori) accesa ed il *trigger* viene dato attraverso un segnale di impulsatore. Tale valore è sensibilmente diverso all'interno di ogni modulo in quanto è legato all'offset intrinseco dell'ADC a sua volta determinato da una resistenza che controlla l'intero modulo e da 4 diodi che controllano ognuno 8 canali e soprattutto dall'offset dell'amplificatore che è diverso per i segnali a basso ed alto guadagno (il valore impostato è solamente uno, ma viene poi moltiplicato per lo stesso fattore di guadagno che discrimina il guadagno normale da quello alto).

Per studiare in maniera approfondita la questione dei piedistalli, sono stati misurati sia i piedistalli intrinseci degli ADC con un *trigger* dato da un segnale di impulsatore (in modo da simulare un normale run di misura nel quale il *trigger* è dato invece dagli eventi fisici), sia i piedistalli complessivi che comprendono anche il contributo degli amplificatori. Si è anche intervenuto sugli ADC modificando opportunamente la resistenza che determina il piedistallo intrinseco dell'ADC per fare in modo che il piedistallo complessivo fosse positivo.

Questa scelta è stata dettata principalmente da due ragioni:

- un piedistallo negativo non è direttamente misurabile e quindi non può essere controllata la stabilità nel tempo;
- un piedistallo complessivo positivo con un *offset* negativo dell'ADC, comporta la necessità di aumentare l'*offset* dell'amplificatore con effetti che possono limitare l'intervallo di canali disponibili per i segnali fisici.

Una volta eseguita una misura dei piedistalli con tutta l'elettronica accesa (in condizioni standard di misura), le soglie sono state regolate ad un valore il più possibile vicino al canale corrispondente alla fine del picco del piedistallo.

3.4 Verifica preliminare dei rivelatori Si-Li.

La risoluzione di questi rivelatori viene stimata in laboratorio prima che siano installati dietro i PPAC, facendo uso di una sorgente radioattiva che emette ad energia nota. In particolare viene usata la sorgente tripla di particelle α già menzionata nel capitolo 1 per la misura della risoluzione in laboratorio dei $CsI(Tl)$.

Se si distingue solamente un picco molto allargato, la risoluzione è sicuramente superiore al 6 – 7% ed il rivelatore viene scartato. Nel caso che si distinguano i tre picchi, allora la risoluzione è calcolata facendo il rapporto tra l'altezza del picco e la larghezza a metà altezza del picco stesso (fig 3.5).

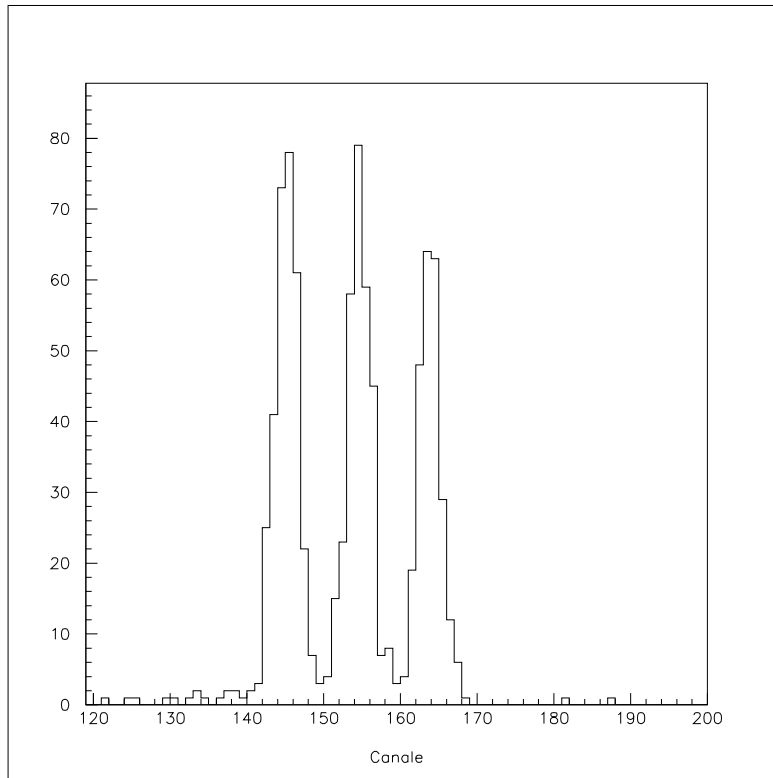


Figure 3.5: *Spettro della sorgente tripla raccolto da un Si-Li.*

Questa stima della risoluzione è comunque indicativa perchè riguarda la

parte più superficiale del rivelatore per la bassa energia delle particelle emesse da questa sorgente e non è assoluta perchè non tiene conto del problema di condizionamento di questi rivelatori. La loro risposta in risoluzione, infatti, dipende fortemente anche da un problema di condizionamento, cioè le loro prestazioni migliorano nettamente dopo aver passato un periodo sufficientemente lungo sottoposti ad una tensione inversa di pochi *Volt* in quanto si ripristina la condizione iniziale di massima efficienza (zona di svuotamento con larghezza massima) che può essersi persa nel tempo se il silicio non è tenuto costantemente sotto tensione ed al buio.

Maggiore è il tempo di inoperosità del silicio, maggiore sarà il tempo di ricondizionamento necessario a riportarlo al suo valore di risoluzione migliore.

3.5 Controllo del *trigger*.

Utilizzando una opportuna interfaccia è possibile modificare tramite Labview dalla sala di acquisizione la composizione del segnale di *trigger*. Il *trigger* generale in queste misure è formato dall'OR di uno o più dei seguenti segnali:

- OR dei Si-Li;
- OR dei cesi di GARFIELD;
- molteplicità maggiore o uguale a 3 dei $CsI(Tl)$ di GARFIELD;
- OR dei 3 PPAC presenti;
- OR dei 4 scintillatori plastici presenti;
- impulsatore.

In condizioni di misura il *trigger* generale è dato da un OR di tutti questi segnali (escluso il impulsatore che non è presente durante la misura), ma a volte si rende necessario selezionare un particolare *trigger* per qualche scopo specifico. Ad esempio, se si vuole fare una misura di calibrazione sui rivelatori Si-Li in un momento in cui il fascio non è disponibile, si utilizza la sorgente tripla di particelle α posta davanti ai rivelatori e si seleziona come *trigger* solo i Si-Li. In questo modo si registrano solo quegli eventi nei quali

una particella alfa ha colpito un Si-Li, eliminando tutti gli eventi spuri nei quali un altro rivelatore (i cesi di GARFIELD o gli scintillatori plastici) ha dato un segnale di *trigger* con il rumore.

Un'altra applicazione importante è quando all'inizio della misura si procede alla verifica della temporizzazione del fascio (3.6) attraverso lo spettro di tempo misurato dagli scintillatori plastici (in particolare lo spettro in questione è una differenza di tempo tra il segnale di stop dato dallo scintillatore plastico corrispondente all'arrivo sullo scintillatore di una particella deflessa elasticamente dal bersaglio ed il segnale di start fornito dalla radiofrequenza che individua il momento di arrivo del singolo pacchetto di particelle sul bersaglio).

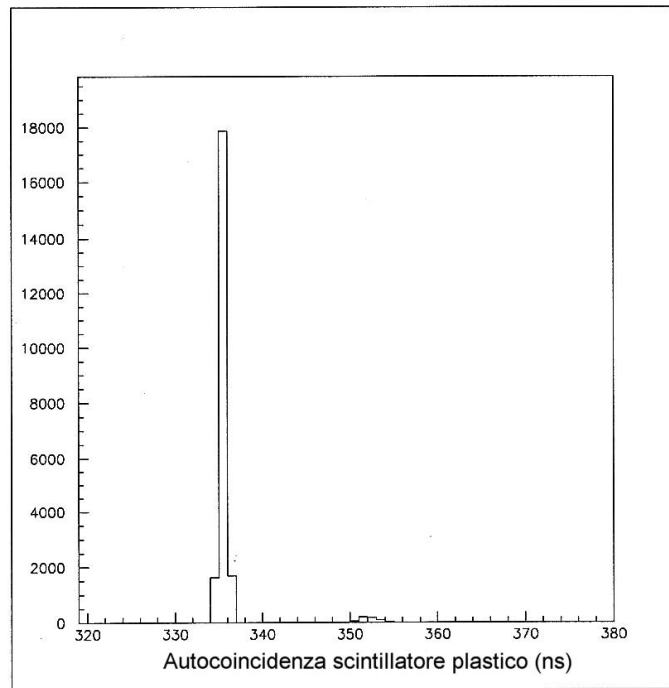


Figure 3.6: *Spettro differenza tra il segnale di start dato dalla radiofrequenza e quello di stop dato dallo scintillatore messo in trigger in autocoincidenza con se stesso.*

Per evitare contaminazioni, è opportuno che il *trigger* sia composto esclusivamente dagli scintillatori plastici.

Chapter 4

Analisi e calibrazione dei rivelatori di Garfield.

4.1 Introduzione.

Una prima analisi dei dati raccolti è stata effettuata con i seguenti scopi:

- controllo della stabilità dell'elettronica durante il turno di misura attraverso il confronto tra run di impulsatore fatti in diversi momenti dello stesso turno;
- controllo del cambio di amplificazione effettuato sui cesi nel passaggio tra il turno a basse energie ed il turno ad alte energie;
- calibrazione preliminare di una matrice $\Delta E - E$.

4.2 Controllo della stabilità.

Durante il turno di misura, ad intervalli regolari, è stata effettuata una misura sostituendo i segnali fisici con quelli forniti da un impulsatore. In questo modo si può facilmente testare la stabilità della risposta dell'elettronica in quanto i segnali in ingresso hanno un valore che non viene variato nelle diverse misure.

Per questa operazioni, si rende necessaria l'analisi di un gran numero di spettri monodimensionale (384 in totale corrispondenti ai 24 settori di GARFIELD e agli 8 rivelatori con due amplificazioni diverse presenti in ogni

settore) nei quali sono presenti un numero di picchi che varia da 8 fino ad un massimo di 120 (a seconda della amplificazione associata a quel tipo di rivelatore, si possono distinguere nel suo spettro tutti i segnali inviati in ingresso, oppure un numero inferiore in quanto alcuni segnali potrebbero andare in saturazione o essere sotto la soglia di rivelazione).

Per questo motivo, è stato necessario l'utilizzo di un programma di riconoscimento automatico dei picchi, sufficientemente flessibile da adattarsi ai diversi spettri dei rivelatori che compongono GARFIELD.

4.2.1 Descrizione dei programmi utilizzati.

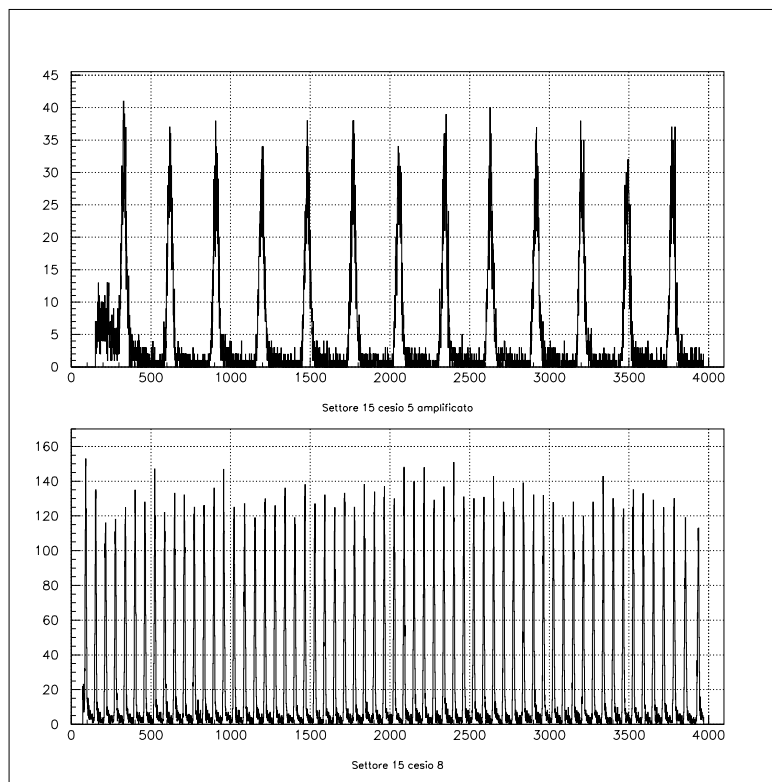


Figure 4.1: *Due esempi di spettri monodimensionali per i quali è stato messo a punto il programma di ricerca dei picchi. Si nota come il numero di picchi sia molto diverso nei due spettri presentati.*

Il lavoro è iniziato costruendo una routine che legge uno spettro monodimensionale, tenendo conto delle differenze tra uno spettro e l'altro (fig 4.1) tramite 7 parametri che vengono forniti dal programma principale e che indicano l'inizio e la fine di un picco. Il programma complessivo è stato effettuato

nell'ambito del programma PAW sviluppato al CERN ed utilizzato estensivamente per le analisi dei dati degli esperimenti di Fisica Nucleare ([27]).

Il programma scansiona lo spettro a partire dal primo canale fino a quello più alto (4096) cercando prima l'estremo inferiore e poi l'estremo superiore che delimitano un picco registrandoli nella variabile `xlim(1)` e `xlim(2)`. La definizione di questi estremi è spiegata più avanti. Dopo aver definito l'intervallo dei canali all'interno del quale si trova il massimo, si confrontano tra di loro tutti i contenuti dei canali compresi tra gli estremi stessi. Determinata così la posizione del picco, ne viene calcolato il 50 % (variabile `y50`) per determinare a destra e a sinistra del picco massimo nell'intervallo `xlim(1)–xlim(2)` i due valori in ascissa le cui ordinate sono in valore assoluto più vicini proprio a `y50`.

Una stima dell'errore associato, viene fornita dalla larghezza a metà altezza. Grazie all'utilizzo dei sette parametri contenuti in questa routine, si riesce a variare opportunamente la condizione che stabilisce l'inizio e la fine di un picco (si può avere da un minimo di uno ad un massimo di quattro canali con contenuto maggiore di una soglia fissata a piacere per determinare l'inizio del picco ed uno o due canali inferiori ad un'altra soglia per determinare la fine del picco stesso), in modo da poter considerare la specificità dei diversi rivelatori.

In particolare, è stata effettuata una classificazione fra:

- microstrip non amplificate;
- microstrip down amplificate;
- microstrip up amplificate;
- cesi non amplificati;
- cesi amplificati.

