

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea in Fisica

**SISTEMA DI RIVELATORI
PER ESPERIMENTI DI
FISICA NUCLEARE**

Tesi di Laurea Triennale

Tesi di:
MARCO IULIANO

Relatore:
Chiar.mo Prof.
MAURO BRUNO

I Sessione
Anno Accademico 2011-2012

INDICE

1. Problematica fisica	1
1.1. Reazioni fra ioni pesanti	1
1.2. Potenziali di interazione	2
1.3. Classificazione delle reazioni fra ioni pesanti.....	4
1.4. Multiframmentazione e nuclei caldi.....	13
1.5. Altri processi di reazione.....	17
1.5.1. Fissione.....	17
1.5.2. Vaporizzazione.....	18
1.5.3. Conclusioni.....	18
2. L'apparato G.A.R.F.I.E.L.D	21
2.1. Introduzione.....	21
2.2. Descrizione dell'apparato esistente.....	23
2.3. Cristalli di ioduro di cesio.....	26
2.4. Microstrip gas chamber (MSGC).....	29
2.4.1. Partitore.....	33
2.5. Parallel plate avalanche counter (PPAC).....	33
2.6. Ring Counter.....	35
2.7. Nuovo complemento.....	37
2.8. Elettronica.....	39
3. Rivelatori al silicio e misure sperimentali	43
3.1. Introduzione.....	43
3.2. Rivelatori al silicio.....	46
3.3. Tecnica di identificazione ΔE -E.....	50
3.4. Misura di ΔE con rivelatori a semiconduttore.....	54
3.4.1. Rumore elettronico.....	55
3.4.2. Disuniformità dello spessore del rivelatore.....	55
3.4.3. Energy straggling.....	56
3.5. Impulso di corrente per una particella carica leggera.....	57
3.6. Novità sperimentali.....	61
4. Rivelazione con il metodo <i>reverse mode</i>	63
4.1. Linee teoriche.....	63
4.2. Prove di laboratorio.....	64

4.2.1. Sorgente e misure di rivelazione.....	66
4.2.2. Preamplificatori.....	69
4.2.3. Amplificatore.....	70
4.2.4. Acquisizione dati.....	71
4.3. Risultati sperimentali.....	71
4.4. Conclusioni.....	76

Ringraziamenti	79
-----------------------	-----------

Bibliografia	81
---------------------	-----------

Introduzione

In questo lavoro di tesi si discuterà sui metodi di rivelazione con rivelatori a semiconduttore al silicio ed in particolare sulla costruzione di un nuovo supporto meccanico per l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. dei Laboratori Nazionali di Legnaro. Questo nuovo apparato permetterà di montare in serie dei rivelatori al silicio con il metodo reverse mounting e scintillatori al CsI per la tecnica di identificazione $\Delta E-E$. Il nuovo supporto sarà posto in una zona non coperta dai rivelatori già esistenti permettendo di ampliare l'angolo solido di rivelazione. Sarà presentato l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. attuale nel completo e saranno fornite le basi teoriche per lo studio di reazioni nucleari fra ioni pesati e della rivelazione di prodotti di reazioni nucleari tramite rivelatori a semiconduttore. Per il nuovo supporto saranno utilizzati rivelatori al silicio in possesso dal gruppo di ricerca finora mai utilizzati. Verrà dunque presentata anche una prova di laboratorio di rivelazione con uno di questi rivelatori al silicio, n° 58301 della serie CANBERRA PF-4CT-50*50-200EB montato in *reverse mode*. Di questo saranno mostrati i risultati sperimentali ed i grafici di risoluzione energetica.

CAPITOLO 1

Problematica fisica

1.1 Reazioni fra ioni pesanti

Una reazione nucleare è definita come una interazione di nuclei atomici che coinvolge le forze nucleari e può comportare una trasformazione di materia. Essa differisce da una reazione chimica, che coinvolge gli elettroni esterni di valenza dell'atomo e dunque forze di legame di natura elettrostatica, corrispondenti a energie sensibilmente minori rispetto a quelle nucleari. Le principali reazioni nucleari oltre reazioni elastiche ed anelastiche sono la fissione, la fusione, l'annichilazione e se consideriamo anche le forze nucleari deboli il decadimento radioattivo. Da un punto di vista sperimentale una reazione nucleare consiste nell'accelerare (per mezzo di un acceleratore) un nucleo proiettile lasciandolo interagire con un nucleo bersaglio in generale fermo nel sistema di riferimento del laboratorio. Affinché la reazione nucleare avvenga è necessario che il nucleo proiettile abbia un'energia sufficiente a superare una barriera di potenziale V_c ; tale necessità è dovuta al superamento della repulsione coulombiana tra i nuclei e del potenziale centrifugo dovuto al momento angolare relativo.

Alla fine degli anni '60 lo studio delle reazioni nucleari si limitava alle interazioni tra sonde elettromagnetiche e adroniche con i nuclei, proprio perché erano queste le sole particelle in grado di superare la barriera di potenziale, ma con l'avvento di acceleratori per ioni pesanti ($A \geq 6$) iniziano nuove ricerche mirate allo studio di reazioni del tipo nucleo-nucleo. Queste relazioni fra ioni pesanti sono state studiate sperimentalmente e teoricamente in un range di alte e basse energie (< 10 MeV/A e > 100 MeV/A). In queste regioni energetiche i modelli teorici studiati permettono una buona interpretazione dei fenomeni nucleari osservati sperimentalmente e di conseguenza consentono di riprodurre e misurare l'andamento delle variabili interessate. Si presentano però diversi problemi legati al grande numero di nucleoni in gioco, che non possiamo trattare solo in modo

statistico poiché sono coinvolti nella trattazione finale del sistema proiettile-bersaglio sia i gradi di libertà della singola particella sia gli effetti collettivi dovuti allo scattering.

E', per questo motivo, complicato formulare una trattazione unica delle reazioni fra ioni pesanti; nei prossimi paragrafi sarà fornita una breve classificazione di queste reazioni tenendo conto dell'energia del proiettile e della violenza della collisione.[1]

1.2 Potenziali di interazione

Vediamo come è possibile schematizzare i potenziali di interazione in gioco fra i nuclei che partecipano ad una reazione nucleare trascurando in prima approssimazione alcuni termini, come quello di spin e quelli tensoriali non centrali. Come sappiamo nelle interazioni tra ioni pesanti sono più che significativi gli effetti coulombiani repulsivi, il primo termine che dovrà essere superato in termini di energia totale a disposizione del centro di massa della reazione sarà quello del potenziale coulombiano, il quale essendo repulsivo pone un limite inferiore al valore dell'energia che i nuclei devono superare per poter interagire tramite forza nucleare:

$$V_{coul} = \frac{Z_b Z_p}{r} \quad (\text{equazione 1.2.1})$$

dove Z_p e Z_b sono le cariche dei nuclei in gioco.

Un secondo termine potenziale repulsivo che interferisce con il meccanismo di reazione è quello dovuto all'esistenza di un momento angolare relativo tra i nuclei, (il così detto potenziale centrifugo), la cui espressione:

$$V_c(r) = \hbar^2 l \frac{l+1}{2\mu_p b r^2} \quad (\text{equazione 1.2.2})$$

dove l , momento angolare relativo, è legato al parametro d'urto dalla relazione:

$$\mu_{pb} v_{rel} b = \sqrt{l(l+1)} \hbar \quad (\text{equazione 1.2.3})$$

e v_{rel} è la velocità relativa degli ioni; nel caso in cui il target sia fermo nel sistema di riferimento di laboratorio v_{rel} coincide con la velocità del proiettile. Infine abbiamo il termine del potenziale nucleare, il quale è fortemente attrattivo ed a corto range.

Una semplice espressione utilizzata per descriverlo (tutt'oggi infatti non esiste una relazione univoca e chiusa che possa tener conto di tutte le variabili in gioco dal punto di vista nucleare) è quella del *proximity potenzial*:

$$V_n(r) \propto - \frac{1}{\mu_{pb} e^{s/s_0}} \quad (\text{equazione 1.2.4})$$

dove s_0 rappresenta un parametro caratteristico del range di interazione ed s è detta distanza di separazione, la quale è data dalla differenza fra la distanza r fra i centri dei nuclei interagenti e la somma dei loro raggi R_{pb} .

Dunque per poter interagire mediante forza nucleare è necessario che l'energia dei nuclei collidenti nel centro di massa sia superiore al valore della somma dell'energia associata ai potenziali repulsivi calcolate al contatto (barriera di fusione):

$$E_{cm} > \frac{Z_p Z_b}{R_{pb}} + \hbar^2 l \frac{l+1}{2\mu_{pb} R_{pb}^2} \quad (\text{equazione 1.2.5})$$

Dall'equazione 1.2.5 si evince la crescente difficoltà per ioni dotati di elevato momento angolare di dare luogo ad una reazione nucleare di fusione.

Per avere tale interazione è necessario che l'energia a disposizione nel centro di massa sia tale da superare il massimo relativo in corrispondenza di $r \approx 10$ fermi che cresce in energia all'aumentare del valore di l . Per valori di energia al di sotto della barriera coulombiana la diffusione sarà elastica o di Rutherford, mentre ad energie superiori si terrà conto delle classificazione delle reazioni sopra citate dipendentemente dal valore del parametro d'urto.