In questo modo in ogni classe si hanno valori di amplificazioni piuttosto omogenei al suo interno. Esiste, inoltre, una soglia minima sul numero di conteggi associato al picco trovato per discriminare i picchi veri da eventuali

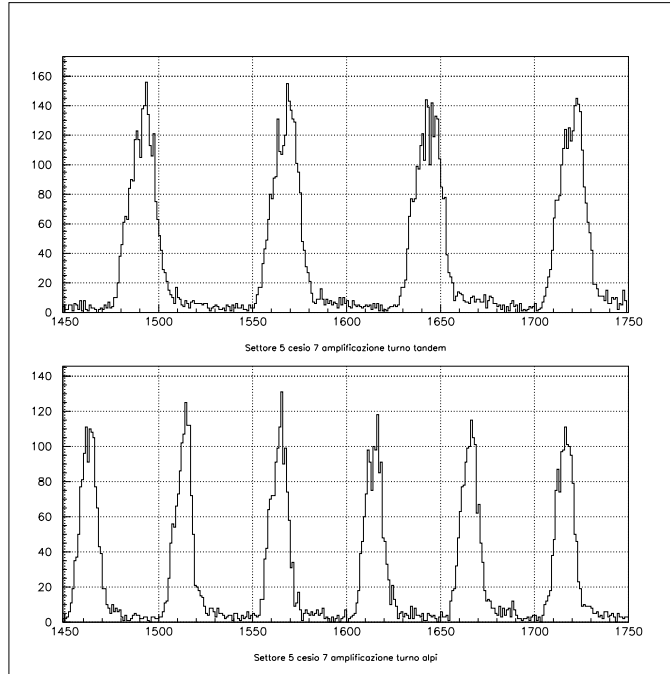


Figure 4.2: *Confronto tra due misure appartenenti a turni diversi. Si vede come i picchi relativi ad un turno siano spaziatamente diversi da quelli dell'altro.*

picchi spuri ed un controllo sulla larghezza a metà altezza per eliminare eventuali picchi tagliati dalla soglia e quindi deformati.

Con questa classificazione, questa routine riesce quindi ad affrontare gli spettri presi in esame che hanno caratteristiche molto diverse fra loro. Nel programma principale, la routine viene eseguita su degli insiemi di PAW ($n - tuple$) che contengono ognuna uno dei 24 settori di Garfield (ciclo do più esterno) con tutti i rivelatori a bassa ed alta amplificazione (cs5, cs5x, cs6, cs6x, cs7, cs7x, cs8, cs8x, mupd, mupdx, mups, mupsx, mdowd, mdowdx, mdows, mdowsx che corrispondono rispettivamente ai canali registrati dai cesi 5,6,7,8 bassa ed alta amplificazione, ed alle microstrip up e down parte destra e parte sinistra). Scelto il rivelatore da analizzare, viene definito un generico istogramma, creato lo spettro monodimensionale ed iniziata la procedura per trovare i valori dei canali corrispondenti ai segnali di test inviati. Il passo successivo è quello di costruire una quantità a partire dagli spettri analizzati, capace di evidenziare un eventuale cambio di amplificazione o una deriva elettronica durante la misura. I segnali di impulsore in in-

gresso sono creati in maniera tale che coprano un intervallo di ampiezze con valori equispaziati tra di loro; tutto questo si traduce in spettri con un numero variabile di picchi equispaziati tra di loro nei quali la distanza relativa tra due picchi consecutivi dà proprio una indicazione dell'amplificazione del particolare rivelatore preso in considerazione (fig 4.2). Viene fatta, quindi, la media aritmetica delle distanze relative tra due picchi consecutivi e poi il rapporto tra questa distanza media tra due picchi appartenenti a misure diverse di impulsatore.

Viene infine creato un "file" sul quale vengono scritti il numero del settore, il codice che individua il rivelatore, il rapporto tra le distanze medie dei picchi delle diverse misure con l'impulsatore.

4.2.2 Risultati ottenuti.

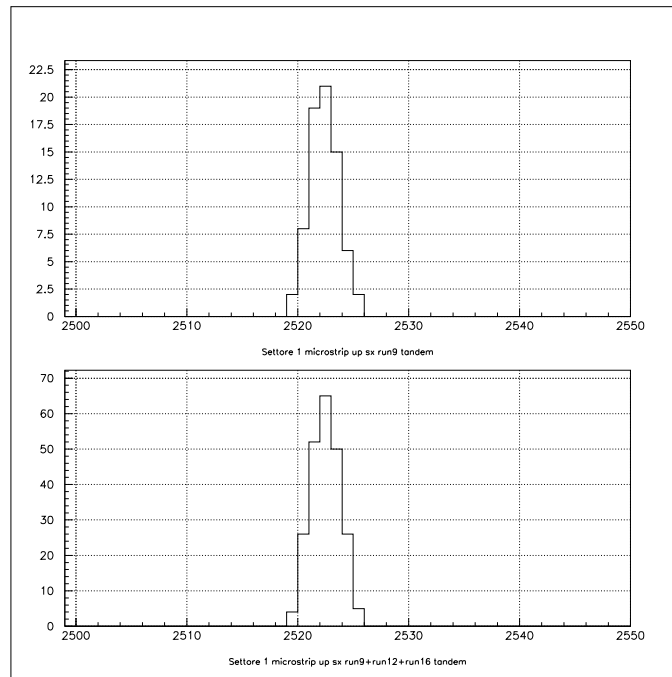


Figure 4.3: *La figura evidenzia un picco dello spettro di una microstrip up sinistra del settore 1 come appare considerando solo il run 9 e considerando i tre run 9, 12 e 16. Si nota come la larghezza a metà altezza sia la stessa.*

Per il turno a basse energie ($6 \div 8 \text{ AMev}$), la statistica raccolta per le misure con l'impulsatore è piuttosto bassa e quindi, per rendere significativi

i risultati, si è reso sommare tra di loro tre misure successive ed analizzarle come se fosse una unica misura.

La scelta di unire tre diverse misure è stata effettuata dopo aver controllato che la somma non fa variare posizione e larghezza dei picchi (fig 4.3). Questo conferma una notevole stabilità dell'elettronica e la sostanziale equivalenza tra una misura e l'altra (si noti che all'interno di questo turno le amplificazioni dei singoli rivelatori non sono mai state modificate).

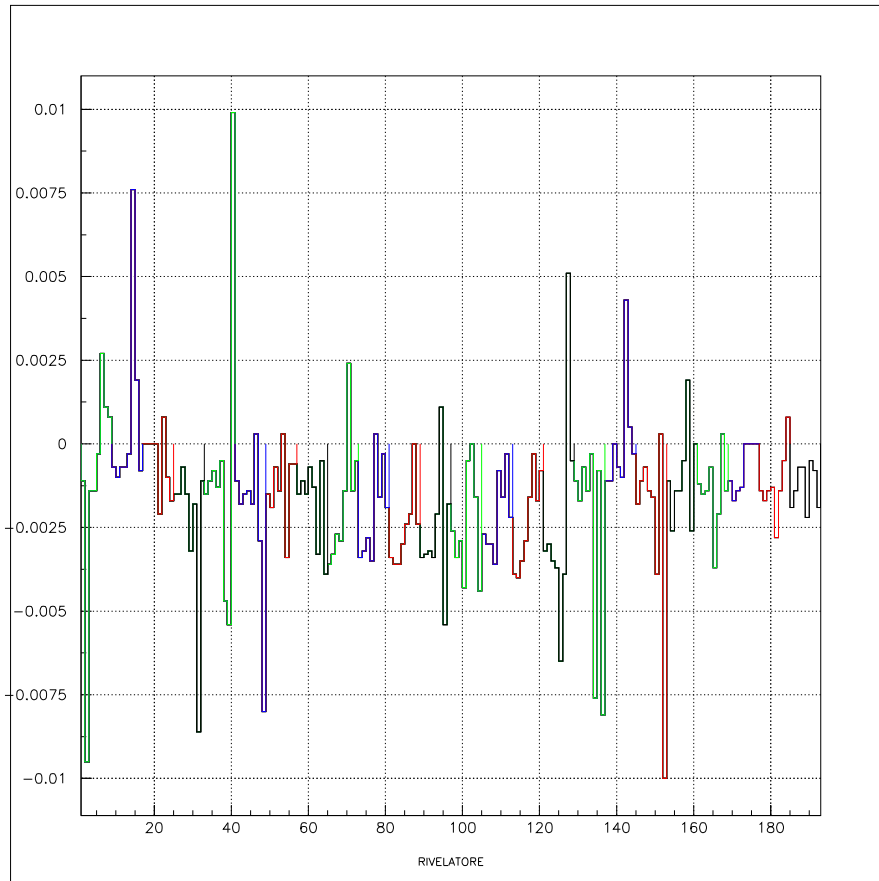


Figure 4.4: *Confronto tra i primi tre ed il secondi tre run di impulsatore del turno a basse energie. In figura, ogni colore individua un settore diverso e la linea di 0 rappresenta la stabilità.*

I risultati finali (fig 4.4), che si riferiscono unicamente ai rivelatori non amplificati, confermano una ottima stabilità dell'elettronica in quanto la variazione media di amplificazione è inferiore allo 0.25%. Per enfatizzare i minimi cambiamenti di amplificazione tra un run e l'altro, la linea di stabilità (corrispondente al rapporto tra le distanze medie tra due picchi di impulsatore

consecutivi in due misure diverse) è stata portata a 0.

Sono escluse dal grafico le microstrip del settore 3 per problemi sulla linea di entrata dell'impulsatore (linea di test) ed i cesi del settore 22 che non erano collegati per problemi con il cavo di alimentazione.

Per quanto riguarda il turno ad alte energie, non è stato necessario sommare più run in quanto il numero di eventi dell'impulsatore per ogni misura è sufficiente. I risultati (fig 4.5) questa volta comprendono sia le basse che le alte amplificazioni (il numero di rivelatori sale da 192 a 384) e la variazione media è di circa lo $\pm 0.5\%$. È quindi esclusa una deriva sistematica.

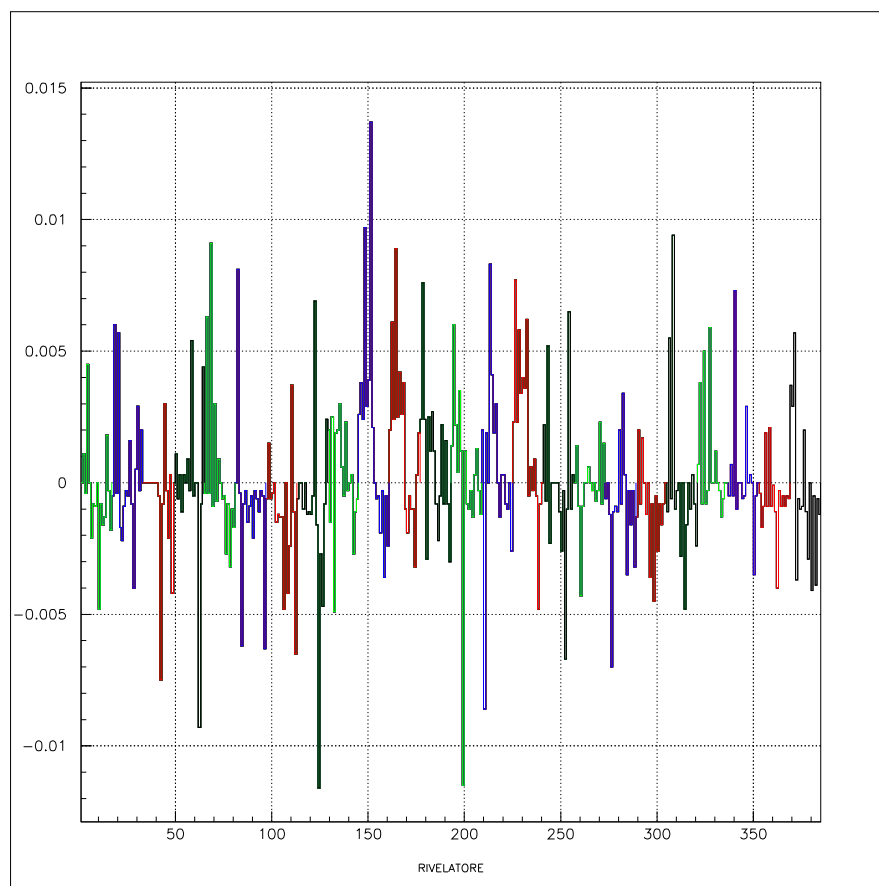


Figure 4.5: *Confronto tra due run successivi di impulsatore del turno ad alte energie. In figura, ogni colore individua un settore diverso e la linea di 0 rappresenta la stabilità.*

Sono escluse dal grafico le microstrip del settore 3 per problemi sulla linea di entrata dell'impulsatore (linea di test) ed i cesi del settore 22 che non erano collegati per problemi con il cavo di alimentazione.

4.3 Confronto tra misure di impulsatore con diversa amplificazione

I dati raccolti nei due turni (bassa ed alta energia) sono stati fatti con una diversa regolazione delle amplificazioni, in quanto le energie da rivelare erano diverse e si voleva ottimizzare l'intervallo di segnali utile. Infatti, mantenendo le stesse amplificazioni passando dal turno fatto mediante l'acceleratore Tandem XTU a quello fatto con ALPI, gran parte dei segnali raccolti con quella amplificazione sarebbero andati in saturazione, con una perdita sensibile di informazioni.

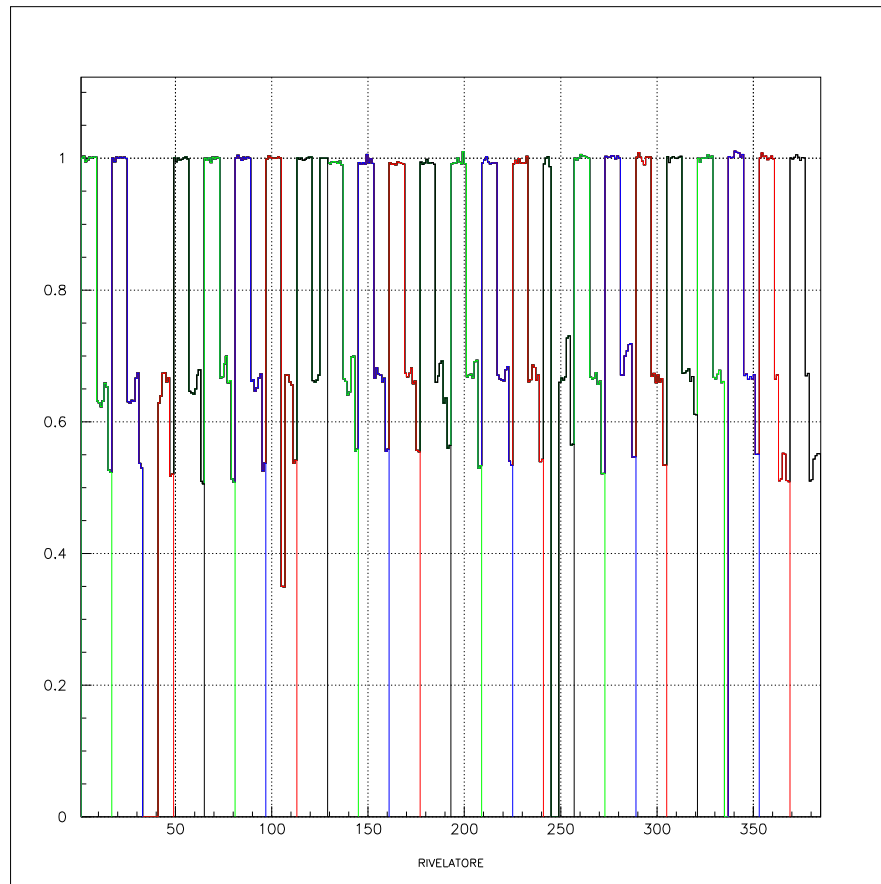


Figure 4.6: *Confronto tra due run appartenenti a turni diversi. Ogni colore rappresenta un settore diverso. Si nota come le microstrip non mostrino alcuna variazione significativa, mentre l'amplificazione dei cesi é stata ridotta mediamente di un fattore 3.*

Per poter riportare gli spettri di un turno di misura alle calibrazioni fatte

con amplificazioni diverse, è necessario conoscere il fattore di amplificazione in modo tale da potersi rinormalizzare.

In questa tesi sono state analizzate le misure con diffusione elastica ed in particolare 5 run di misura del turno a basse energie ed un run di misura del turno ad alte energie. Per poterli utilizzare, si è sfruttato proprio il fattore di amplificazione calcolato tramite il rapporto tra la distanza media di due picchi consecutivi in due misure di impulsature diverse.

In questo caso (fig 4.6) la linea di stabilità è 1 per amplificazione non modificata. Nel grafico, mancano le microstrip del settore 3, le microstrip down del settore 16 ed il cesio 8 del settore 21 per vari problemi sperimentali.

Anche in questo caso, l'errore associato al fattore di amplificazione può essere stimato inferiore all'1%.

4.4 Calibrazione preliminare di una matrice ΔE - E .

Per poter studiare come effettuare una calibrazione energetica è stato scelto il settore 13 ed il cesio 7 e si è proceduto selezionando, nei run di calibrazione ricordati nel capitolo 2, i picchi di elastico sia nelle microstrip che nei cesi. I valori ottenuti sono stati confrontati, per le microstrip, con il calcolo di perdita di energia effettuato con un opportuno programma basato sui dati sperimentali ([28]), e nel caso dei cesi, con i canali teorici normalizzati su di un cesio standard sul quale sono state effettuate in precedenza tutte le calibrazioni energetiche (vedi paragrafo 4.4.3).

Il calcolo della perdita di energia nella camera a deriva a microstrip, dipende però dalla lunghezza del percorso fatto all'interno della camera stessa e quindi, conseguentemente, dall'angolo di incidenza dello ione. Questa considerazione implica una selezione degli eventi.

Si è scelto di considerare le particelle con traiettoria corrispondente ad un intorno del centro del cesio 7 (angolo di circa $\theta \simeq 52.5^\circ$).

4.4.1 Selezione degli eventi.

Per selezionare gli eventi di scattering elastico ad un angolo corrispondente al centro del cesio 7, è stato sfruttato il tempo di deriva degli elettroni creati dal passaggio della particella stessa che, a seconda della distanza che percorrono, impiegano un tempo diverso ad arrivare alla microstrip up o down dalla quale vengono raccolti.

A partire quindi dallo spettro dei tempi di deriva, si selezionano gli eventi nei quali solamente il cesio 7 ha registrato un segnale fisico eliminando anche eventuali eventi spuri (per ogni settore di GARFIELD le microstrip sono divise in destra e sinistra per cui se si lavora con la parte destra, poichè le traiettorie delle particelle sono radiali, nella parte sinistra non si deve avere alcun segnale in coincidenza) ed ottenendo così uno spettro di deriva corrispondente all'intero cesio 7.

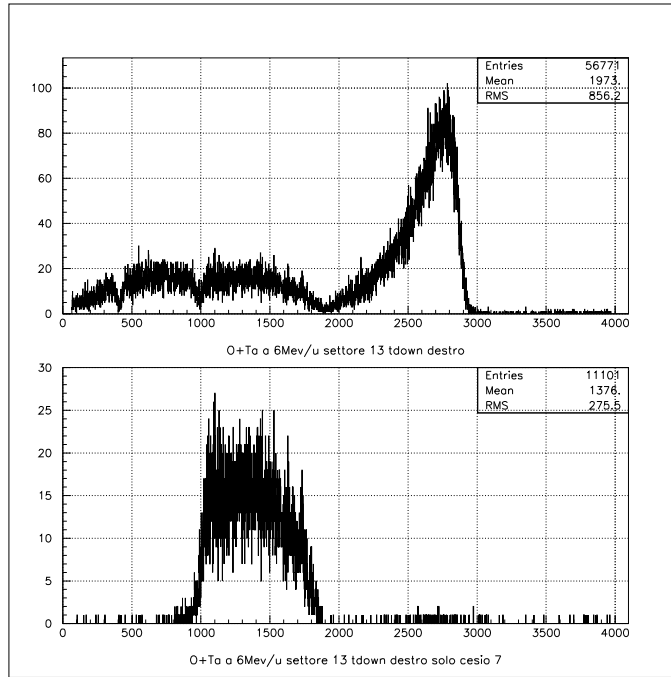


Figure 4.7: Considerando il run di misura corrispondente a $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ a $6\text{MeV}/u$, in figura viene illustrato lo spettro dei tempi misurati per la microstrip down completo e selezionato in modo da avere solo eventi con un segnale nel cesio 7.

Per isolare la parte centrale senza perdere eccessivamente in statistica,

si considera un intervallo temporale corrispondente a circa il terzo centrale dell'intero intervallo temporale sia per quanto riguarda i tempi di deriva della microstrip down, che per i tempi di deriva della microstrip up. Queste due condizioni vengono utilizzate contemporaneamente ed applicate agli spettri del cesio e delle microstrip per selezionare gli eventi di elastico diffusi all'angolo prescelto.

In figura (fig 4.7), viene illustrato un esempio di questa tecnica per il tempo di deriva della microstrip down destra. Nel caso specifico l'intervallo temporale del cesio 7 è complessivamente di circa 900 canali ed il taglio effettuato copre la parte centrale ($1250 \leq t_{dow} \leq 1550$).

TABELLA RELATIVA AI TEMPI DELLA MICROSTRIP DOWN				
		SPAZIO PERCORSO (mm)	TEMPO DI DERIVA PREVISTO (ns)	TEMPO SPERIMENTALE (ns)
CESIO 5	Inizio	5	50	50
	Fine	28.75	288	250
CESIO 6	Inizio	28.75	288	250
	Fine	55	550	500
CESIO 7	Inizio	55	550	500
	Fine	81.25	813	900
CESIO 8	Inizio	81.25	813	Problemi sperimentali
	Fine	122.5	1225	

Figure 4.8: *Tabella dei tempi di deriva per la microstrip down. Il valore teorico è calcolato considerando lo spazio di deriva percorso dagli elettroni di ionizzazione ed una velocità di $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$, il valore sperimentale è ricavato dagli spettri dei tempi.*

In tabella 4.8 viene illustrato un confronto tra i tempi di deriva per la microstrip down previsti da un calcolo teorico basato sullo spazio percorso dagli elettroni prodotti dal passaggio della particella nella camera a deriva ed i tempi sperimentali. Come velocità di deriva, viene considerato il valore di $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

4.4.2 Calibrazione in energia delle microstrip.

Per poter effettuare una calibrazione in energia delle microstrip, è necessario porre in relazione il canale dello spettro corrispondente al picco di elastico

con la corrispondente energia persa nella camera a deriva. Per ogni misura di calibrazione è stato determinato il valore del canale del picco elastico, dopo averlo selezionato tramite i tagli temporali descritti precedentemente. In figura (fig 4.9) ne viene illustrato un esempio.

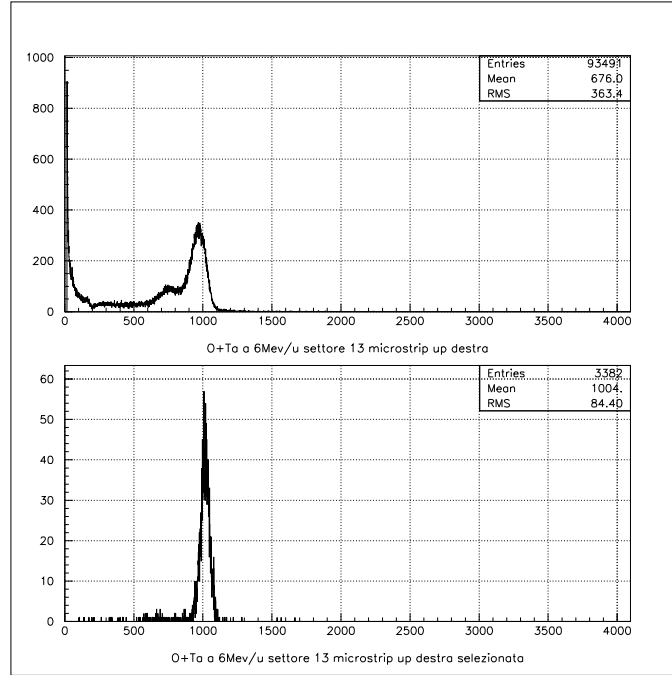


Figure 4.9: Considerando il run di misura corrispondente a $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ a $6\text{MeV}/u$, in figura viene illustrato lo spettro della microstrip down completo e selezionato con il taglio sui tempi di deriva in modo da avere solo eventi con traiettoria corrispondente al centro del cesio 7.

Il calcolo della energia persa nella camera a deriva e dell'energia residua raccolta dal cesio 7 è stato fatto usando un programma basato sulla perdita di energia dei protoni. Partendo da studi teorici, si è arrivati a costruire formule matematiche in grado di descrivere la perdita di energia dei protoni nella materia omogenea (da intendersi come formata da un solo elemento chimico con densità costante al suo interno). In particolare, per le alte energie viene usata la formula di Bethe-Bloch che può essere espressa come ([28])

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2}{mv^2} \times \left[\log\left(\frac{2mv^2}{I}\right) + \log\left(\frac{1}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} \right] \quad (4.1)$$

dove m ed e rappresentano la massa e la carica dell'elettrone, $\beta = v/c$ con c velocità della luce, Z_1 il numero atomico della particella proiettile, Z_2 quello

del bersaglio, I è il potenziale medio di eccitazione e può essere stimato come

$$I = I_0 Z_2 \quad (4.2)$$

con $I_0 \sim 10eV$.

Per quanto riguarda la parte a bassa energia, la perdita di energia più significativa avviene nell'urto con elettroni e può essere schematizzata usando il modello statistico dell'atomo di Thomas-Fermi ottenendo che la perdita di energia può essere espressa come

$$\frac{dE}{dx} = Z_1^{1/6} \times 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \times \frac{v}{v_0} \quad (4.3)$$

dove v è la velocità del proiettile, a_0 e v_0 sono il raggio dell'atomo di idrogeno di Bohr e la velocità di Bohr. Per avere una unica curva che approssimi la perdita di energia dei protoni, si utilizza la formula

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} = \left(\frac{dE_{LOW}}{dx}\right)^{-1} + \left(\frac{dE_{HIGH}}{dx}\right)^{-1} \quad (4.4)$$

nella quale dE_{LOW}/dx rappresenta la perdita di energia a bassa energia della particella incidente ed è espressa come

$$\frac{dE_{LOW}}{dx} = A_1 E^{1/2} \quad (4.5)$$

con A_1 parametro che può essere determinato dal confronto con dati sperimentali, mentre dE_{HIGH}/dx rappresenta la perdita di energia ad alta energia della particella incidente e viene approssimata con

$$\frac{dE_{HIGH}}{dx} = \frac{A_2}{E} \log\left(1 + \frac{A_3}{E} + EA_4\right) \quad (4.6)$$

dove A_2 , A_3 sono parametri ed $A_4 = 4m/IM_1$, determinabili sperimentalmente.

Le due formule che esprimono $\frac{dE_{LOW}}{dx}$ e $\frac{dE_{HIGH}}{dx}$ esprimono asintoticamente lo stesso comportamento delle due formule teoriche 4.1 e 4.3, cioè un andamento proporzionale alla velocità e quindi alla radice quadrata dell'energia per la formula a bassa energia ed un andamento del tipo $\frac{\log(E)}{E}$ per le energie più alte.

Determinate le perdite di energia sui vari materiali per i protoni, le perdite

di energia per gli altri ioni si riportano ad essi attraverso la carica efficace. Quando la particella proiettile interagisce con il bersaglio, ciò che realmente conta non è la carica Z degli ioni, ma la carica efficace Z^* che dipende dalla velocità del proiettile e dal numero atomico del bersaglio ed è definita come

$$[Z_1^*(v, Z_2)] = \frac{dE_{sper.}}{dE_{teorico}} Z_1^2 \quad (4.7)$$

La carica efficace così definita non è facilmente ricavabile attraverso la teoria, ma si può utilizzare la formula

$$\frac{dE}{dx} = P(\rho_{Z_1^*}, v_{proiettile}) \times T(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio}) \quad (4.8)$$

nella quale la funzione P dipende unicamente dalle proprietà della particella proiettile e la funzione T unicamente dalle proprietà del bersaglio.

Usando questa relazione semplificata, si può esprimere il rapporto tra la perdita di energia di uno ione pesante (HI) ed il protone (p) in uno stesso materiale omogeneo come

$$\frac{dE_{HI}}{dE_p} = \frac{P(\rho_{Z_{HI}^*}, v_{HI})}{P(\rho_{Z_p^*}, v_p)} \times \frac{T(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio})}{T(\rho_{Z_2}, v_{bersaglio})} \quad (4.9)$$

Essendo il bersaglio il medesimo, la funzione T scompare ed attraverso un *fit* sperimentale fatto su 127 combinazioni proiettile-bersaglio si esprime il rapporto tra le funzioni P con l'equazione

$$\frac{P(\rho_{Z_{HI}^*}, v_{HI})}{P(\rho_{Z_p^*}, v_p)} = Z_{HI}^2 [1 - [1.034 - 0.1777 \exp(-0.08114 Z_{HI})] \exp(-V_2)]^2 \quad (4.10)$$

dove V_2 è un parametro noto. Diventa perciò possibile ricavare la perdita di energia di un qualsiasi ione pesante nella materia omogenea, cioè composta da un solo elemento chimico, riportandola al valore tabulato per l'idrogeno. Integrando il valore della dE/dx su di un percorso finito, si ottiene l'energia totale rilasciata dalla particella stessa. Dal punto di vista del calcolo, l'integrazione viene sostituita da una sommatoria

$$\sum_{\Delta x} \frac{dE}{dx} \Delta x \quad (4.11)$$

nella quale Δx rappresenta uno spostamento finito tanto più piccolo quanto maggiore precisione è richiesta al calcolo. Se il materiale attraversato è composto da più elementi chimici, si calcola la perdita di energia utilizzando le

formule per i materiali omogenei e pesando il contributo di ciascun elemento chimico del composto stesso ([16]).

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i \frac{a_i A_i}{A_m} \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (4.12)$$

Nel caso specifico del rivelatore GARFIELD, il fascio incidente dopo aver attraversato il bersaglio, si trova a dover superare la finestra in ingresso della camera a deriva che è costruita in mylar (formula chimica $(C_{10}H_8O_4)$) per poi ionizzarne il gas CF_4 che la riempie ed attraversare nuovamente la finestra di uscita sempre in mylar e rilasciare l'energia residua nei $CsI(Tl)$. Si deve quindi fare ricorso alla formula della perdita di energia nei materiali composti.