1.3 Classificazione delle reazioni fra ioni pesanti

I parametri fondamentali per riuscire a classificare inizialmente le reazioni tra ioni pesanti sono due:

1. l'energia (per nucleone) del proiettile incidente, calcolata nel sistema di laboratorio;
2. il parametro d'urto, che corrisponde alla distanza massima che separa il centro del nucleo bersaglio dalla traiettoria iniziale del proiettile.

E' doveroso comprendere come il meccanismo di interazione proiettile-bersaglio per le reazioni tra ioni pesanti sia molto più complicato e significativamente diverso rispetto a quello delle reazioni in cui il proiettile è un singolo protone, proprio perché come precedentemente detto, nel primo caso è necessario tenere in considerazione gli effetti collettivi di tutte le particelle in gioco.

A titolo di esempio osserviamo una differenza concreta tra i due tipi di reazioni: se considero un fascio di protoni, ed uno di ioni pesanti (nuclei con $A > 6$), ad esempio, $A_{pr} = 40$, entrambi con la stessa energia incidente di 1 GeV, notiamo che nel primo caso il protone-proiettile (p_A) trasporta tutta l'energia, mentre nel secondo caso ogni nucleone (p_B) del proiettile trasporta rispettivamente 1 GeV/40 nucleoni, ossia 25 MeV.

E' possibile calcolare quindi la lunghezza d'onda associata al moto di un protone del proiettile:

$$\lambda = \frac{h}{m_N v_{pr}} = \frac{h}{m_n \sqrt{2 \frac{E_{inc}}{A_{pr}}}} \quad (\text{equazione 1.3.1})$$

dove h è la costante di Planck, m_N è la massa del nucleone, v_{pr} è la velocità del proiettile, A_{pr} è il numero di massa del proiettile, E_{inc} è l'energia del fascio incidente.

Dunque la lunghezza d'onda associata al protone come proiettile risulta essere

$\lambda_p=0.7$ fm, mentre il protone che appartiene allo ione pesante ha lunghezza d'onda $\lambda_p^{HI} \approx 5.7$ fm.

Vediamo quindi come a parità di energia totale incidente possiamo considerare che il protone-proiettile (p_A) interagisca principalmente con i singoli nucleoni che compongono il bersaglio, mentre ciascuno dei protoni dello ione pesante incidente (p_B) interagisce per lo più vedendo il bersaglio come un unico corpo (e quindi un unico potenziale). Il fascio di protoni deposita tutta la sua energia in una regione di spazio piccolissima, nella quale è presente un solo nucleone del bersaglio, per cui l'interazione con la probabilità maggiore di avvenire consiste nell'espulsione di un singolo nucleone.

Nel caso si abbia a che fare quindi con un proiettile molto pesante ogni nucleone potrà interagire contemporaneamente con più nucleoni del nucleo bersaglio, il trasferimento di energia sarà quindi di tipo collettivo e conseguentemente la probabilità di espulsione di singoli nucleoni sarà minore. Si formerà un nucleo caldo, cioè con una elevata energia di eccitazione. Per questo motivo nelle reazioni tra ioni pesanti l'energia per nucleone è il parametro più significativo e non l'energia totale del sistema. Poiché λ è inversamente proporzionale alla quantità di moto, per questo motivo due nuclei proiettili con masse diverse possono dare origine a reazioni con le medesime caratteristiche se hanno la stessa energia per nucleone, indipendentemente dall'energia totale che trasportano; solo così infatti possiamo garantire che ogni nucleone dei due diversi fasci abbia le medesime quantità di moto e lunghezza d'onda. Per questo motivo utilizzeremo una energia specifica E/A per nucleone piuttosto che l'energia totale per la classificazione di questo tipo di reazioni.

Altra grandezza fondamentale, legata all'energia del sistema di interazione tra ioni pesanti, che regola il passaggio tra un meccanismo di reazione ad un altro è l'energia disponibile nel centro di massa della reazione [2]:

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{m_b}{m_p+m_b} = \frac{E_{lab}}{m_p} \frac{m_p m_b}{m_p+m_b} = \frac{E_{lab}}{m_p} \mu_{pb} \quad (\text{equazione 1.3.2})$$

dove m_p è la massa del proiettile, m_b è la massa del bersaglio, μ_{pb} è la massa ridotta del sistema ed E_{lab} è l'energia del fascio nel laboratorio.

Infatti lo studio di reazioni con energia per nucleone nel centro di massa crescente

fino al limite dell'energia di legame dei nucleoni all'interno del nucleo (circa 8 MeV/A) permette di investigare il limite di energia di eccitazione che un nucleo può sopportare prima di esplodere, nonché di ottenere informazioni sul meccanismo col quale esso decade. Si comprende anche quali siano i metodi per aumentare l'energia a disposizione nel centro di massa, tenendo presente che per ogni acceleratore esistono delle limitazioni nel tipo di ioni che possono essere accelerati e nel valore dell'energia alla quale possono essere accelerati.

Se si vogliono identificare tutti i prodotti di una reazione è altresì d'obbligo considerare la soglia di rivelazione dell'apparato ed il numero di rivelatori necessari per coprire un angolo solido prossimo a 4π nel centro di massa, per poter scegliere accuratamente il tipo di nucleo proiettile e bersaglio. Per quanto riguarda gli angoli ai quali devono essere posti i rivelatori è di particolare importanza introdurre il *parametro d'urto di grazing*, definito come la distanza tra la traiettoria del nucleo proiettile e il centro del bersaglio sotto la quale le forze di interazione nucleare non sono più trascurabili, in sostanza al di sopra della quale la sezione d'urto è data essenzialmente dalla diffusione coulombiana o di Rutherford. In questo modo il parametro di grazing ci permette di valutare di quanto la sezione d'urto si discosta da quella stimata dalla interazione elettromagnetica di Rutherford. Ad ogni modo è possibile, considerando l'interazione coulombiana tra i nuclei e scrivendo la conservazione del momento angolare ai bordi, cioè all'infinito ed alla sommità della barriera coulombiana, ricavare una buona stima di b_{gr} :

$$b_{gr}p_{\infty} = R_C p_c \quad (\text{equazione 1.3.3})$$

dove R_C è la distanza tra i centri dei due nuclei interagenti alla sommità della barriera coulombiana e p_{∞} e p_c sono rispettivamente gli impulsi iniziale del proiettile avente energia E_{cm} nel sistema del centro di massa e quello posseduto dallo ione alla sommità della barriera (cioè alla distanza R_C).

Otengo dunque:

$$b_{gr} = R_C \sqrt{1 - \frac{V_{coul}}{E_{cm}}} \quad (\text{equazione 1.3.4})$$

dove $V_{coul} = 1.44 \frac{Z_1 Z_2}{(R_1 + R_2)}$ MeV è l'altezza della barriera coulombiana, Z_1 e Z_2

sono le cariche dei due nuclei (proiettile e bersaglio) ed R_1, R_2 i rispettivi raggi atomici.

Lavorando ad energie che vanno dai 5 ai 20 MeV la barriera coulombiana risulta sperimentalmente sempre superata dall'energia del centro di massa e non esistono dunque impedimenti per le reazioni nucleari. Energia e parametro d'urto sono dunque i parametri fondamentali per la classificazione di interazioni nucleari tra ioni pesanti.

Dalla Figura 1.3.1 si nota inoltre che a parità di parametro d'urto i meccanismi di reazione variano al variare dell'energia. La massima distanza entro la quale le reazioni nucleari avvengono corrisponde in prima approssimazione alla somma dei raggi del proiettile R_p e del bersaglio R_T .

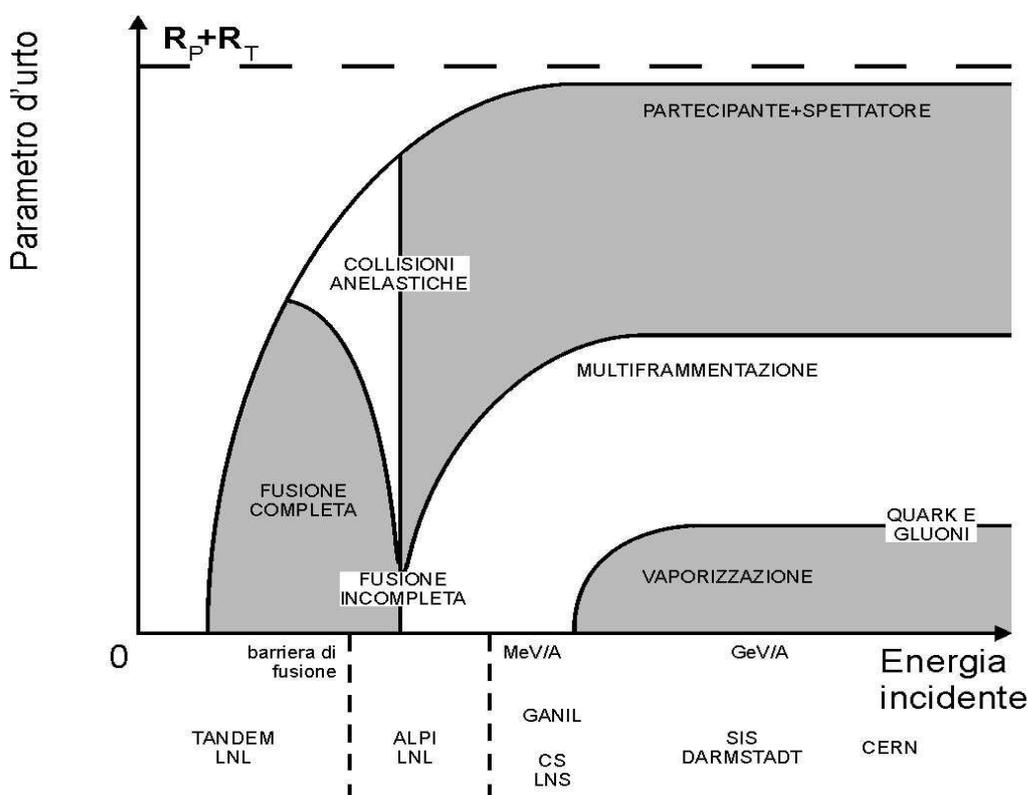


Figura 1.3.1 : Diagramma di fase per reazioni tra ioni pesanti. Sono stati riportati anche alcuni degli acceleratori che permettono di raggiungere le energie di fascio richieste per determinate reazioni.