REAZIONE	MDOWD		MUPD	
	PICCO (canali)	ENERGIA (MeV)	PICCO (canali)	ENERGIA (MeV)
$^{12}C+^{181}Ta$ 12 AMeV	383±50	1.1832	407±50	0.9687
$^{12}C+^{181}Ta$ 8 AMeV	480±47	1.4163	467±45	1.1644
$^{12}C+^{181}Ta$ 6 AMeV	548±29	1.7842	602±53	1.4793
$^{12}C+^{93}Nb$ 6 AMeV	575±60	1.85734	608±70	1.5429
$^{16}O+^{181}Ta$ 8 AMeV	783±72	2.5222	828±65	2.0822
$^{16}O+^{181}Ta$ 6 AMeV	901±54	3.1592	1008±60	2.6362

Figure 4.10: Tabella riassuntiva dei picchi di elastico trovati nei run di calibrazione per le microstrip up e down e dei valori di perdita di energia corrispondenti.

Nell'impostare il programma per il calcolo della perdita di energia, bisogna anche tenere conto che un diverso angolo di scattering della particella da analizzare modifica lo spazio percorso all'interno del bersaglio stesso e della camera a deriva con implicazioni sensibili sul calcolo stesso. Per questo

nel programma utilizzato i calcoli vengono effettuati considerando come angolo di scattering 52.5° , corrispondenti al centro di un cesio 7.

L'indeterminazione maggiore nei risultati ottenuti risiede nel fatto che il proiettile penetra fino ad una certa profondità nel bersaglio prima di interagire e questo genera una incertezza nella stima dell'energia iniziale del proiettile stesso. Convenzionalmente, si considera che in media l'interazione avvenga a metà spessore del bersaglio e che il fascio incidente venga degradato di conseguenza.

Il programma di perdita di energia permette di seguire il percorso del fascio incidente dal momento in cui avviene la reazione elastica fino a quando i cesi ne raccolgono l'energia residua, in modo tale da assegnare ad ogni picco di elastico trovato negli spettri delle microstrip un valore di energia corrispondente (tabella 4.10) e poter quindi calibrarle con una retta, in quanto la relazione tra l'energia persa dalla particella e la ionizzazione prodotta nella camera a deriva è lineare.

L'errore associato ad ogni picco è stato valutato utilizzando la larghezza a metà altezza del picco stesso ricavata sfruttando una variante del programma descritto in precedenza. Per rendere il *fit* più significativo, è stato inserito come punto anche il valore del piedistallo che viene fatto corrispondere ad una energia incidente zero (fig 4.11 e fig 4.12). Al valore del piedistallo è stato attribuito un errore di 2 canali.

Le rette di calibrazione ottenute sono rispettivamente per la microstrip down destra e microstrip up destra

$$Canale_{microdown} = 391.9Energia + 11.14 \quad (4.13)$$

$$Canale_{microup} = 303.4Energia + 11.05 \quad (4.14)$$

con un χ^2 normalizzato rispettivamente di 0.2143 e 0.1253.

4.4.3 Calibrazione dell'uscita di luce dei cesi.

La calibrazione di un cesio è una operazione piuttosto complessa perchè la risposta dei $CsI(Tl)$ non è lineare con l'energia e varia a seconda dello ione che interagisce in funzione della sua massa e della sua carica.

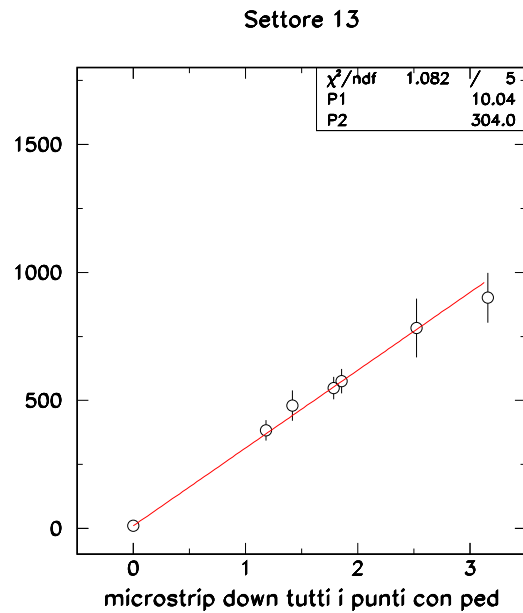


Figure 4.11: *Retta di calibrazione della microstrip down destra del settore 13. L'energia è espressa in MeV.*

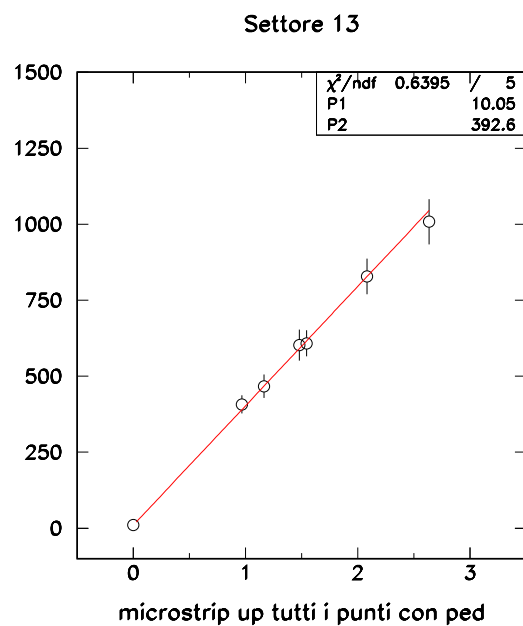


Figure 4.12: *Retta di calibrazione della microstrip up destra del settore 13. L'energia è espressa in MeV.*

Visto il grande numero di rivelatori di questo tipo presenti nell'apparato GARFIELD (96 nella camera indietro ed 84 in quella in avanti), si è ritenuto opportuno studiare la possibilità di ottenere una espressione analitica capace di fornire la curva di calibrazione di tutti i cristalli partendo da quella di alcuni cesi campione.

Assumendo che la curva in luce dello scintillatore abbia una forma del tipo ([29], [30])

$$L = \gamma E + \beta(e^{-\alpha E} - 1) \quad (4.15)$$

nella quale la parte lineare rappresenta la parte dominate ad alte energie e quella esponenziale l'andamento a basse energie, e dove i parametri α, β, γ sono funzioni di Z , effettuando una serie di misure con fasci di carica ed energie noti, si possono calcolare i valori numerici di questi parametri ottenendo una calibrazione completa dei cesi campione. Tutti gli altri cesi vengono normalizzati ad essi tramite una costante di normalizzazione che tiene conto delle differenze riguardo all'efficienza quantica e/o al guadagno della catena elettronica tra cristallo e cristallo.

CESIO 7		
Reazione	Picco sperimentale (canali)	Picco teorico (canali)
$^{12}\text{C}+^{181}\text{Ta}$ 12 A MeV	1125±32	770.26
$^{12}\text{C}+^{181}\text{Ta}$ 8 A MeV	1203±34	851.55
$^{12}\text{C}+^{181}\text{Ta}$ 6 A MeV	1207±39	855.0
$^{12}\text{C}+^{93}\text{Nb}$ 6 A MeV	1971±32	1429.5
$^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$ 8 A MeV	2071±42	1496.6
$^{16}\text{O}+^{181}\text{Ta}$ 6 A MeV	2858±50	2029.7

Figure 4.13: Tabella riassuntiva dei picchi di elastico trovati nei run di calibrazione per il cesio 7 del settore 13 e dei valori corrispondenti del cesio campione di riferimento.

Misurando un punto noto negli spettri, che corrisponde, ad esempio, alla rivelazione della reazione elastica, viene creata una corrispondenza tra gli spettri del cristallo calibrato e del cristallo non calibrato trovando così la costante di normalizzazione che trasforma le curve in luce di un qualsiasi scintillatore nella curva in luce del cristallo di riferimento.

In tabella 4.13, vengono riportati i dati sperimentali e i dati teorici che esprimono il canale corrispondente alla reazione elastica.

I dati sperimentali sono stati ricavati analizzando gli spettri e selezionando opportunamente gli eventi, quelli teorici fanno riferimento al cesio campione e sono stati ottenuti inserendo nella espressione analitica della curva di luce il valore di energia residua, il numero e la massa atomica della particella diffusa.

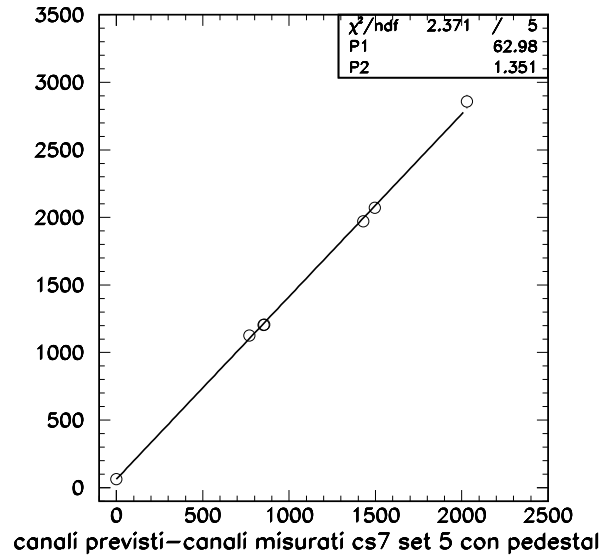


Figure 4.14: *Retta di calibrazione del cesio 7 che fornisce la conversione tra i canali sperimentali e i canali teorici calcolati sul cesio campione calibrato in precedenza.*

Il *fit* (vedi fig 4.14) fornisce la costante di normalizzazione per passare da uno all'altro in quanto

$$canali_{sper} = 1.351canali_{teo} + 62.98 \quad (4.16)$$

con un χ^2 di 0.4743.

4.4.4 Risultato finale della calibrazione.

Partendo da una matrice $\Delta E - E$ non calibrata, si può riportare la scala in ordinata in energia invertendo la retta di calibrazione canale-energia delle microstrip descritte nel paragrafo 4.4.2 e sovrapporre alle curve $\Delta E - E$ ottenute sperimentalmente le previsioni teoriche fatte per il cesio campione e riportate al cesio analizzato tramite la retta ricavata nel paragrafo 4.4.3. In questo modo alle curve sperimentali posso sovrapporre coerentemente una previsione teorica.

In figura 4.15 e figura 4.16 vengono sovrapposte sulle due matrici relative alla microstrip down destra ed up destra costruite selezionando gli eventi relativi al cesio 7 le curve teoriche relative a $Z=1,2$.

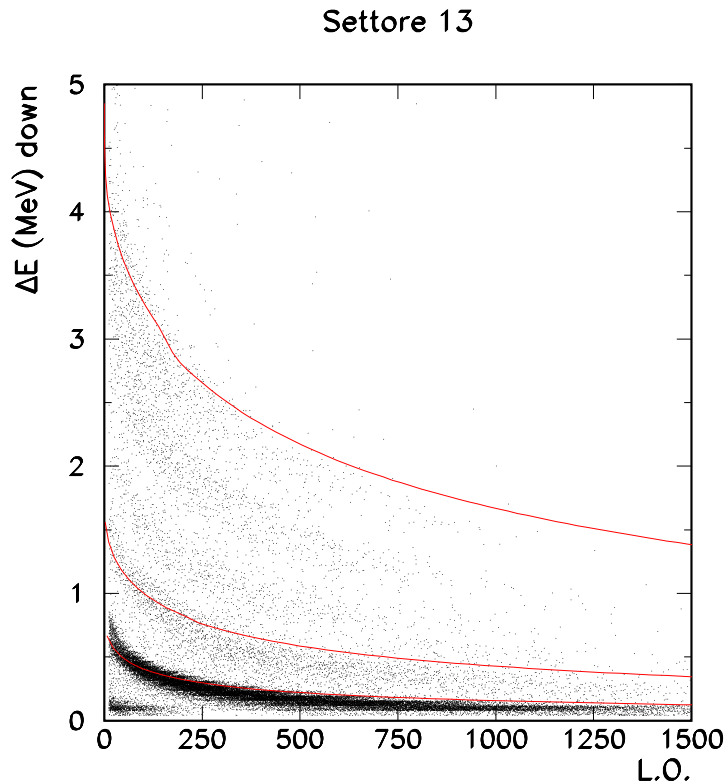


Figure 4.15: *Matrice $\Delta E - E$ per la microstrip down calibrata in energia per la microstrip ed in uscita di luce standard per il cesio.*

In figura 4.15 e figura 4.16 vengono sovrapposte sulle due matrici relative alla microstrip down destra ed up destra costruite selezionando gli eventi relativi al cesio 7 le curve teoriche relative a $Z=1,2$.

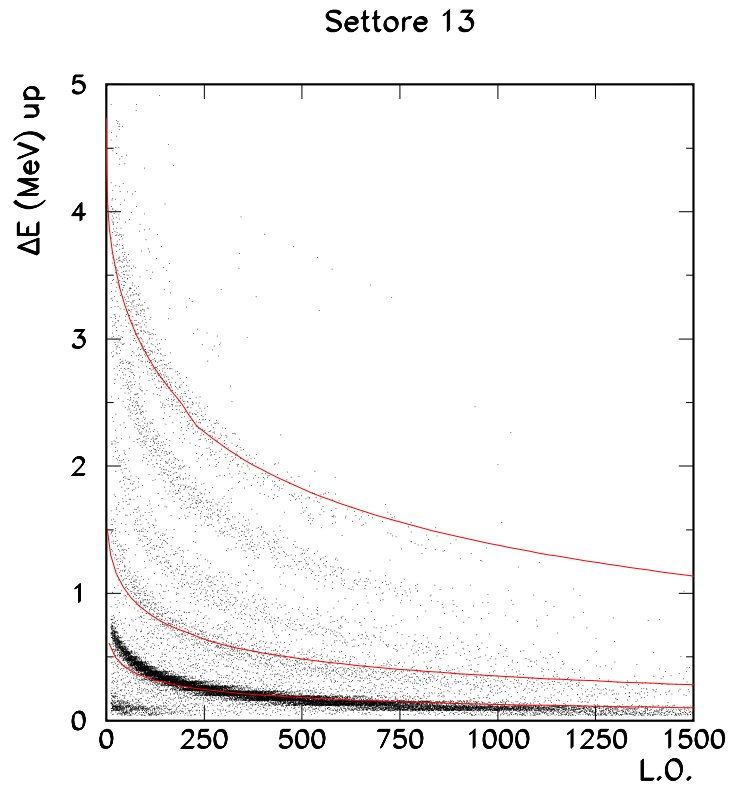


Figure 4.16: Matrice $\Delta E - E$ per la microstrip up calibrata in energia per la microstrip ed in uscita di luce standard per il cesio.

Chapter 5

Conclusioni.

Considerazioni finali sulla calibrazione.

Durante il lavoro di calibrazione si è riscontrata l'importanza di effettuare delle misure di impulsatore con regolarità sia per verificare la stabilità dell'elettronica che per determinare il fattore di scala necessario a poter confrontare tra di loro misure fatte con diversa amplificazione. In questo modo diventa possibile riportare la calibrazione fatta con una determinata amplificazione dei rivelatori anche ad altre misure fatte con amplificazione diversa. Quando si analizzano misure ad energie relativamente alte, non sempre è possibile avere a disposizione un numero sufficiente di misure di calibrazione dai quali si riesca facilmente ad individuare un picco di elastico, per cui diventa più difficile effettuare una calibrazione (nel turno discusso in questa tesi fatto con l'acceleratore lineare ALPI ad energie comprese tra i $10 \div 20$ MeV/u , dati gli angoli di copertura di GARFIELD, solo 1 run di misura ha un picco di elastico sul cesio 7).

Il programma realizzato appositamente per verificare la stabilità dell'elettronica e fornire il rapporto dei fattori di amplificazione tra run diversi, ha dato ottimi risultati come è testimoniato dal fatto che le microstrip, la cui amplificazione non è stata modificata tra i due turni, mostra nel confronto tra il turno a bassa energia e quello ad alta energia variazioni non sistematiche e comunque inferiori al $\pm 1\%$.

Il metodo di selezione dell'angolo di scattering degli eventi di elastico mediante un taglio sui tempi di deriva degli elettroni nella camera a microstrip

(MSGC) ha portato a risultati significativi, anche se l'intervallo temporale può essere ulteriormente ristretto per cercare di introdurre meno indeterminazione nel confronto con i calcoli di perdita di energia che vengono fatti sull'angolo corrispondente al centro del cesio 7.

Il *fit* dei picchi di elastico trovati in funzione dell'energia persa per le microstrip e dei canali sperimentali in funzione dei canali "teorici" nel caso dei cesi proposti nel capitolo 4, per essere realmente significativi, necessitano anche del punto relativo al piedistallo, cioè al segnale che corrisponde a zero energia. Questo è utile per vincolare, le rette a passare in vicinanza del valore del piedistallo misurato.

Per la calibrazione di tutte le matrici $\Delta E-E$ è necessario considerare la dipendenza dall'angolo di rivelazione. Si possono, quindi, selezionare i dati mediante opportuni tagli temporali sui tempi di deriva che corrispondono ai diversi angoli di rivelazione e per ognuno di essi costruire le matrici $\delta E-E$ in maniera del tutto analoga alla procedura illustrata nel capitolo 4. Si procede poi all'assegnazione di ogni punto della matrice ad una linea di Z tramite un algoritmo che valuti la distanza minima da ogni curva. Si può anche utilizzare un metodo di identificazione della carica della particella basato sulle *Funzioni di Identificazione di Particelle* (PIF).

Solamente dopo aver identificato i prodotti della interazione in carica, si può procedere nella calibrazione in energia dei cesi in quanto la loro uscita di luce dipende dalla carica dello ione incidente.

Primi risultati sulla multiframmentazione e prospettive future.

I fenomeni che caratterizzano la regione a bassa energia (sotto $\sim 15 A MeV$) delle reazioni nucleari con ioni pesanti sono molto interessanti perchè si aprono i canali di produzione di più frammenti che rappresentano l'indizio della variazione del comportamento della materia nucleare in condizioni estreme di temperatura e densità.

La natura del meccanismo responsabile della produzione di più frammenti è stata lungamente discussa e solamente una analisi molto mirata può permet-

tere di fare luce sul grado di equilibrio raggiunto al sistema prima di decadere e chiarire se la dinamica giochi un ruolo importante nel sistema in esame. Proprio per questo motivo sia i ricercatori teorici che sperimentali stanno rivolgendo la loro attenzione verso le energie più basse, dove la produzione di più frammenti può essere più facilmente seguita sin dall'inizio.

Un apparato sperimentale come quello di GARFIELD, si pone all'avanguardia per questi studi, data la grande copertura angolare che fornisce, l'alta granularità di rivelatori e la bassa soglia di identificazione degli ioni prodotti ($\sim 1 \text{ AMeV}$) sia per le particelle leggere che per gli ioni più pesanti.

Una investigazione sistematica di questi fenomeni attraverso l'apparato sperimentale GARFIELD presso i Laboratori Nazionali di Legnaro è appena iniziata ([31], [32], [33]) ed il lavoro presentato in questa tesi si pone come uno studio di alcuni problemi di calibrazione per trovare soluzioni da applicare ai futuri turni di misura dedicati più specificatamente al fenomeno della frammentazione.

I primi risultati sono stati ottenuti analizzando i sistemi $^{32}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{32}\text{S} + ^{64}\text{Ni}$ ad 11 AMeV (energia disponibile nel centro di massa di circa 2.5 AMeV) con una configurazione sperimentale che prevedeva l'utilizzo contemporaneo di GARFIELD e del rivelatore anulare descritto nel capitolo 2. L'analisi dei dati è iniziata con l'identificazione delle particelle cariche rivelate e dei frammenti, considerando sia l'intero apparato GARFIELD+rivelatore anulare, che il solo rivelatore anulare che copre gli angoli in avanti compresi tra $3^\circ < \theta < 12^\circ$. Le distribuzioni in carica misurate sono in accordo sia con le predizioni di modelli sequenziali statistici come GEMINI che con modelli di multiframmentazione statistica come SMM e questo conferma che per distinguere nel dettaglio le varie possibilità è necessaria una analisi più selettiva (fig 5.1).

Il primo passo è quello di restringere il range di variazione del parametro di impatto selezionando gli eventi più centrali. Questa condizione si può ottenere imponendo che 3 o più Frammenti di Massa Intermedia (IMF, $Z \geq 3$) siano rivelati in GARFIELD (cioè a grandi angoli) e nessuno nel rivelatore anulare (fig 5.2). Un indizio della validità di questo metodo di selezione è dato dal fatto che una comparazione tra la distribuzione in carica dei tre

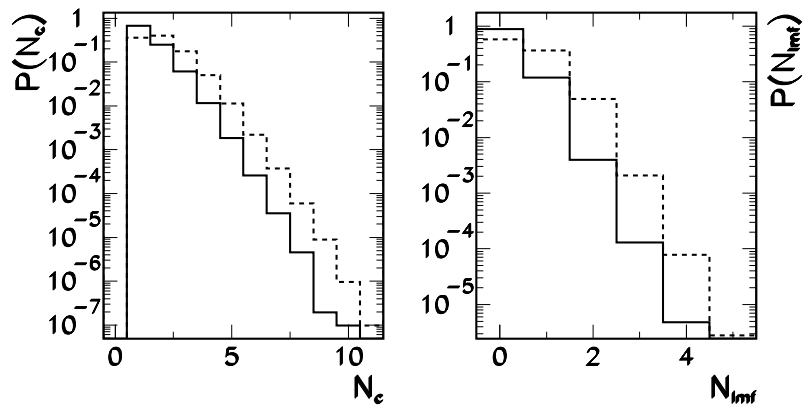


Figure 5.1: A sinistra viene riportata la distribuzione di particelle cariche, a destra la distribuzione in molteplicità dei frammenti di massa intermedia (IMF). Le linee tratteggiate sono le distribuzioni rivelate dall'intero apparato, quelle continue rappresentano la distribuzione rivelata solo da GARFIELD.

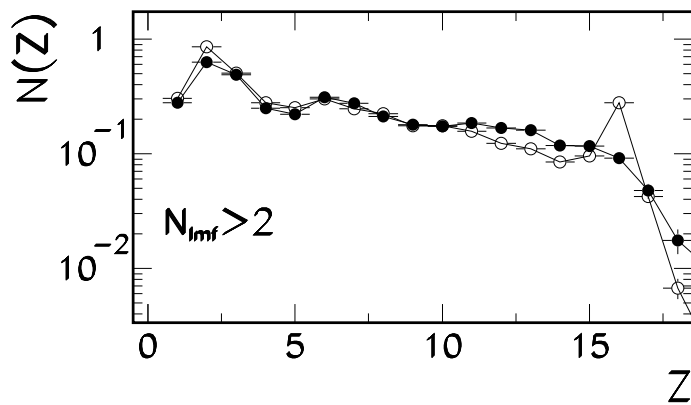


Figure 5.2: Distribuzione in carica dei frammenti di massa intermedia rivelati dall'intero apparato (simboli aperti) e solo da GARFIELD con almeno 3 frammenti rivelati (simboli pieni). Entrambe le distribuzioni sono normalizzate al numero totale di eventi.

frammenti rivelati in GARFIELD e quella prevista dalla Dinamica Classica Molecolare (CMD) per urti centrali ottiene buoni risultati confermando che il parametro di impatto selezionato in questo modo è inferiore a 2.5 fm (fig 5.3).

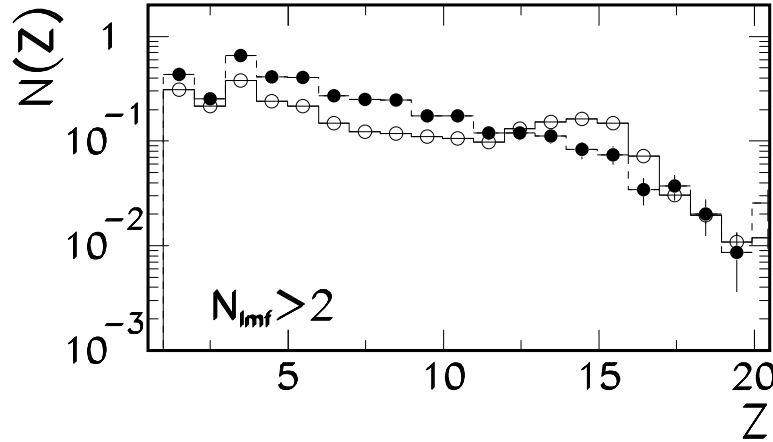


Figure 5.3: *Distribuzione in carica dei IMF predetta dal modello Molecolare Dinamico Classico (CMD) in tutto l'apparato (simboli aperti) e con almeno 3 frammenti rivelati in GARFIELD (simboli chiusi).*

Una volta selezionati gli eventi centrali ed imposto il vincolo ulteriore che la carica totale rivelata sia almeno il 70 % di quella totale, si può studiare la distribuzione in carica dei tre frammenti di carica maggiore (indicati come Z_1, Z_2, Z_3) tramite un Dalitz plot.

Definendo le seguenti coordinate in un sistema cartesiano

$$x = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{(Z_2 - Z_1)}{S_{123}} \quad (5.1)$$

$$y = \frac{Z_3}{S_{123}} - \frac{1}{3} \quad (5.2)$$

nel quale $S_{123} = Z_1 + Z_2 + Z_3$, ogni punto di coordinate (x, y) giace in un triangolo e la distanza d_i da ogni lato i del triangolo è proporzionale alla carica Z_i della particella stessa. In questo modo si riesce a visualizzare facilmente la

distribuzione della carica totale nei 3 frammenti in quanto, in questi grafici, gli angoli dei triangoli sono popolati da eventi nei quali si ha un grosso frammento e due piccoli frammenti; i lati del triangolo sono associati ad eventi tipo fissione (due grossi frammenti ed uno piccolo), mentre il centro del triangolo è associato ad eventi nei quali i tre frammenti prodotti hanno cariche simili.

Utilizzando quindi un Dalitz plot per visualizzare gli eventi sperimentali selezionati, si vede subito come appaiano predominanti gli eventi nei quali i tre frammenti hanno carica simile, caratteristica peculiare dei modelli di multiframmentazione statistica come SMM e dei modelli dinamici. In figura è possibile vedere un confronto tra i dati sperimentali e le previsioni teoriche calcolate mediante il modello dinamico CMD, il modello statistico sequenziale GEMINI con $\langle L \rangle = 48 \hbar$, e il modello statistico di multiframmentazione SMM filtrate per l'accettanza sperimentale (fig 5.4, fig 5.5, fig 5.6, fig 5.7).

Il dissacordo con il modello GEMINI appare evidente. Se si considera un momento angolare solo di $10 \hbar$, come derivato dalla distribuzione di correlazione angolare delle particelle α , non è prevista produzione di 3 frammenti pesanti; prendendo un valore più grande in accordo con il modello di Bass che fissa in $55 \hbar$ il limite superiore per avere una fusione dei due nuclei reagenti, questo modello appare comunque in dissacordo con i dati in quanto predice una rottura del sistema in frammenti fortemente asimmetrici (essenzialmente un frammento più grande emesso ad angoli in avanti e generalmente due frammenti di Litio emessi agli angoli coperti da GARFIELD).

Queste argomentazioni non sono ancora complete perchè una più accurata analisi sulle velocità di correlazione tra i frammenti deve essere ancora effettuata per ottenere una stima del tempo medio di emissione dei frammenti e poter così a parlare a maggior ragione di emissione istantanea di frammenti a bassa energia. Ciò non toglie che questa prima analisi abbia fornito chiare indicazioni di una emissione simultanea e sia una ottima base di partenza per lo studio futuro di osservabili dinamici in modo da poter avere una migliore caratterizzazione del fenomeno stesso.

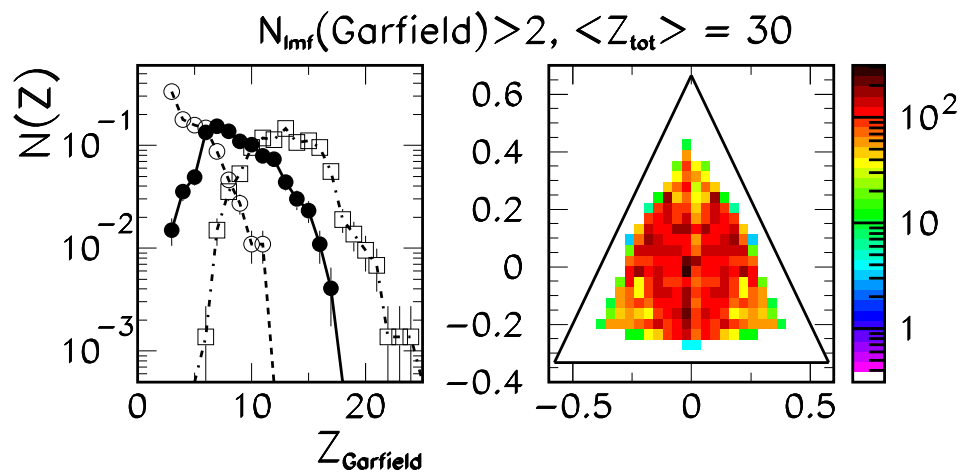


Figure 5.4: A sinistra, viene visualizzata la distribuzione in carica dei tre frammenti più massivi in ogni evento, a destra il Dalitz plot dei dati sperimentali.

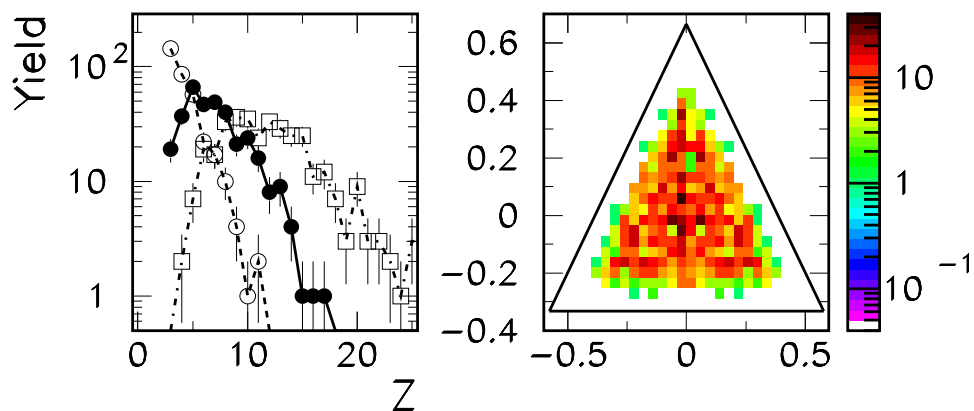


Figure 5.5: Distribuzione in carica dei tre frammenti più massivi in ogni evento ed il Dalitz plot relativo per il modello Molecolare Dinamico Classico.