Possiamo dunque effettuare la seguente classificazione [3]:

1. $E_{fascio} < 10 \text{ MeV/A}$, a basse energie di bombardamento dominano i processi dissipativi dovuti al ruolo predominante del campo medio nucleare.

a) $b \ll b_{gr}$: si presentano collisioni centrali che danno origine a fusione completa.

Il nucleo proiettile è completamente assorbito da quello bersaglio dando origine ad un nucleo composto che contiene tutta la quantità di moto iniziale e tutto il momento angolare. La vita media di tale sistema è più lungo di un fattore 10^3 rispetto al tempo di transito del proiettile nel bersaglio ($\approx 10^{-22} \text{ s}$). Avviene dunque la termalizzazione del nucleo composto, cioè la distribuzione statistica tra tutti i suoi nucleoni dell'energia di eccitazione $E^* = E_{cm} + Q$ dove Q è detto q -valore e rappresenta la differenza tra l'energia di legame dei nuclei proiettile e bersaglio e l'energia di legame del nucleo creato. Dall'ipotesi di indipendenza di Bohr [4] il sistema non ha memoria del canale di ingresso e dunque il processo di decadimento dipende dall'energia di eccitazione e dallo spin.

I decadimenti possono avvenire per *fissione* dando origine a due frammenti, oppure per evaporazione di particelle leggere, quali ad esempio p , n oppure α lasciando un grande residuo di evaporazione.

Questi tipi di decadimento sono tipici di queste energie.

b) $b \leq b_{gr}$: reazioni periferiche o semiperiferiche.

In questo intervallo, la reazione prende il nome di profondamente anelastica.

I nuclei proiettile e bersaglio vengono a contatto mantenendo in parte la propria identità, formano in questo modo un sistema nucleare deformato (nel quale avviene uno scambio di massa, di energia e di momento angolare del moto relativo).

Successivamente il sistema si divide in due frammenti simili al proiettile ed al bersaglio iniziali (chiamati PLF e TLF) che per anelasticità avranno energia cinetica relativa minore di quella iniziale. L'energia cinetica mancante appare sotto forma di particelle nate dal processo di decadimento dei frammenti creatisi.

c) $b \sim b_{gr}$: si hanno principalmente processi di trasferimento di pochi nucleoni, diffusione quasi elastica ed eccitazione coulombiana del proiettile e del bersaglio (reazioni dirette).

A queste energie la struttura delle reazioni è di tipo binario: frammenti di fissione, nel caso si formi un unico nucleo composto, oppure PLF e TLF se il sistema non si rompe. Eventuali eventi che presentano più di due corpi nello stato finale non provengono da processi istantanei del bombardamento bensì da successive fissioni sequenziali a cascata.

Va inoltre sottolineato che a basse energie i nucleoni sono sotto il livello di Fermi (che corrisponde all'altezza della buca di potenziale che rappresenta il nucleo non eccitato come stato legato di nucleoni), per cui solo un piccolissimo numero di essi potranno essere emessi se verrà loro trasferita una certa quantità di energia tale da permettere di superare l'energia di legame.

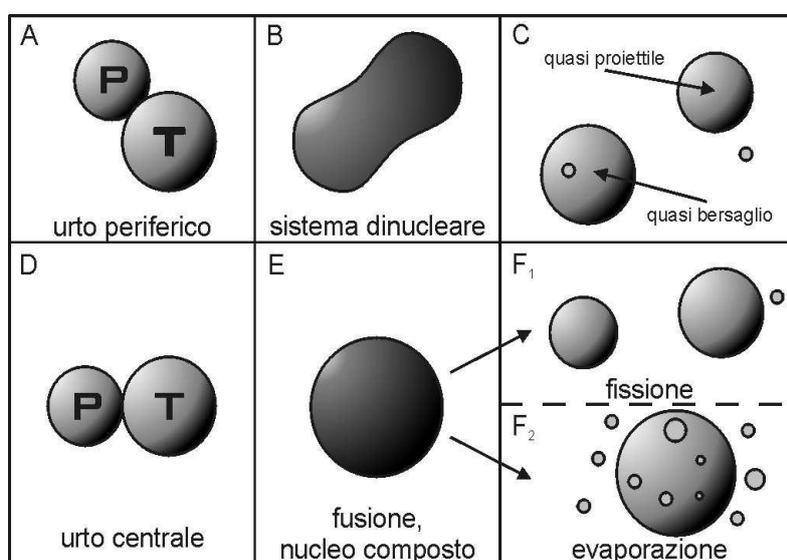


Figura 1.3.2 : Prodotti di reazioni in urti a basse energie per diversi parametri d'urto.

2. $E_{inc} > 100 \text{ MeV/A}$,

Ora il ruolo predominante della regione energetica non è più quello del campo medio bensì dell'interazione nucleone-nucleone.

a) $b \ll b_{gr}$:

il sistema creatosi possiede una energia di eccitazione così elevata da non rimanere legato nemmeno per i tempi caratteristici di transito del nucleo proiettile nel nucleo bersaglio, innestando in questo modo il processo della vaporizzazione, il quale corrisponde in prima approssimazione all'esplosione completa del sistema. Cominciano ora ad essere importanti i gradi di libertà subnucleari, con l'emissione di pioni ed altri mesoni.

b) $b \sim b_{gr}$:

questo tipo di collisioni sono descritte dal modello detto "partecipante-spettatore", nel quale esiste una distinzione netta tra le parti dei nuclei proiettile e bersaglio che si sovrappongono (zona partecipante) e quelle parti che non interagiscono (spettatore di tipo proiettile e di tipo bersaglio).

Nella zona partecipante l'energia depositata è sufficiente a provocare la vaporizzazione in particelle più leggere e piccoli frammenti (multiframmentazione). Gli spettatori possono acquisire valori di energia di eccitazione fino a qualche decina di MeV per nucleone per decadere conseguentemente in frammenti di massa intermedia (IMF) e particelle leggere.

Sperimentalmente sembrerebbe che il numero di IMF prodotti sia proporzionale al parametro d'urto e presenti un massimo per b intermedi, mentre non dipende dall'energia incidente del bersaglio o del proiettile. Per questo motivo ciò che ci interessa è la sola quantità di energia cinetica convertita in E^* , energia di eccitazione dello spettatore. Questo fatto ci suggerisce che i nuclei spettatori abbiano perso memoria del canale di ingresso tranne per l'energia depositata, dunque dall'accordo tra i dati sperimentali ed i modelli statistici la multiframmentazione si riconduce a processi simultanei (in contrapposizione ai processi sequenziali che riscontriamo nelle interazioni a basse energie) e di volume.

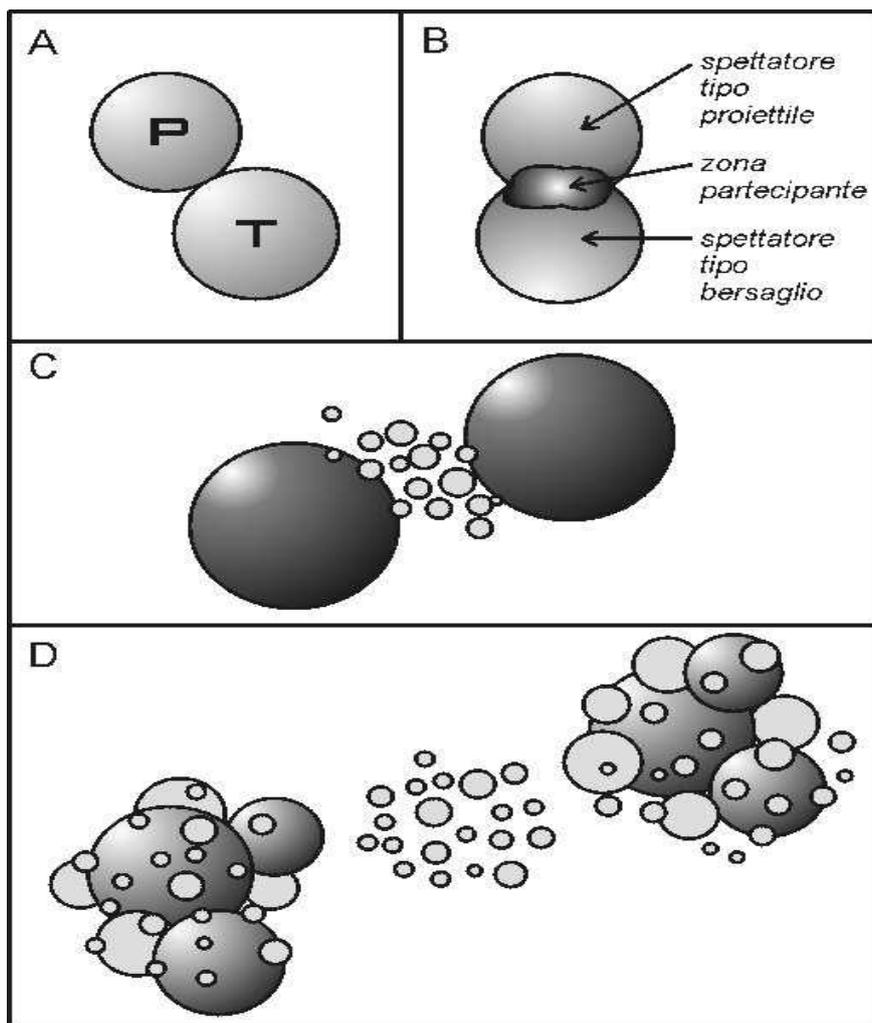


Figura 1.3.3 : Prodotti di reazioni per urti periferici ad alte energie.

$$3. 10 < E_{fascio} < 100 \text{ MeV/A,}$$

questa regione rappresenta la transizione tra le due precedentemente descritte. Vi si presenta dunque il passaggio da reazioni di tipo binario a reazioni esplosive, da nuclei trattabili come in fase liquida (che riescono ad evaporare solamente un piccolo numero di nucleoni) a nuclei trattabili come in fase gassosa (totale vaporizzazione del nucleo).

Per $b < b_{gr}$ e $b \ll b_{gr}$ dominano i processi di fusione incompleta, nei quali la quantità di moto del proiettile non è trasferita completamente al nucleo composto, il che corrisponde ad un parziale assorbimento del proiettile da parte del nucleo bersaglio. (La parte di proiettile non assorbita è indicata come PLF).

Quando si raggiunge una energia di eccitazione E^* di qualche MeV per nucleone anche qui si presenta il fenomeno della multiframmentazione, accompagnato inoltre da emissioni dette di pre-equilibrio che corrispondono all'emissione di nucleoni da parte del sistema prima del raggiungimento dell'equilibrio dello stesso.

La multiframmentazione è composta da fenomeni veloci (dell'ordine di 10^{-22} s) che implicherebbero le difficoltà del sistema composto di raggiungere la termalizzazione, cioè l'assenza di memoria del canale di ingresso, compromettendo la possibilità di utilizzare una trattazione statistica per tali fenomeni. Per collisioni più centrali si forma un unico sistema emittente il quale a causa di processi di emissione di pre-equilibrio raggiungerà un equilibrio fisico con massa minore delle masse interagenti in ingresso ed energia di eccitazione minore di quella totale disponibile nel sistema di centro di massa.

In questo modo il sistema decadrà dando origine a cluster di nucleoni attraverso multiframmentazione o successive fissioni a catena. La multiframmentazione in questo caso consisterà nell'emissione istantanea di almeno tre frammenti di massa intermedia (IMF), cioè frammenti con numero atomico compreso tra quello delle particelle alfa e quello dei frammenti di fissione.

Per eventi periferici solo parte del bersaglio e del proiettile interagiscono dando così origine a sorgenti diverse, un quasi-bersaglio ed un quasi-proiettile con masse, velocità e cariche simili ai nuclei interagenti in entrata.

I nuclei quasi-proiettile ed i nuclei quasi-bersaglio potranno decadere tramite multiframmentazione, evaporazione o fissione a seconda del parametro di impatto e dell'energia incidente. Al limite inferiore di 10 MeV per nucleone la reazione è essenzialmente binaria sia per la fusione che per la diffusione profondamente anelastica. Nel primo caso l'energia è prevalentemente trasformata in energia di eccitazione tanto che gli stessi nuclei non riescono più a separarsi, nel secondo caso ai due nuclei rimane abbastanza energia cinetica da riuscire nuovamente a separarsi.

La Figura 1.3.4 riassume brevemente vari tipi di reazioni citate, in funzione dell'energia del fascio incidente e del parametro d'urto.

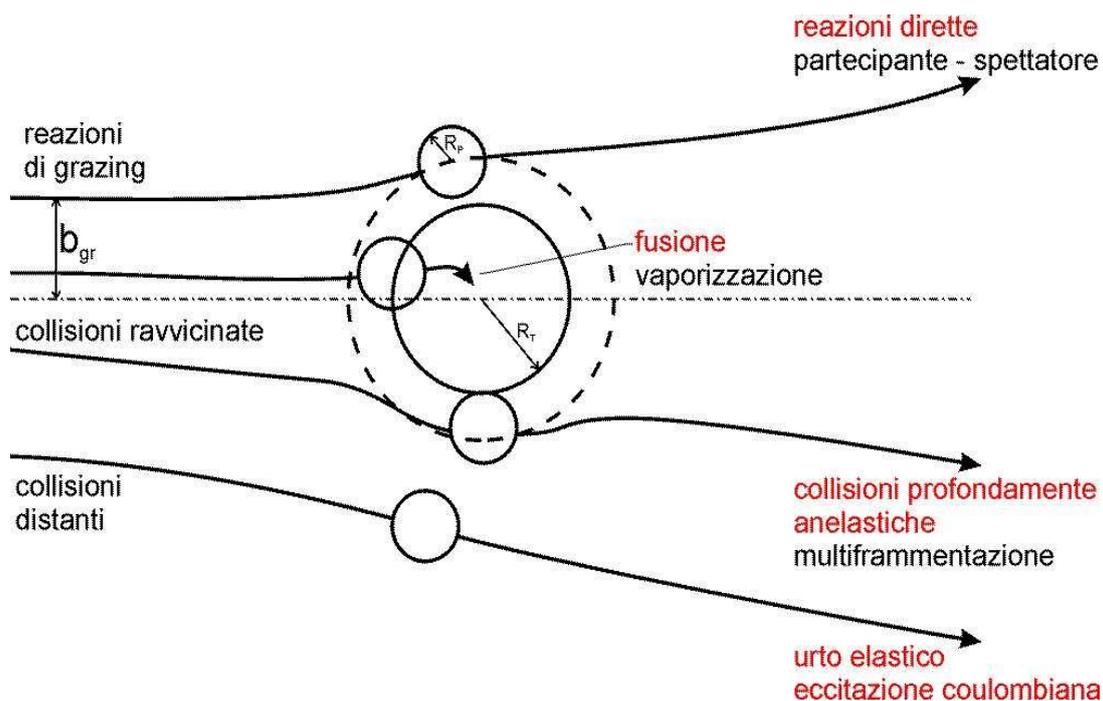


Figura 1.3.4 : Schema delle reazioni tra ioni pesanti per diversi parametri d'urto e diverse energie. Nella parte destra della figura si hanno i canali di uscita della reazione per basse energie (rosso) ed alte energie (nero).

1.4 Multiframmentazione e nuclei caldi

Come già detto, sono definiti frammenti di massa intermedia (IMF) quei prodotti di massa compresa tra quella delle particelle α e quella dei frammenti di fissione, i quali non hanno alcuna relazione strutturale con i nuclei proiettile e bersaglio. Per multiframmentazione si intende un processo che dia origine a reazioni i cui prodotti presentino almeno più di due di questi frammenti complessi. L'importanza dello studio dei meccanismi di multiframmentazione è riscontrabile nella possibilità di ottenere informazioni sempre più dettagliate sul comportamento della materia nucleare in condizioni di densità e temperatura diverse da quelle "normali". Per lo studio di collisioni tra ioni pesanti esistono diverse possibilità e combinazioni di parametri di impatto ed energia che diano origine a sistemi in grado di multiframmentare; diamo quindi un'idea, seppur non approfondita, dei meccanismi di multiframmentazione e le relative conseguenze

sperimentali e teoriche. 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 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 modello di frammentazione sequenziale può essere descritto come una sequenza di fissioni successive. A partire dal nucleo iniziale, si segue la storia di tutti i frammenti prodotti per fissione ai quali viene attribuita una energia di eccitazione e quindi una probabilità di generare una ulteriore fissione. E' 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. 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*, maggiore del volume che il nucleo avrebbe a densità normale. 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, essendo ad una distanza fra loro maggiore del range delle forze nucleari. Si comprende quindi che in questo caso la materia è più diluita, cioè a densità minore del caso precedente.

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 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, 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.

La multiframmentazione è un fenomeno molto veloce, con tempi inferiori rispetto quelli di attraversamento proiettile-bersaglio, eppure questi tempi sono sufficientemente lunghi per poter assicurare il raggiungimento di uno stato di quasi equilibrio del sistema con la conseguente perdita di memoria delle condizioni iniziali di formazione.

E' dunque possibile utilizzare trattazioni statistiche per lo studio delle reazioni nucleari di questo tipo, ed in particolare per lo studio del decadimento del nucleo caldo, il quale è un sistema altamente eccitato in equilibrio[5].

Ogni evento di questo tipo di reazioni è descritto e caratterizzato da un insieme di diversi tipi di osservabili, come l'energia, il numero di massa e gli angoli di emissione di ciascuna delle particelle, nonché i frammenti emessi nella reazione.