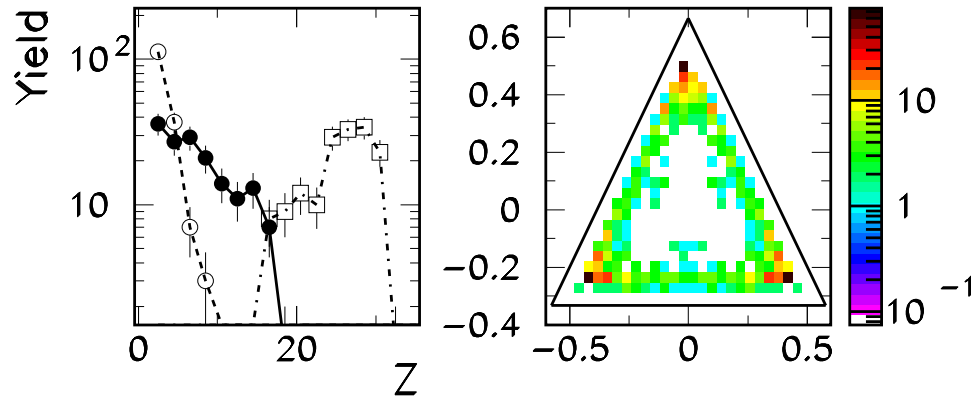


Figure 5.6: *Distribuzione in carica dei tre frammenti più massivi in ogni evento ed il Dalitz plot relativo per il modello a fissione binaria sequenziale (GEMINI).*

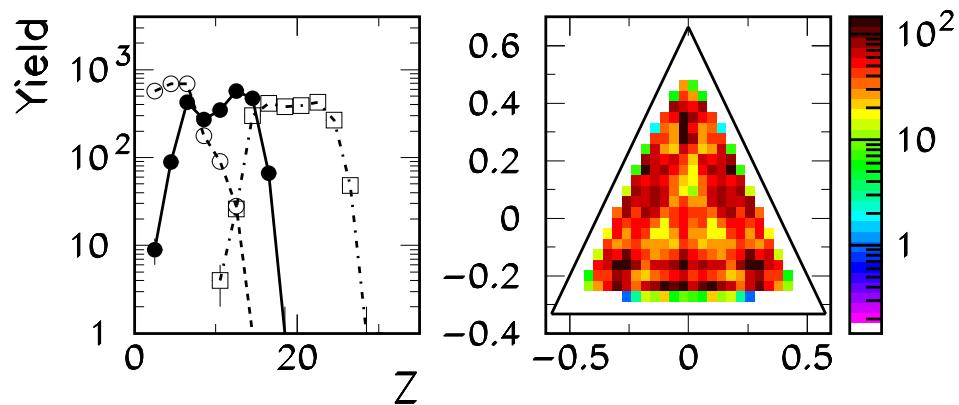


Figure 5.7: *Distribuzione in carica dei tre frammenti più massivi in ogni evento ed il Dalitz plot relativo per il modello Statistico a Multiframmentazione (SMM).*

Appendix A

Descrizione Parallel Plate Avalanche Counters (PPAC) e Si(Li).

A.1 Introduzione

Questa appendice si occuperà di descrivere con maggiori dettagli il funzionamento dei singoli rivelatori che costituiscono questo rivelatore a due stadi che può opportunamente integrare l'apparato GARFIELD, grazie anche al fatto che ha ingombri piuttosto contenuti e prestazioni complementari a quelle di GARFIELD stesso.

A.2 Descrizione dei PPAC

I PPAC hanno dimensioni di 20×20 cm e sono costituiti da due reti di fili anodici, ciascuna formata da fili paralleli di tungsteno dorato di $20 \mu\text{m}$ di diametro e spaziate tra di loro di 1 mm, montate in modo tale da disporre i fili di una singola rete perpendicolarmente rispetto all'altra per poter così rivelare la posizione in 2 dimensioni ([34]). Il piano del catodo, parallelo alle due reti e posto tra di esse ad una distanza di 3 mm da ciascuna, è composto da un foglio di mylar bialuminato di $1.5 \mu\text{m}$ di spessore posto a tensione negativa di circa 500 V in quanto i fili anodici sono per comodità messi a massa attraverso i preamplificatori ai quali sono collegati.

L'intera struttura, è racchiusa da due fogli di mylar alluminato di $1.5 \mu\text{m}$ di spessore distanti 7 mm dal catodo con la funzione di formare in primo luogo un volume chiuso all'interno del quale viene fatto fluire il gas eptano (C_7H_{16}) (vedi appendice B) a 4 mbar scelto per riempire i PPAC ed in secondo luogo, essendo posti a massa, servono anche a schermare il rivelatore da disturbi a radiofrequenza.

Il principio di funzionamento è quello di una camera a multifili (MWPC) che lavora in regime proporzionale: la particella attraversa il gas producendone la ionizzazione, il campo elettrico tra catodo ed anodo provoca la deriva degli elettroni verso il filo anodico più vicino e degli ioni positivi verso il catodo e quando gli elettroni sono in prossimità dei fili anodici, essendo qui il campo più intenso, comincia un processo di moltiplicazione a valanga che produce un segnale finale sul filo anodico più vicino al punto di passaggio della particella stessa. Dal momento che si lavora nella regione di proporzionalità, il segnale raccolto è anche proporzionale alla energia persa dalla particella dentro il gas, ma in generale questa energia è troppo piccola per poter essere significativa.

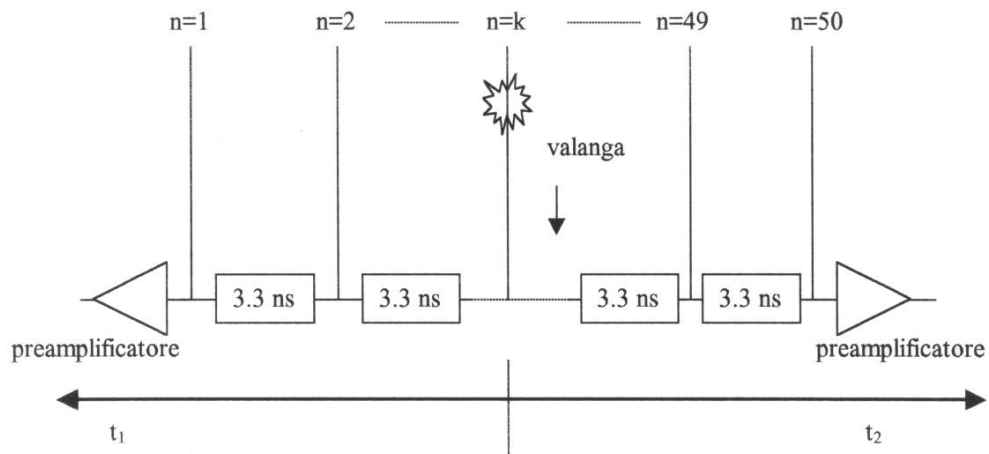


Figure A.1: *Schema dell'elettronica connessa ad una griglia di posizione dei PPAC.*

L'informazione sulle coordinate è fornita dalle due griglie i cui fili sono raggruppati 2 a 2 per aumentare l'ampiezza del segnale raccolto per un totale di 50 gruppi per griglia, determinando così una risoluzione spaziale di circa 2 mm . Per evitare, poi, di dover registrare tutti i gruppi di fili attraverso singoli

preamplificatori, ogni gruppo di fili di una stessa griglia è connesso al seguente mediante un ritardo $t_d=3.3 \text{ ns}$, in modo tale che diventa possibile determinare tra quale gruppo sia passata la particella con solo due preamplificatori posti agli estremi della catena formata da tutti i fili (fig A.1).

Infatti, definendo $T_d = 50t_d$, ed indicando t_1 come l'intervallo di tempo tra il segnale di START fornito dal catodo e l'arrivo del segnale ad un estremo della linea di ritardo, con t_2 l'intervallo corrispondente al secondo estremo, con t_v il tempo di produzione di una valanga ed infine con t_0 il ritardo (circa uguale per i due segnali) introdotto dal filo stesso, si ottiene

$$t_1 = T_d - nt_d + t_0 + t_v \quad (\text{A.1})$$

$$t_2 = nt_d + t_0 + t_v \quad (\text{A.2})$$

dove n corrisponde alla posizione del gruppo all'interno della catena di ritardi nel quale è passata la particella. Si può quindi facilmente ricavare n dalle equazioni precedenti

$$n = \frac{T_d - (t_1 - t_2)}{2t_d} \quad (\text{A.3})$$

Grazie a questa semplificazione, ci sono solo 5 preamplificatori per ogni PPAC che sono montati direttamente su di essi per evitare il rumore che potrebbe essere raccolto dai cavi di collegamento. Di questi 5 quindi, due sono sistemati all'inizio e alla fine della catena di ritardi di ogni singola griglia per avere informazioni sul punto di impatto della particella, e l'ultimo preamplificatore è dedicato al segnale fornito dal catodo che è particolarmente veloce e viene perciò sfruttato per la determinazione dell'istante di passaggio della particella stessa.

Il piccolo valore del tempo di salita del segnale proveniente dal catodo, insieme a correzioni in sede di analisi per compensare i differenti ritardi con cui si propaga il segnale stesso in dipendenza della posizione di impatto, permettono risoluzioni temporali $< 1 \text{ ns}$, parametro fondamentale dal momento che questi rivelatori nell'apparato di misura in esame sono utilizzati per la misura di un tempo di volo. Nelle condizioni di lavoro standard (pressione interna 4 mbar , energie massime in gioco di circa 15 AMeV , tensione del catodo di

circa $-500 V$), l'efficienza dei PPAC, definita come la probabilità di rivelare uno ione, è prossima al 100 % solo per ioni con $Z > 10$ (cui corrispondono in media $A > 20$), mentre per masse o cariche minori l'efficienza, essendo legata alla quantità di energia persa dallo ione nel volume di gas sensibile, va rapidamente a zero, perchè il segnale raccolto, diminuendo in intensità, diventa sempre più confrontabile con il rumore di fondo.

A.3 Descrizione dei rivelatori $Si(Li)$

Per completare l'informazione temporale e spaziale ottenuta dai PPAC, vengono posti dei rivelatori a semiconduttore ($Si(Li)$) di forma quadrata con lato di $5 \times 5 \text{ cm}$ dietro ad essi a cavallo del piano di reazione.

I rivelatori a $Si(Li)$ sono costituiti fondamentalmente da una giunzione n-p che consiste in pratica nell'opportuno accostamento, mediato da processi tecnici particolari, di una parte di silicio drogata con un elemento appartenente al terzo gruppo (come Gallio, Boro ed Indio), che avendo solo 3 elettroni nella shell più esterna crea un eccesso di lacune nel reticolo (zona drogata p), e di una parte di silicio drogata con un elemento appartenente al quinto gruppo (come Arsenico, Fosforo ed Antimonio) che al contrario porta un eccesso di elettroni nel reticolo (zona drogata n) ([36]). Una illustrazione di questo processo è data in fig A.2.

La costituzione di una giunzione n-p, determina la formazione di una zona speciale nella interfaccia tra le due in quanto, per un processo di diffusione, si ha una migrazione delle cariche maggioritarie verso la zona nella quale sono minoritarie. In pratica, a causa della differenza di concentrazione, le lacune tendono a migrare verso la zona drogata n mentre gli elettroni verso la zona drogata p, creando quindi una regione in corrispondenza dell'interfaccia tra le due zone nella quale si ha una forte probabilità di ricombinazione.

Tenendo poi conto che nella situazione iniziale si partiva da due zone neutre, questo flusso di cariche da una parte all'altra della giunzione porta ad una situazione nella quale la zona drogata n si carica positivamente a causa del flusso entrante di ioni positivi, mentre la zona p si carica negativamente

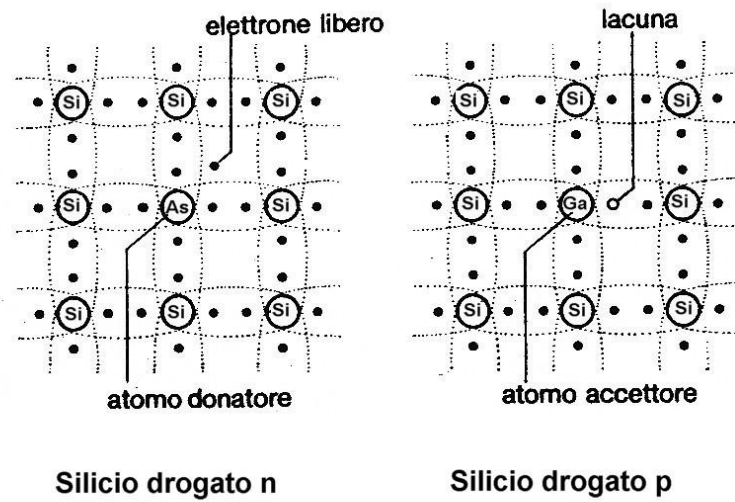


Figure A.2: Schema di un reticolo di silicio drogato p e drogato n. Per chiarezza, come elemento drogante è stato scelto da un lato il Gallio e dall'altra l'Arsenio ([35]).

per il flusso entrante di elettroni. In conseguenza di ciò, si crea un campo elettrico che si oppone al processo di diffusione stesso che lo ha generato fino al raggiungimento di un equilibrio.

La zona in prossimità della giunzione nella quale non si hanno cariche libere a causa del processo di ricombinazione e della presenza del campo elettrico stesso, viene chiamata "zona di svuotamento" e rappresenta, in pratica, la vera area sensibile del rivelatore (fig A.3).

Il principio di funzionamento di un rivelatore a stato solido come questo è simile a quello dei rivelatori a gas. Infatti in un semiconduttore, lo ione incidente, interagendo con il reticolo del materiale nella zona di svuotamento, produce coppie elettrone-lacuna in numero proporzionale alla energia persa, coppie che poi vengono trasportate ai capi della giunzione dal campo elettrico creando così un segnale elettrico che può venire analizzato. I vantaggi rispetto ad un rivelatore a gas risiedono nel fatto che l'energia necessaria alla creazione di una coppia elettrone-lacuna è inferiore di un fattore dieci a quella necessaria alla ionizzazione del gas e quindi si ha una maggiore risoluzione in energia e soprattutto, data la densità superiore di circa 1000 volte, si ha

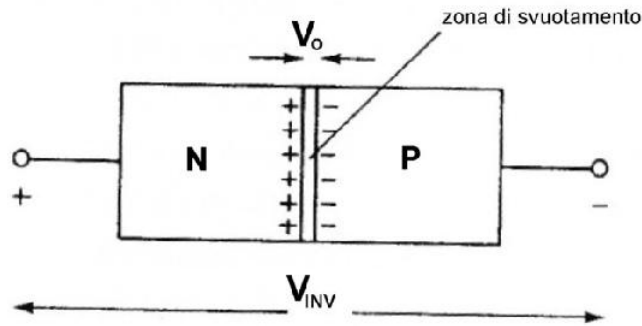


Figure A.3: Schema di una giunzione n-p ai capi della quale viene data una tensione inversa capace di allargare la zona di svuotamento ([37]).

un potere frenante nettamente superiore.