Per avere una visione complessiva del fenomeno e per poterlo comprendere nel suo insieme è utile far uso di "variabili globali", prodotte dalle combinazioni delle osservabili in gioco per ogni evento. Le variabili del tipo Z_b , cioè la carica legata ai frammenti ed il numero totale degli eiettili carichi N_c consentono di selezionare gli eventi in funzione del parametro di impatto.

A parità di energia incidente esiste una correlazione fra il valore di Z_b ed il

parametro di impatto: grandi valori di Z_b corrispondono a reazioni semiperiferiche, mentre valori piccoli sono tipici di reazioni di tipo centrale. Infatti, più sono alti i valori della carica legata in frammenti più è basso il numero delle particelle leggere emesse e di conseguenza le collisioni sono molto meno violente. Si suppone infatti che più la collisione sia violenta, corrispondendo ad un urto di tipo centrale, più saranno le particelle totali emesse. Tutto ciò implica che anche lo stesso numero N_c sia un buon informatore sul tipo di collisione considerata. Per quanto riguarda le reazioni semiperiferiche, l'alta velocità delle particelle emesse permette di rivelare ed identificare molto più facilmente i frammenti, permettendo a loro volta uno studio più dettagliato del decadimento del quasi-proiettile eccitato.

I modelli di multiframmentazione di tipo statistico sono efficaci nel riprodurre i dati sperimentali: viene ipotizzata l'esistenza di un unico sistema nucleare in equilibrio e calcolata la probabilità delle diverse configurazioni di frammenti nello stato finale. Al momento dell'emissione i frammenti sono distribuiti su tutto il volume della sorgente e l'emissione avverrà dunque a partire da un sistema nucleare a bassa densità. In funzione dell'energia incidente, e quindi dell'energia di eccitazione, il numero dei frammenti emessi crescerà fino ad un valore massimo per poi decrescere. Vari esperimenti hanno mostrato che la massima emissione di frammenti avviene per urti centrali con energia dell'ordine di 0.1 GeV per nucleone. Il sistema che si forma negli urti più violenti è sempre più caldo fino a raggiungere la vaporizzazione, il che comporta una diminuzione dei frammenti con il conseguente aumento del numero di particelle cariche emesse. La multiframmentazione pertanto diventa predominante in urti periferici ad alte energie con $E > 0.4$ MeV ed in urti centrali ad energie intermedie con $E < 0.1$ GeV. Ne segue che, al diminuire dell'energia la multiframmentazione è possibile solo per urti sempre più centrali, fino a che diminuendo ancora sarà sempre meno probabile (infatti diminuirà con l'energia anche la sezione d'urto di multiframmentazione) rendendo sempre più importante il canale di fissione binaria.

1.5 Altri processi di reazione

Se si considera un urto centrale, 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.

Qui di seguito viene fatta una breve panoramica qualitativa su i più importanti dei processi citati, perché spesso presenti in concomitanza e in concorrenza con il processo in interesse.

1.5.1 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 e ad una energia di rotazione in funzione del momento angolare totale). Maggiore è questa energia potenziale, maggiore sarà la probabilità di fissione.

1.5.2 Vaporizzazione

Si tratta di un processo piuttosto raro perché 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, protoni e neutroni diventano sensibilmente più numerosi mentre le particelle α calano di conseguenza.

Le altre particelle (deuterio, trizio, ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{He}$) 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.

1.5.3 Conclusioni

I diversi modelli teorici utilizzati per la descrizione delle reazioni nucleari, benché partano da ipotesi completamente diverse, riescono a spiegare un numero notevole di osservabili quali la distribuzione di massa o di carica dei frammenti emessi, nonché degli spettri energetici degli stessi. Dal punto di vista delle strumentazioni

di misura da impiegare si utilizzano apparati che siano in grado rivelare (con una efficienza vicina al 100% per le particelle cariche) carica, massa, energia e direzione di emissione delle particelle emesse in ogni evento. Le conoscenze tecnologiche oggi offerte ci permettono di costruire ed utilizzare apparati, come quello di G.A.R.F.I.E.L.D. , in grado di soddisfare approssimativamente queste esigenze. L'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. , che sarà brevemente esposto nel capitolo seguente, permette in particolar modo con buona efficienza di rivelare ed identificare sia i frammenti di massa intermedia ($Z \geq 3$) con soddisfacente risoluzione energetica ed angolare, che le particelle più leggere determinandone carica e massa lavorando ad energie comprese tra i 5 -20 MeV/u. Queste energie infatti sono le energie di passaggio fra quelle basse e quelle intermedie e consentono dunque di studiare il processo di multiframmentazione vicino alla sua soglia energetica.

CAPITOLO 2

L'apparato G.A.R.F.I.E.L.D.

2.1 Introduzione

L'apparato sperimentale di misura G.A.R.F.I.E.L.D. (General Array for Fragment Identification and Emitted Light particle in Dissipative collision) è nato con lo scopo di studiare e misurare i prodotti carichi provenienti dalle collisioni fra ioni pesanti ed i meccanismi delle reazioni nucleari alle energie disponibili agli acceleratori lineari TANDEM-ALPI dei Laboratori Nazionali di Legnaro, energie dell'ordine di 5–20 MeV/Nucleone. G.A.R.F.I.E.L.D. è un apparato che lavora all'interno di una camera di scattering e soddisfa in particolare le richieste di una buona copertura angolare e della possibilità di identificare carica, massa ed energia del maggior numero di prodotti delle reazioni. Il primo aspetto è legato direttamente al range di energie cui deve lavorare il rivelatore; infatti con energie che variano da pochi MeV a qualche centinaia di MeV i prodotti di reazione hanno angoli di emissione che ricoprono tutto l'angolo solido del laboratorio e ciò comporta la necessità di coprire il più ampio intervallo angolare. Il secondo aspetto è meno intuitivo, esso infatti riguarda la difficoltà sperimentale che si presenta per avere una completa e buona rivelazione dell'alta varietà di particelle con caratteristiche diverse che vengono a formarsi in reazioni fra ioni pesanti a queste energie. Frammenti pesanti di tipo proiettile, che hanno in media energie simili a quelle del fascio ($\approx 200\text{-}1000$ MeV per uno ione di massa intermedia), necessitano di accorgimenti tecnici diversi dai frammenti pesanti di tipo bersaglio che hanno energie praticamente nulle. Le energie cinetiche di tutti i frammenti infatti variano tipicamente da circa 0.1 MeV fino a 10^3 MeV. In accordo con queste esigenze la soluzione adottata dal multirivelatore G.A.R.F.I.E.L.D. prevede l'utilizzo della tecnica a telescopio ΔE -E, basata sul passaggio della particella attraverso una serie di rivelatori posti in successione. Le correlazioni tra l'energia

rilasciata nei rivelatori in trasmissione e l'energia residua depositata in un rivelatore di stop permettono di determinare tutte le caratteristiche significative (Z , E , θ , ϕ) dei prodotti di reazione. Nel caso specifico di G.A.R.F.I.E.L.D. viene utilizzato un telescopio di rivelatori a due stadi, in cui una camera a deriva con lettura a microstrip permette la determinazione dell'energia ΔE , mentre cristalli di Ioduro di Cesio attivati al Tallio, CsI(Tl), rendono possibile la misura dell'energia residua

E.

In particolare, l'apparato di misura è composto da questi diversi tipi di rivelatori che possono essere disposti in diverse configurazioni di rivelazione a seconda delle distribuzioni spaziali attese per la problematica fisica in esame. Il rivelatore attuale pertanto consiste di tre diversi sistemi di rivelazione, che possono essere combinati in modo diverso a seconda degli interessi della misura:

- il primo, costituito da camere di ionizzazione a deriva, con elettrodi a microstrip, e da rivelatori di stop a CsI(Tl), permette di misurare l'energia di particelle e frammenti, il loro numero atomico Z attraverso le tecniche ΔE - E e l'angolo di emissione, tramite la misura del tempo di deriva degli elettroni creati per ionizzazione del gas;
- il secondo, costituito da rivelatori a gas (PPAC) e rivelatori al silicio, permette di misurare la massa, attraverso la tecnica del tempo di volo (TOF) che si basa sulla misura del tempo impiegato dalla particella a percorrere la distanza tra bersaglio e rivelatore, e l'energia dei frammenti tramite i silici;
- il terzo, costituito da un telescopio di rivelatori a tre stadi, cioè camera a ionizzazione, rivelatore al silicio e rivelatore a CsI(Tl), consente la misura dell'energia e del numero atomico Z di frammenti e particelle leggere emesse ad angoli piccoli rispetto all'asse del fascio ($\theta = 7^\circ$ - 15°).

Il primo dispositivo di rivelazione citato, costituisce una grande innovazione nel campo della fisica degli ioni pesanti per l'utilizzo di camere a microstrip (in uso di

solito ad alte energie per determinare la traiettoria della particella) come rivelatori di energia persa nel gas. La particolare geometria di questo apparato consente quindi di ottenere buone risoluzioni angolari e, con un opportuno sistema elettronico, può permettere di misurare energie e cariche di frammenti di bassa energia, i quali, fermanosi nel gas prima ancora di giungere ai rivelatori di stop, risulterebbero difficilmente misurabili con altri metodi.

Qui di seguito si riporta una descrizione più dettagliata dell'apparato strumentale G.A.R.F.I.E.L.D. nel suo complesso e verranno richiamati i principi basilari di funzionamento delle camere a ionizzazione con lettura a microstrip. Una particolare attenzione verrà rivolta ai rivelatori al Silicio descrivendone più dettagliatamente il funzionamento, introducendo in questo modo la possibilità di una loro disposizione futura all'interno dell'apparato stesso, in modo da costruire un futuro ampliamento per G.A.R.F.I.E.L.D. Sarà esaminata la loro effettiva efficacia sia in linea teorica che sperimentale.

2.2 Descrizione dell'apparato esistente

La parte principale dell'apparato, una cui sezione trasversale è mostrata in Figura 2.1, è costituita da due camere a deriva contrapposte e indipendenti che garantiscono la copertura angolare essendo disposte a simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio. L'intero sistema è contenuto all'interno di una camera di scattering in cui, durante la misura, viene praticato il vuoto fino ad una pressione di circa $(10^{-5} - 10^{-6})$ mbar. Nella camera C1 vengono raccolti i prodotti di reazione che hanno direzione del moto tale che $95^\circ < \theta < 150^\circ$ (dove $\theta = 0^\circ$ individua direzione e verso del fascio incidente), mentre nella camera C2 entrano i prodotti emessi ad angoli $30^\circ < \theta < 85^\circ$. Per quanto riguarda la copertura nell'angolo azimutale, la camera C2 copre la zona $0 < \phi < 360$, mentre la camera C1 la parte $0 < \phi < 70$ e $110 < \theta < 360$.

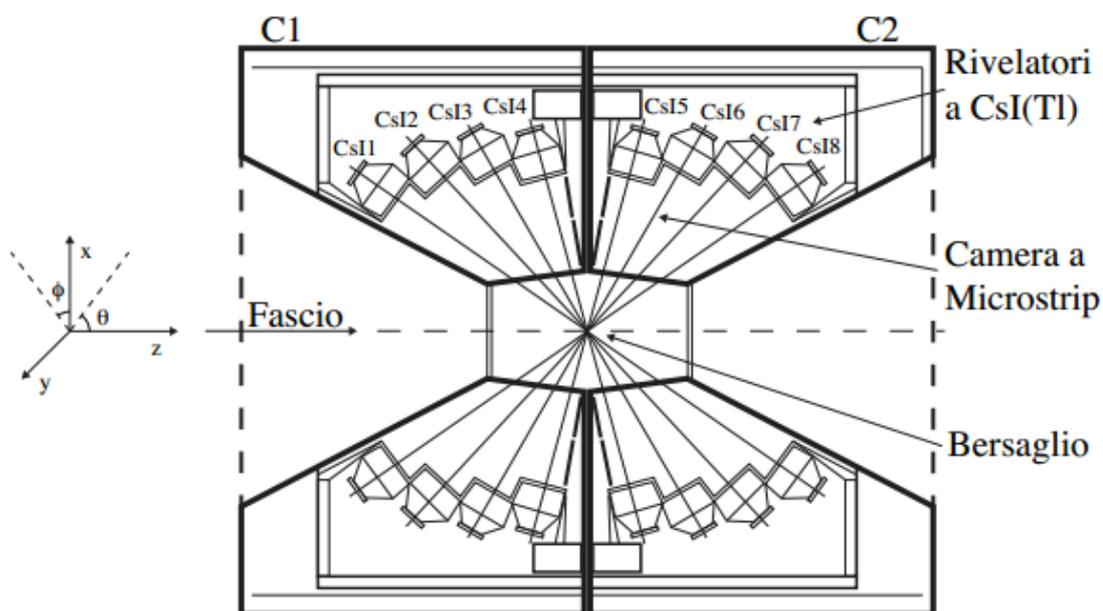


Figura 2.1: Una sezione trasversale di G.A.R.F.I.E.L.D. nella quale si può notare che il bersaglio è posto tra le due camere C1 e C2.

L'apertura angolare in ϕ nella camera C1 è studiata appositamente per permettere l'installazione di altri rivelatori, in particolare il nuovo sistema di cui si parlerà più avanti, che può integrare quindi G.A.R.F.I.E.L.D.. Un parametro importante da tenere presente nella progettazione 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 caso delle rivelazioni previste per il nostro apparato alle energie dei Laboratori Nazionali di Legnaro, 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), i quali coprono ciascuno un intervallo angolare in θ di circa 15° , 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 ΔE -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. Queste due sezioni vengono ulteriormente divise in due regioni in modo che ogni sezione copra un intervallo in ϕ di circa 7.5° per migliorare la risoluzione angolare complessiva. L'apparato è dotato di un porta bersaglio meccanico comandato esternamente in modo tale da poter cambiare il bersaglio a seconda delle esigenze senza dover aprire o interferire con la camera di scattering. Esso è posto nella zona tra le due camere C1 e C2 sull'asse dei cilindri, cioè sull'asse del fascio, mentre il piano del bersaglio è perpendicolare alla direzione del fascio, anche se il suo supporto gli consente di ruotare anche lungo un asse verticale. I prodotti di reazione sono rivelati da una delle due camere a seconda che vengano emessi all'indietro o in avanti, ma il principio di rivelazione rimane comunque il medesimo: la particella carica, dopo aver attraversato la finestra di ingresso della camera, perde energia ionizzando il gas CF_4 contenuto all'interno della camera e, se ha sufficiente energia arriva ai CsI dove produce luce per fotoscintillazione e vi si ferma dopo aver perso tutta l'energia residua. Il gas della camera a deriva viene fatto fluire continuamente per non lasciare che gli ioni creati si accumulino alterando il campo di deriva o fungendo da trappole per gli elettroni di ionizzazione.

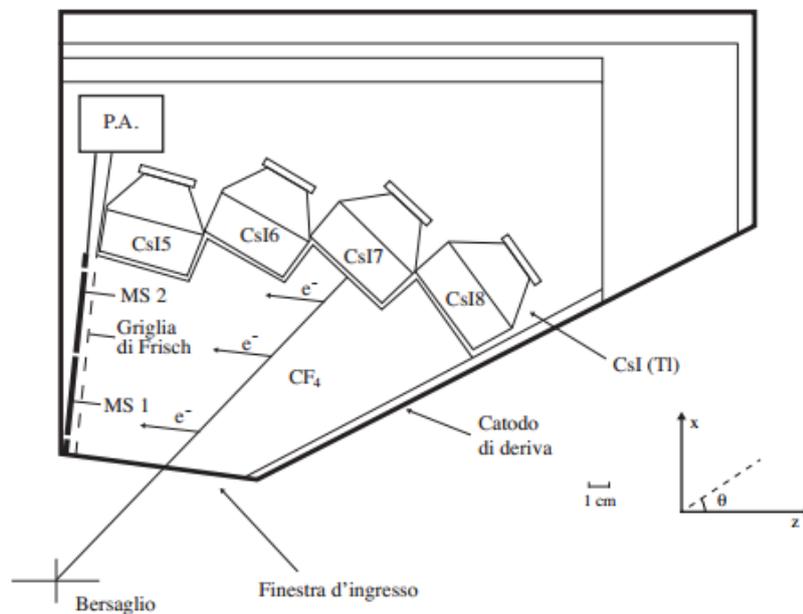


Figura 2.2: Sezione di un settore di una camera di G.A.R.F.I.E.L.D. Si nota come le microstrip siano divise in due stadi.

E' allora lo scintillatore CsI a fornire l'informazione sull'energia residua della particella, mentre le microstrip registrano la perdita di energia nel gas della camera e consentono la misura del tempo di deriva degli elettroni. Dopo tutto il processo di rivelazione, i segnali provenienti dai diversi rivelatori in funzione vengono trattati con opportuni sistemi di acquisizione elettronici in modo da registrare ed analizzare le informazioni ottenute.[6] Uno spaccato di GARFIELD è visibile nella Figura 2.2.

2.3 Cristalli di ioduro di cesio

I cristalli a CsI(Tl) sono scintillatori inorganici, composti da metalli alcalini con l'aggiunta di un attivatore, nel nostro caso il Tallio. In generale gli scintillatori inorganici hanno un tempo di risposta (circa 500 ns) maggiore rispetto quelli organici (qualche decina di ns) dovuto al differente meccanismo che produce la risposta di luce al passaggio di una particella ionizzante, ma hanno una uscita di luce più elevata. Sono per questo motivo i candidati con le migliori caratteristiche per l'utilizzo nell'ultimo stadio del telescopio $\Delta E - E$ in quanto garantiscono una buona risoluzione in energia, un invecchiamento lento (sono cioè trascurabili i danneggiamenti da radiazione) ed una scarsa igroscopicità, inoltre sono molto adattabili poiché facilmente realizzabili in forme e dimensioni funzionali alle esigenze dell'apparato. In figura 2.3.1 sono mostrate le dimensioni delle quattro diverse forme dei CsI(Tl) di G.A.R.F.I.E.L.D. :la forma A corrisponde ai cristalli più vicini al piano delle microstrip, mentre la forma D a quelli più lontani. Rispetto ad un rivelatore al silicio hanno una risoluzione inferiore, ma anche un costo decisamente inferiore rendendoli la scelta principale per l'apparato.[7] Il processo di eccitazione-luminescenza in questo tipo di scintillatori avviene tramite una transizione elettronica [8]. Facendo riferimento al modello a bande dei materiali a stato solido in un cristallo si possono 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 sia presente un campo elettrico sufficientemente elevato.