Un ulteriore accorgimento per allargare la zona sensibile del rivelatore ed aumentare anche il campo elettrico intrinseco presente ai capi della giunzione e migliorare, così, la raccolta della carica prodotta dalla ionizzazione della particella incidente, consiste nell'applicare una tensione "inversa" al silicio tale che la parte drogata P viene posta a tensione negativa mentre la parte drogata N è a tensione positiva. In questo modo in ognuna delle due zone i portatori di carica maggioritari vengono allontanati dalla zona di giunzione con conseguente allargamento della zona di svuotamento.

Nel caso particolare dei rivelatori in questione, il silicio è drogato anche con del Litio creando così una giunzione p-i-n nella quale la parte centrale viene chiamata regione compensata perchè contiene un egual drogaggio di tipo p e di tipo n.

Ovviamente questo non è un risultato semplice da ottenere e prevede proprio l'utilizzo del litio come donatore di elettroni sulla superficie di un silicio drogato p tramite un processo piuttosto complesso. La sua successiva diffusione, crea alla fine proprio una giunzione p-i-n nella quale la regione di compensazione ha caratteristiche uguali alla zona di svuotamento descritta prima.

Una delle caratteristiche principali dei rivelatori di questo tipo è che pos-

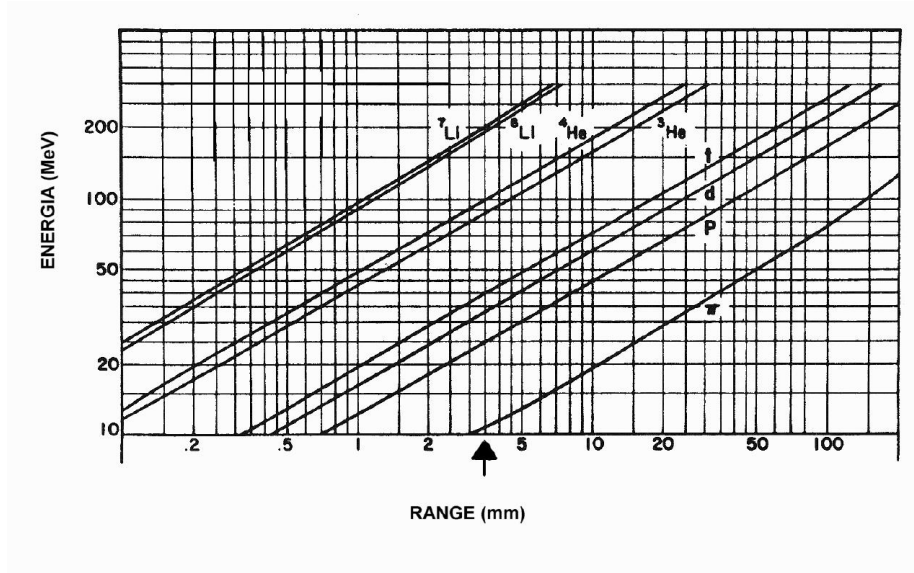


Figure A.4: Distanza percorsa all'interno del silicio (Range) in funzione dell'energia posseduta dalle singole particelle. La freccia indica lo spessore di 3.5 mm.

sono essere ottenuti spessori molto elevati (fino a circa 5 mm), permettendo così di misurare l'energia persa al proprio interno anche da parte di particelle molto energetiche. Un problema, infatti, particolarmente evidente per le particelle leggere e per particelle molto energetiche che ogni tipo di rivelatore di energia deve affrontare, è proprio quello di avere un potere frenante sufficiente a fermare le particelle di cui deve stimare l'energia stessa, altrimenti l'informazione raccolta non è completa. In particolare, i $\text{Si}(\text{Li})$ utilizzati in questo caso hanno uno spessore di 3.5 mm, che permette di rivelare protoni fino a 25 Mev (fig A.4).

Per quanto riguarda, invece, la risoluzione energetica a cui questi rivelatori possono arrivare, essa è stimata in laboratorio in maniera del tutto analoga al caso dei cesi. Si utilizza, quindi, una sorgente radioattiva tripla e si stima la separazione ottenuta nello spettro energetico tra i tre picchi corrispondenti alle emissioni dei tre singoli elementi radioattivi. In questo caso, tutti i silici utilizzati garantiscono una risoluzione compresa tra il 2% ed il 4%.

Appendix B

I sistemi di flussaggio dei PPAC e di GARFIELD.

B.1 Introduzione

Un problema fondamentale da affrontare quando si utilizza una camera a ionizzazione di qualsiasi forma e dimensione è quello di gestire l'invecchiamento del gas contenuto al suo interno.

Si ha, infatti, un deterioramento fisico del gas stesso che, sottoposto all'interazione con gli ioni da rivelare, si ionizza o si spezza in molecole più piccole come nel caso degli idrocarburi, perdendo così in efficienza di rivelazione. Per ovviare a questo, si deve continuamente flussare gas nuovo all'interno della camera a deriva, in modo tale da rinnovare continuamente il gas e mantenerne così sempre alta l'efficienza. Il sistema di ricircolo del gas, inoltre, può essere aperto oppure chiuso, a seconda che il gas vecchio in uscita dalla camera a deriva venga o meno riutilizzato.

B.2 I PPAC

Un sistema di ricircolo piuttosto semplice è sicuramente quello legato ai PPAC, in quanto il volume di gas in gioco è piuttosto piccolo (possiamo schematizzare i PPAC come un quadrato di $20 \times 20 \text{ cm}$ per uno spessore di 1.5 cm) e quindi anche tutta la struttura necessaria è proporzionalmente adeguata. Infatti si tratta di un sistema di ricircolo a perdere, nel quale il

gas eptano (C_7H_{16}) in uscita dai PPAC viene disperso nell'ambiente.

Questa scelta, che semplifica nettamente il sistema di ricircolo, è possibile proprio grazie al fatto che il flusso in uscita è molto basso e quindi non vi è pericolo di una eccessiva concentrazione di gas pericoloso nell'ambiente e grazie alla relativa economicità del gas utilizzato. Il sistema prevede un recipiente nel quale viene conservato l'eptano in forma liquida (si tratta di un liquido molto volatile che quindi evapora quasi istantaneamente) collegato ai PPAC mediante una valvola che permette di regolarne il flusso in entrata.

In uscita dai PPAC, una ulteriore valvola, dotata anche essa di una regolazione fine, permette di stabilire il flusso in uscita. Queste due regolazioni permettono di gestire manualmente le operazioni di riempimento e svuotamento, mentre la situazione normale che prevede la presenza all'interno dei PPAC di una pressione costante viene gestita automaticamente dal sistema una volta impostata la pressione desiderata.

Naturalmente le operazioni di riempimento e svuotamento sono particolarmente delicate in quanto avvengono in una situazione nella quale la camera di scattering esterna ai PPAC si trova ad una pressione di $10^{-5} mbar$ per cui bisogna tenere sotto controllo le differenze di pressione tra l'interno dei PPAC e la camera di scattering. Una sovrappressione infatti farebbe esplodere i fogli di mylar che delimitano i PPAC stessi, mentre una sottopressione (eventualità possibile mentre si fa un rientro in aria della camera di scattering) li farebbe implodere.

Per sicurezza, quindi, il sistema di ricircolo è collegato al volume interno della camera di scattering con 2 *bypass* che, una volta aperti, evitano che si crei una differenza di pressione significativa nei momenti di messa in aria o messa in vuoto di tutta la camera di scattering. Inoltre, aprendo semplicemente il *bypass*, si possono svuotare velocemente i PPAC, anche il vuoto all'interno del camerone può peggiorare.

Il sistema è anche dotato di una pompa per la pulizia dei tubi compresi tra il recipiente di eptano e l'ingresso dei PPAC e di una valvola di sfogo esterna che collega tutto il sistema con l'ambiente esterno. Questa valvola, in particolare, diventa fondamentale nel caso di sottopressione nei PPAC in una fase di messa in aria della camera di scattering perchè può servire ad aumentare

velocemente la pressione dentro ai PPAC omogeneizzandola a quella presente all'esterno dei PPAC.

B.3 GARFIELD.

Si tratta di un sistema di ricircolo nettamente più complesso del precedente (fig B.1) e per questo utilizza un sistema automatizzato interfacciato con pannelli di controllo di tipo "touch screen". In questo modo si riescono ad avere sotto controllo numerosi valori di pressione e temperatura misurati in posizione chiave (all'interno della camera di scattering o dentro GARFIELD) e soprattutto è possibile visualizzare lo schema completo del sistema con anche la rappresentazione dello stato delle valvole (accese=aperte, spente=chiusure). La gestione di tutte le operazioni di riempimento e svuotamento della camera a deriva di GARFIELD viene fatta tramite un continuo dialogo tra il sistema e l'utente in quanto alcune valvole chiave del sistema, come la valvola che gestisce il flusso di entrata e quello di uscita, sono a comando manuale. Il sistema, quindi, guida l'utente passo per passo comunicandogli le operazioni da fare e chiedendo poi conferma. In caso di problemi, il sistema visualizza un messaggio di errore.

La differenza fondamentale rispetto al sistema precedente, sta nel fatto che in questo caso il gas viene recuperato, ricompresso e poi reimpresso in un serbatoio generale. Ciò aumenta la complessità di tutto l'apparato.

Dal punto di vista pratico, comunque, l'impostazione non è molto diversa. Il gas viene immesso in un serbatoio dal quale viene fatto fluire attraverso una valvola di gestione del flusso di entrata che può essere aperta, chiusa oppure messa in automatico sotto gestione completa del sistema che la apre e la chiude opportunamente per mantenere costante la pressione all'interno di GARFIELD. Stessa cosa per la valvola di gestione del flusso in uscita e anche in questo caso la presenza di due *bypass* tra il sistema e la camera di *scattering* garantiscono il fatto che non si crei una differenza di pressione eccessiva con conseguenze disastrose.

La maggior complessità del sistema si riflette nel fatto che ogni volta che si immette il gas all'interno di GARFIELD, si deve controllare se i tubi che

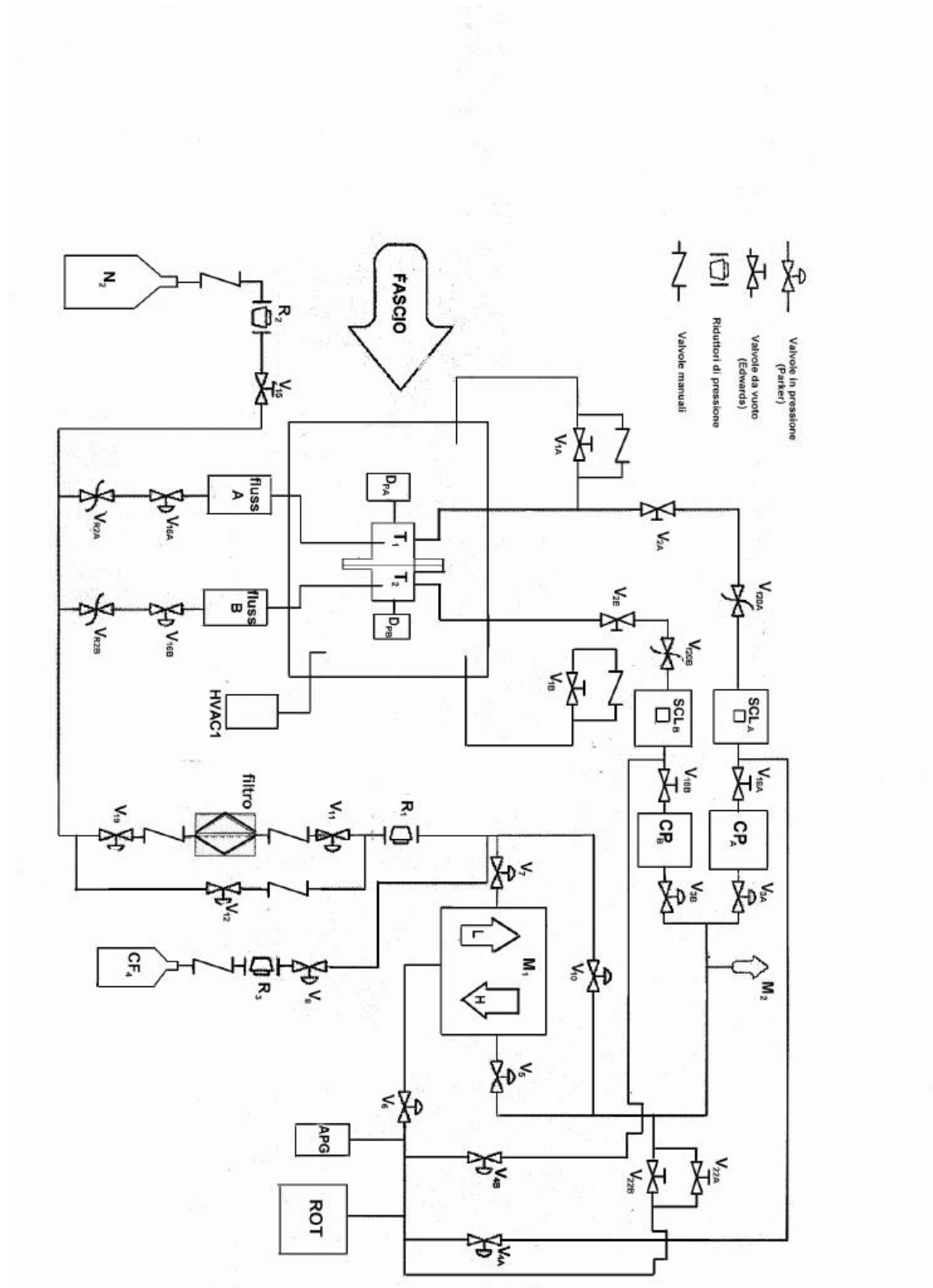


Figure B.1: Schema del sistema di ricircolo dell'apparato GARFIELD.

costituiscono il sistema stesso siano vuoti oppure pieni di aria. In questo caso, prima di procedere, bisogna svuotarli e spesso per compiere questa operazione bisogna operare manualmente su alcune valvole attraverso l'apposito pannello di controllo.

Per quanto riguarda l'operazione di rimessa in aria della camera di *scattering*, dopo aver svuotato completamente GARFIELD dal CF_4 , per garantire che si abbia sempre una leggera sovrappressione dentro GARFIELD, si immette dell'azoto a perdere. La scelta dell'azoto è dovuta al fatto che rispetto all'aria garantisce una minore umidità all'interno della camera di scattering. Rispetto al sistema precedente, il maggior flusso di gas necessita anche della presenza di opportuni riduttori di pressione.

Appendix C

Listati dei programmi utilizzati.

C.1 Introduzione

In questa appendice vengono presentati i listati dei programmi usati per l'analisi delle misure con impulsore eseguite durante i due turni sperimentali. Ognuno di essi è opportunamente commentato per renderlo più chiaro.