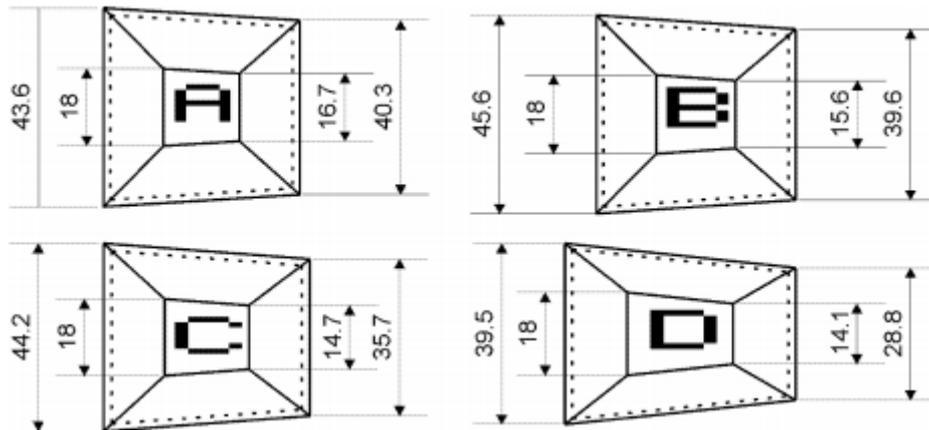


Figura 2.3.1 : Dimensioni delle quattro diverse forme di CsI(Tl) di G.A.R.F.I.E.L.D.

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 lasciando all'interno dello stesso un elettrone ed una lacuna liberi di muoversi, nel secondo caso l'elettrone ha un'energia appena al di sotto della banda di conduzione e crea un eccitone assieme alla lacuna cui è associato. In entrambi i casi il fotone necessario alla rivelazione viene emesso durante il processo di ricombinazione elettrone-lacuna. La presenza di un attivatore come il tallio diventa dunque necessaria per aumentare l'efficienza del rivelatore, infatti questo attivatore diminuisce la probabilità di avere una ricombinazione elettrone-lacuna tramite un processo di dissipazione di calore nel cristallo, ricombinazione che porterebbe conseguentemente ad una mancanza di produzione di fotoni. Nell'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. ci sono quattro CsI(Tl) per ogni settore, per un totale di 96 e 84 cristalli nelle due camere. 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). 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 [9] che garantisce rispetto ad un fotomoltiplicatore minori problemi di dissipazione del calore in vuoto. Hanno dimensioni più ridotte e maggiore stabilità, anche se la risposta sulla temporizzazione ed ampiezza dei segnali risulta peggiore. Nonostante tutto la scelta del fotodiodo appare comunque essere la

migliore rispetto all'utilizzo di un fotomoltiplicatore che avrebbe problemi di spazio e dissipazione del calore. La risoluzione di questi scintillatori viene stimata in laboratorio prima che siano installati nell'apparato 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 5.15MeV, 5.48MeV e 5.79MeV. 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 ampiezza ed il valore in ordinata del picco massimo dello spettro stesso dà una stima sperimentale del valore di risoluzione del singolo cristallo.

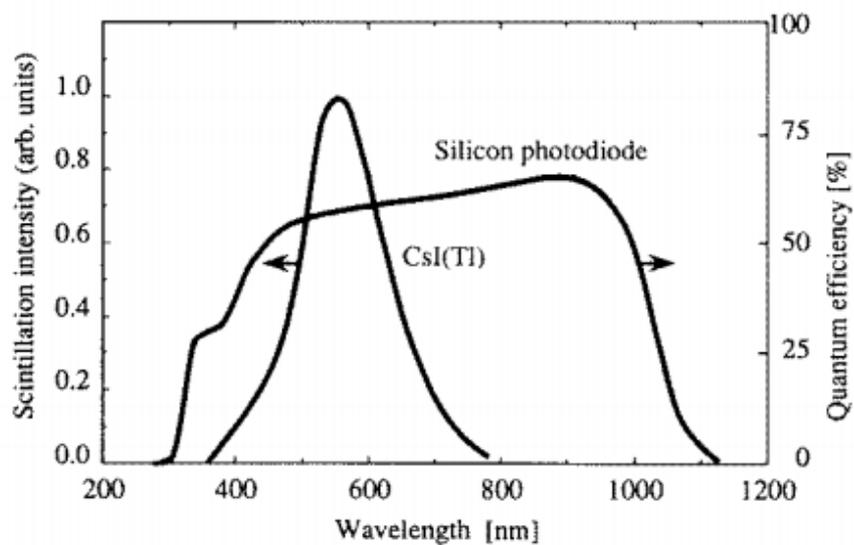


Figure 2.3.2: Confronto tra lo spettro di emissione di un CsI(Tl) e l'efficienza quantica, definita come il rapporto tra il numero di fotoelettroni prodotti dal fotodiodo e il numero di fotoni incidenti sullo stesso, di un fotodiodo al silicio.

2.4 Microstrip gas chamber (MSGC)

Le camere a deriva con lettura a Microstrip nascono dall'esigenza della fisica delle alte energie di avere rivelatori con risposta veloce ed un elevato guadagno (nonché una buona risoluzione spaziale) per ritmi di conteggio elevati, a costi bassi [10]. Le Microstrip sono rivelatori di tipo discreto, consistono in una serie di strisce (strips) individuali di elettrodi disposti su di una base semiconduttrice o isolante. Ogni elettrodo può funzionare come singolo rivelatore e permette di avere una risoluzione spaziale della dimensione della strip; le uniche limitazioni consistono nel numero di strip e nella loro larghezza (di solito dell'ordine di 10-60 μm). Nel caso di G.A.R.F.I.E.L.D. questa proprietà non viene utilizzata e le strip sono tutte collegate fra loro (rispettivamente le anodiche e le catodiche). In tal modo si perde risoluzione angolare ma si guadagna notevolmente in termini di ampiezza del segnale.

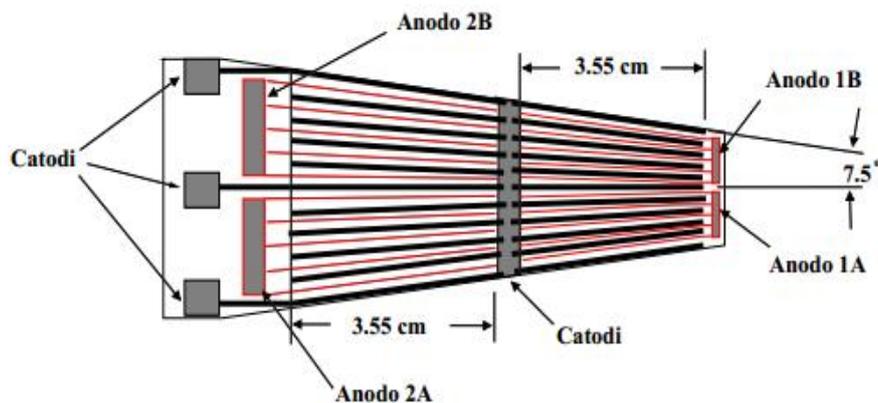


Figura 2.4.1: Piastrina Microstrip di un settore di GARFIELD.

Il meccanismo di funzionamento è il seguente : la particella prodotta nell'interazione proiettile-bersaglio (supponendo per semplicità che sia una sola), attraversa la finestra di ingresso (realizzata in mylar, con uno spessore di circa 6 μm per minimizzare la perdita di energia nello spessore morto della finestra

stessa), entra nella camera a deriva e interagisce con il gas in essa contenuto. La perdita di energia da parte di una particella carica che attraversa un gas è dovuta principalmente a due meccanismi; l'eccitazione delle molecole o degli atomi che costituiscono il gas e la loro ionizzazione. Solamente nel secondo caso si ha la produzione di coppie elettrone-ione (ionizzazione primaria). Nel caso in cui gli elettroni così prodotti abbiano energia superiore all'energia di ionizzazione possono a loro volta creare coppie elettrone-ione (ionizzazione secondaria) [11]. Il processo crea, in media, un numero di coppie elettrone-ione pari a $\Delta E/W$ dove E è l'energia persa dalla particella nel gas e W è l'energia media necessaria a produrre una coppia. La presenza di un catodo di deriva e di un sistema di elettrodi posti a diverso potenziale tramite partitori resistivi stabilisce un opportuno campo elettrico di deriva all'interno della camera. Questi elettrodi, posizionati sulla superficie frontale e laterale dei vari CsI(Tl) e sulla finestra d'ingresso, garantiscono l'uniformità del campo elettrico. L'uniformità del campo fa sì che gli elettroni compiano un moto di deriva verso le microstrip con velocità (di deriva) costante; la velocità degli elettroni è nettamente superiore (tre ordini di grandezza) a quella degli ioni, i quali si muovono in direzione opposta verso il catodo. Valori tipici del campo elettrico presente all'interno delle camere di G.A.R.F.I.E.L.D. sono dell'ordine dei 10^4 V/m. Giunti in prossimità delle microstrip l'intenso campo elettrico dovuto alle ridotte dimensioni trasversali delle piste anodiche produce una moltiplicazione a valanga degli elettroni. Data la pressione del gas, se la tensione applicata alle microstrip è tale da operare in regime proporzionale (tensione di circa 400 V nel caso di G.A.R.F.I.E.L.D.) il numero di elettroni prodotti da tale meccanismo e raccolti risulta direttamente proporzionale al numero di elettroni di ionizzazione primaria, il quale, come si è detto, è a sua volta proporzionale all'energia depositata nel gas dalla particella. Il segnale di carica in uscita sarà, quindi, proporzionale a tale energia [12]. A circa 4 mm dal piano della microstrip e parallelamente ad esso è posto un elettrodo costituito da una fitta rete metallica, *la griglia di Frisch*. Essa delimita una regione vicina alle microstrip in cui il campo elettrico ha intensità molto maggiore rispetto a quello presente nel resto della camera, per favorire l'effetto di moltiplicazione, impedisce l'induzione sulle microstrip di segnali dovuti alle cariche in movimento prima che inizi l'effettiva moltiplicazione ed elimina il contributo al segnale da parte degli ioni positivi [13].