C.2 Programma principale turno Tandem.

```
macro tandem
ve/del *
hi/del *
nriv=0
close 20
close 21
close 22
close 23
close 24
close 25
hi/file 20 r09apfe02tan_garf.ntdat 8191
hi/file 21 r12apfe02tan_garf.ntdat 8191
hi/file 22 r16apfe02tan_garf.ntdat 8191
hi/file 23 r29apfe02tan_garf.ntdat 8191
hi/file 24 r35apfe02tan_garf.ntdat 8191
hi/file 25 r43apfe02tan_garf.ntdat 8191
do i=1,24
```

```

    set=100*[i]
    ve/del *
    hi/del *
    do j=1,8
*****
Il ciclo do esterno e' sui 24 settori, quello interno sui 16
rivelatori per ogni settore (4cesi,4 microstrip con due
diverse amplificazioni).
*****
    ve/cr x(4096)
    ve/cr y(4096)
    ve/cr xpicco(110)
    ve/cr ypicco(110)
    ve/cr xpicco1(110)
    ve/cr xlim(2)
    ve/cr x10(2)
    ve/cr x50(2)
    ve/cr err(110)
    ve/cr diff12a(110) r
    ve/cr m(1)
    ve/cr ped(384)
    ve/cr xtras(111)
*****
Il vettore rot(12) contiene i valori di pulser impostati a cui
devono corrispondere i picchi dei vari spettri. Il vettore
raprot(12) contiene i rapporti tra due valori di picchi
consecutivi. Questi valori saranno poi confrontati con i
rapporti tra picchi consecutivi per assegnare in modo univoco
ogni picco al valore nominale di pulser che l'ha generato.
Dal file pedestal.dat, vengono letti i valori dei piedistalli
di tutti i rivelatori settore per settore.
*****
    nriv=[nriv]+1
    if [j]=1 then
        riv=mups
    endif
    if [j]=3 then

```

```

        riv=mupd
endif
if [j]=5 then
        riv=mdows
endif
if [j]=7 then
        riv=mdowd
endif
if [j]=9 then
        riv=cs5
endif
if [j]=11 then
        riv=cs6
endif
if [j]=13 then
        riv=cs7
endif
if [j]=15 then
        riv=cs8
endif

```

Grazie a questa serie di condizioni, ogni volta che si itera sul ciclo do interno si cambia il rivelatore da analizzare

```

cd //lun20
1d 110 '' 4096 0 4096
nt/pro 110 [set].[riv] [riv]>0
cd //lun21
nt/pro 110 [set].[riv] [riv]>0
cd //lun22
nt/pro 110 [set].[riv] [riv]>0
hi/get_vect/abscissa 110 x
hi/get_vect/contents 110 y
    if ([j].le.7) then
        soglia1=10
        soglia2=5
        soglia3=0
    
```

```

        soglia4=0
        soglia5=0
        soglia6=1
        soglia7=1000
    else
        soglia1=9
        soglia2=5
        soglia3=0
        soglia4=0
        soglia5=0
        soglia6=0
        soglia7=0
    endif
    call trovapicchi.for([soglia1],[soglia2],[soglia3],
        [soglia4],[soglia5],[soglia6],[soglia7])
*****
Si crea un istogramma monodimensionale per riempirlo con lo
spettro corrispondente al settore corrente (determinato dal
ciclo do esterno) e al rivelatore corrente (determinato dal
ciclo do interno). L'operazione viene ripetuta tre volte
perche' si riferisce ogni volta ad un file diverso e quindi si
aumenta di un fattore 3 la statistica. Si preleva poi il valore
di ascissa ed ordinata di ogni canale dell'istogramma
mettendolo nelle variabili x ed y che sono passate alla routine
trovapicchi.for dopo aver calibrato opportunamente i parametri.
*****
        p=m(1)
        sigma xtras=ls(xpicco,1)
        sigma diff12a=xpicco-xtras
*****
Nel vettore diff12a vengono messe le differenze tra picchi
consecutivi. La variabile p, invece, rappresenta il numero di
picchi trovati.
*****
        hi/del 110
        ve/del x
        ve/del y

```



```

do ii=2,[fine]
    dum1=diff12a([ii])
    dum2=diff12b([ii])
    cont1=[cont1]+[dum1]
    cont2=[cont2]+[dum2]
enddo
media1=[cont1]/([fine]-1)
media2=[cont2]/([fine]-1)
ampli=[media2]/[media1]
*****
Dopo aver ricreato l'istogramma contenente lo stesso rivelatore
del precedente per i 3 run di pulser successivi, viene di nuovo
lanciata la routine trovapicchi.for e creato il vettore diff12b
che contiene le differenze tra due picchi consecutivi. A questo
punto si fa la media aritmetica delle differenze nei due casi
ed il rapporto di amplificazione e' il rapporto tra le due
medie. Infine viene creato un file nel quale vengono scritti il
settore, il codice che individua il rivelatore ed il rapporto
di amplificazione.
*****
ve/cr set(1) r [i]
ve/cr nu(1) r [j]
ve/cr r(1) r [ampli]
    if [nriv]=1 then
        v/write set(1),nu(1),r(1) r1tan.dat '(3f10.4)' 'o'
    else
        if [nriv]=192 then
            v/write set(1),nu(1),r(1) r1tan.dat '(3f10.4)' 'c'
        else
            v/write set(1),nu(1),r(1) r1tan.dat '(3f10.4)' ' '
        endif
    endif
enddo
hi/del 110
ve/del *
enddo
enddo
return

```

C.3 Programma principale turno di Alpi.

```
macro alpi
ve/del *
hi/del *
nriv=0
close 20
close 21
hi/file 20 r29_alpi_fe02.ntdat 8191
hi/file 21 r52_fe02_alpi.ntdat 8191
do i=1,24
  set=100*[i]
  ve/del *
  hi/del *
  do j=1,16

      [vedi macro tandem]
  if [j]=1 then
      riv=mups
  endif
  if [j]=2 then
      riv=mupsx
  endif
  if [j]=3 then
      riv=mupd
  endif
  if [j]=4 then
      riv=mupdx
  endif
  if [j]=5 then
      riv=mdows
  endif
  if [j]=6 then
      riv=mdowsx
  endif
  if [j]=7 then
      riv=mdowd
  endif
endif
```

```
if [j]=8 then
    riv=mdowdx
endif
if [j]=9 then
    riv=cs5
endif
if [j]=10 then
    riv=cs5x
endif
if [j]=11 then
    riv=cs6
endif
if [j]=12 then
    riv=cs6x
endif
if [j]=13 then
    riv=cs7
endif
if [j]=14 then
    riv=cs7x
endif
if [j]=15 then
    riv=cs8
endif
if [j]=16 then
    riv=cs8x
endif
1d 110 '' 4096 0 4096
nt/pro 110 [set].[riv] [riv]>0
hi/get_vect/abscissa 110 x
hi/get_vect/contents 110 y
if ([j]=1).or.([j]=3).or.([j]=5).or.([j]=7) then
    soglia1=120
    soglia2=50
    soglia3=0
    soglia4=0
    soglia5=0
```

```

soglia6=50
soglia7=1000

else
if ([j]=2).or.([j]=4) then
    soglia1=20
    soglia2=16
    soglia3=16
    soglia4=16
    soglia5=16
    soglia6=5
    soglia7=5

else
if ([j]=6).or.([j]=8) then
    soglia1=50
    soglia2=20
    soglia3=0
    soglia4=0
    soglia5=0
    soglia6=20
    soglia7=1000

else
if ([j]=9).or.([j]=11).or.([j]=13).or.([j]=15) then
    soglia1=50
    soglia2=25
    soglia3=0
    soglia4=0
    soglia5=0
    soglia6=20
    soglia7=1000

else
    soglia1=20
    soglia2=10
    soglia3=10
    soglia4=10
    soglia5=10
    soglia6=5
    soglia7=5
```

```

endif
endif
endif
endif
call tro vapicchi3.for([soglia1],[soglia2],[soglia3],
                      [soglia4],[soglia5],[soglia6],[soglia7])
*****
L'unica differenza rispetto al programma precedente sta nel
fatto che in questo caso non e' necessario sommare piu' run per
avere sufficiente statistica e che l'analisi e' fatta anche per
i rivelatori ad alta amplificazione.
*****
                      [vedi macro tandem]
hi/del 110
ve/del *
enddo
enddo
return

```

C.4 Trovapicchi.for

```

subroutine trovapicchi3(nn1,nn2,nn3,nn4,nn5,nn6,nn7)
vector x(4096)
vector y(4096)
vector xpicco(110)
vector ypicco(110)
vector xlim(2)
vector xlimite(2)
vector x10(2)
vector x50(2)
vector err(110)
vector m(1)

soglia=nn1
k=0
npic=0
do i=4,4092

```

```

if (k.eq.0) then
  if (y(i).ge.nn2.and.y(i+1).ge.nn3.and.
    y(i+2).ge.nn4.and.y(i+3).ge.nn5) then
    k=k+1
    xlim(k)=x(i)+0.5
  endif
else
  if (y(i).le.nn6.and.y(i+1).le.nn7) then
    k=k+1
    xlim(k)=x(i)+0.5
  endif
endif

```

Il ciclo do esterno e' sui canali dello spettro. Il primo if rappresenta la condizione per trovare il primo estremo del picco, il secondo if pone al condizione sul secondo estremo. Una volta trovati entrambi gli estremi (cioe' k=2) si puo' proseguire nella analisi.

```

if (k.eq.2) then
  npic=npic+1
  ypicco(npic)=4
  do l=xlim(2),xlim(1)
    if (ypicco(npic).lt.y(l)) then
      ypicco(npic)=y(l)
      xpicco(npic)=x(l)+0.5
    endif
  enddo

```

Viene trovato il picco massimo confrontando tra di loro tutti i canali compresi tra gli estremi trovati prima.

```

nmin=10000
y50=ypicco(npic)*0.5
do j=xpicco(npic),xlim(1),-1
  n=abs(y(j)-y50)
  if (n.le.nmin) then

```

```

                nmin=n
                num=npic
                x50(1)=j
            endif
        enddo
nmin=10000
    do j2=xpicco(npic),xlim(2)
        n=abs(y(j2)-y50)
        if (n.le.nmin) then
            nmin=n
            num=num+1
            x50(2)=j2
        endif
    enddo
err(npic)=x50(2)-x50(1)
*****
Viene calcolata la larghezza a meta' altezza trovando i due
canali a destra e a sinistra del picco che maggiormente si
avvicinano alla meta' del picco massimo.
*****
        if (ypicco(npic).le.soglia) then
            xpico(npic)=0
            ypicco(npic)=0
            err(npic)=0
            xpico(npic)=0
            npic=npic-1
        endif
    k=0
    endif
enddo
*****
Dop un controllo sull'ordinata del picco, k viene rimesso
uguale a zero e si cerca un nuovo picco.
*****
m(1)=npic
return
end

```

Bibliography

- [1] D. Duran, E. Surand, B. Tamain, "*Nuclear dynamics in the nucleonic regime*"; Insitute of physics publishing Bristol and philadelphia (2001)
- [2] P. Glässel, et al. *Z. Phys.*, A310, 189 (1983)
- [3] G. Casini et al. *Phys. Rev. Lett.*, 71, 2567 (1993)
- [4] A. Olmi, *Nucl. Phys.*, A471, 100c (1987)
- [5] D. Pelte et al. *Phys. Rev.*, C39, 553 (1989)
- [6] P. Bocaccio et al. *Z. Phys. J.*, A354 121 (1996) e *Eur. Phys. J.*, A1, 399 (1998)
- [7] L. Vannucci et al. *Eur. Phys. J.*, A7, 65 (2000)
- [8] F. Gramegna et al. "*Proposta STREGA commissione scientifica gruppo III INFN*", 1999
- [9] R.J. Charity et al. *Nucl. Phys.*, A483, (1988) 371
- [10] J.P. Boudoorf, A.D Boutvina, A.S. Ilijinov, I.N Mishustin, K. Sneppen *Phy. Rep.*, 257, (1995) 133
- [11] M. Belkacem, V. Latora e A. Bonasera *Phys. Rev.*, C52, (1995) 271
- [12] A. Bonasera, M. Bruno, C.O. Dorso, P.F. Mastinu, *N. Cimento*. Vol 23 N.2 (2000)
- [13] F. Gramegna et al., *Nucl. Instr. and Meth.* A389 (1997) 474-478
- [14] F. Gramegna, "*The GARFIELD proposal*", Legnaro (1993), non pubblicato

- [15] P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, M. Bruno, M. D'Agostino and L. Manduci, *Nucl. Instr. and Meth.* A338 (1994) e A343 (1994) 663
- [16] W.R. Leo, "*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*"; Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994)
- [17] A. Lanchais, "*GARFIELD:un apparato per misure di reazioni tra ioni pesanti ad energie intermedie*", tesi di laurea, Università degli Studi di Bologna, Corso di Laurea in Fisica
- [18] F. Tonetto, et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, A420, 181 (1999)
- [19] F. Gramegna, "*Proceedings of the international workshop on Micro-strip Gas Chambers*", Legnaro 1994; editors G.Della Mea, F. Sauli
- [20] M. Chiari, A. Lanchais, F. Tonetto, L. Travaglini, *Nucl. Instr. and Meth.* A484 (2002) 111-117
- [21] G. Casini, "*Calibration of PPAC of the GARFIELD array*", LNL-PPAC proposal 99/52
- [22] S. Cavallaro, <http://macdoc.lns.infn.it/utenti/OLYMPUS-camera/cavallaro-7-Lug-00/strega1.jpg>
- [23] A. Ordine et al., *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol.45, N°3, giugno 1998
- [24] W. De Cesare, "*Realizzazione di un nuovo sistema di read-out per sistemi di acquisizione in esperimenti di fisica nucleare e subnucleare*", Tesi di Laurea, Università degli Studi di Napoli, Corso di Laurea in fisica
- [25] AA.VV., "*The ALPI project*", LNL Internal Report (1992)
- [26] AA.VV., "*Constant Fraction Discriminator control for GARFIELD*", LNL-INFN (REP)- 160/00
- [27] R. Brun, O. Couet, C. Vandoni, P. Zandarini, "*PAW Physics Analysis Workstation* ", CERN, Geneva

- [28] J.F. Ziegler, "*Stopping Powers and Ranges of Ions in Matter*", vol3, Pergamon Press
- [29] P.F. Mastinu et al., "*Proceeding of tro III Latinamerican Workshop on Nuclear and Heavy ion Physics*", 13-17 settembre 1999, San Andreas, Colombia
- [30] U. Abbondanno et al., "*Calibrating the CsI(Tl) detectors of the GARFIELD apparatus*", in corso di stampa su Nucl. Instr. and Meth.
- [31] A. Lanchais et al., "*Experimental evidence of multifragment production at low incident energies*", Proceedings of IWM 2001, Catania novembre 2001
- [32] F. Gramegna et al., "*Multifragment production at low incident energies*", LNL Annual Report 2001
- [33] F. Gramegna et al., "*Preliminary result and future activities at the Garfield apparatus*", Proceeding of the International Conference on Nuclear Physics at Border Lines, Lipari, Maggio 2001
- [34] H. Stelzer, *Nucl. Instr. and Meth.*, A 133 (1976) 409
- [35] R. Fieschi, "*Enciclopedia della fisica*", volume II
- [36] G.F. Knoll, "*Radiation detection and measuraments*", Wiley, New York (1989)
- [37] "*Enciclopedia europea*", volume X, Garzanti