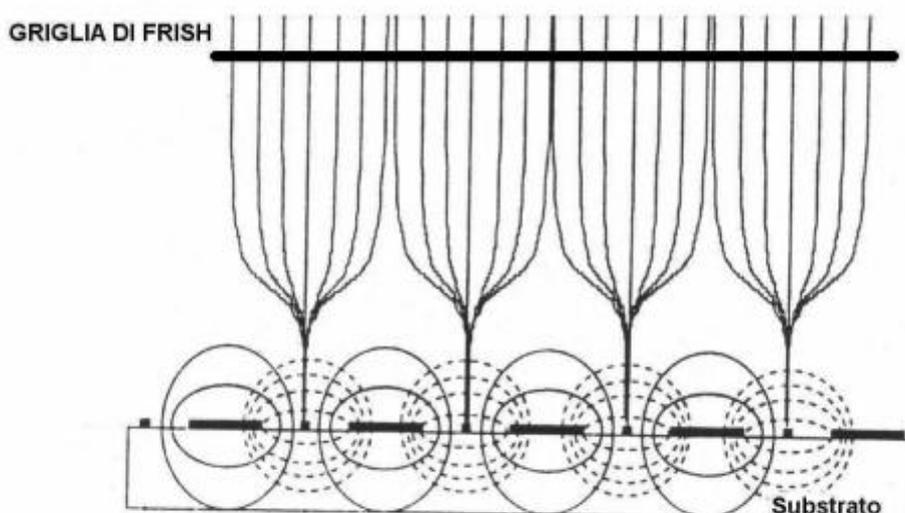


Figura 2.4.2: Linee di deriva degli elettroni (linee continue) ioni positivi (linee tratteggiate) prodotte in prossimità del piano delle microstrip.

In tal modo la presenza della griglia garantisce l'indipendenza del segnale raccolto dalla posizione in cui è avvenuta la prima ionizzazione e, quindi, porta ad un miglioramento nella risoluzione della misura dell'energia della particella. Anche la scelta del gas è un fattore molto importante per il funzionamento della camera, data l'ampiezza del range di energie e masse delle particelle da rivelare, in quanto deve essere effettuata in base al guadagno desiderato, allo stopping power e alla velocità di deriva necessaria ai fini dell'esperimento. Nel caso di G.A.R.F.I.E.L.D., tenendo conto di queste caratteristiche, si è scelto di utilizzare il tetrafluoruro di carbonio CF_4 , il quale ha un elevato potere frenante e, dunque, permette di lavorare a pressioni relativamente basse (50-200 mbar) rispetto a gas con stopping power inferiore. Il gas della camera a deriva, inoltre, viene fatto fluire a ciclo continuo (su periodi di tempo dell'ordine dei minuti), al fine di eliminare eventuali impurezze e contaminazioni quali, ad esempio, la presenza di molecole prodotte dalla rottura delle molecole del gas stesso, infiltrazioni di ossigeno o di vapore acqueo. La particella, dopo aver depositato energia nel gas secondo il meccanismo sopradescritto, se ha ancora sufficiente energia, giunge al rivelatore a scintillazione, costituito dal cristallo CsI(Tl), nel quale termina la propria corsa dopo aver perso tutta la sua energia residua. Il passaggio della particella

ionizzante nello scintillatore inorganico produce una risposta in luce funzione dell'energia e del numero atomico Z della particella. La luce di scintillazione viene raccolta da un fotodiodo al silicio, direttamente incollato al cristallo scintillatore. Sugli elettrodi delle microstrip e dei fotodiodi si hanno, quindi, in seguito al passaggio di una particella, impulsi di corrente. Questi vengono subito integrati da preamplificatori di carica e, successivamente, trattati da una catena elettronica per l'ottimizzazione del rapporto segnale/rumore e del rate di conteggio.



Figura 2.4.1.1: Cono della camera C1 che ha la duplice funzione di formare il catodo di deriva della camera a microstrip e rendere il campo uniforme. Sudi esso, inoltre, si notano i due tubi per il ricircolo del gas.

2.4.1 Partitore

Il corretto funzionamento della camera a deriva a microstrip è dovuto principalmente 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. 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 G.A.R.F.I.E.L.D.. In particolare, davanti ad ogni rivelatore CsI(Tl), sono state poste finestre di mylar di $1.5 \mu\text{m}$ sulle quali sono state depositate per evaporazione piste d'oro connesse tra di loro con resistenze a montaggio superficiale e distanziate tra di loro in modo variabile a seconda del cristallo a cui corrispondono; inoltre anche la finestra di ingresso ed il cono che funge anche da catodo di deriva (vedi figura 2.4.1.1), sono ricoperti opportunamente da strisce conduttrici collegate da resistenze opportune. Tutti i valori delle resistenze sono calibrati in modo tale che, sezionando trasversalmente G.A.R.F.I.E.L.D. , 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.

2.5 Parallel plate avalanche counter (PPAC)

Questo tipo di rivelatore a due stadi (figura 2.5.1) si può accoppiare all'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. quando si vuole avere una copertura angolare nella zona lasciata scoperta dall'apparato stesso su di un piano prestabilito e/o quando si vogliono rivelare frammenti pesanti, identificabili con la tecnica TOF del tempo di volo.

[14] In particolare l'esigenza di usare i PPAC insieme ai rivelatori al Silicio può nascere dalla difficoltà di identificare i frammenti poco energetici con Z elevato (come i Quasi-Bersaglio) con la tecnica ΔE - E utilizzata in G.A.R.F.I.E.L.D. , 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 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. Nota, allora, la distanza tra il bersaglio ed i PPAC, attraverso il tempo di volo della particella si può ricavare la velocità e conseguentemente, considerando la semplice formula non relativistica $E = \frac{1}{2}mv^2$ (nella quale il valore dell'energia è fornito proprio dai Silici), si ricava la massa della particella.

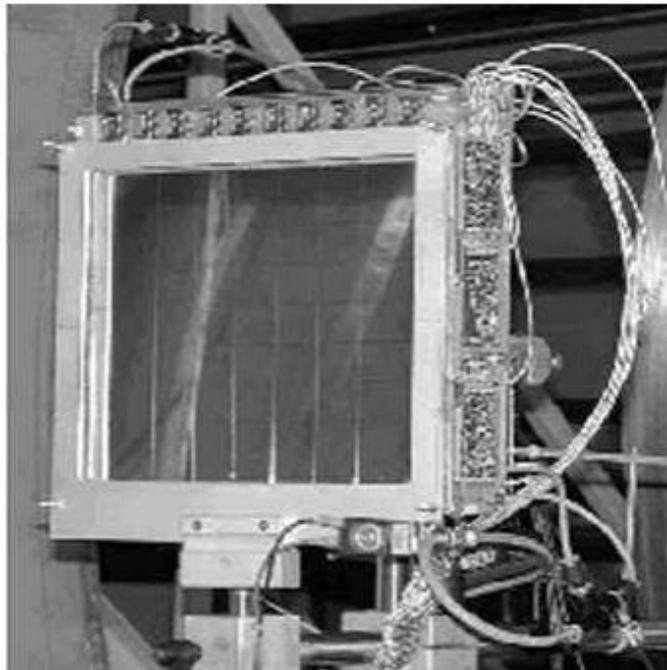


Figura 2.5.1: Parallel Plate Avalanche Counter

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 ΔE - E , in

quanto le fluttuazioni della 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.

2.6 Ring counter

Come già discusso, vista la geometria di G.A.R.F.I.E.L.D. che non copre gli angoli in avanti minori di 30° , invece dei PPAC, si può aggiungere un altro rivelatore; il Ring Counter. Questo è un rivelatore anulare progettato per essere centrato a 0° rispetto alla direzione del fascio.[15] 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 CF₄ a pressione compresa tra 50 e 200 mbar;
- 8 rivelatori al silicio di 300 μm di spessore, ognuno dei quali è a sua volta diviso all'interno in ulteriori 8 strisce ciascuna delle quali copre così un intervallo di angolo polare di circa $\Delta\theta = 1^\circ$;
- 6 cristalli di ioduro di cesio arricchito con tallio con lettura a fotodiode.

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 $\Delta E_1 - E_2$ 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 ΔE - 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 leggere ($Z \leq 4$). 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 (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:

$$L = L_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + L_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (\text{equazione 2.6.1})$$

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). I valori specifici dei parametri L_1 ed L_2 sono legati alla particolare particella, 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 perché le curve dei vari isotopi si sovrappongono. L'utilizzo opportuno di queste tecniche a seconda delle particelle da rivelare permette quindi al rivelatore anulare di identificare con buona precisione i vari prodotti di reazione.

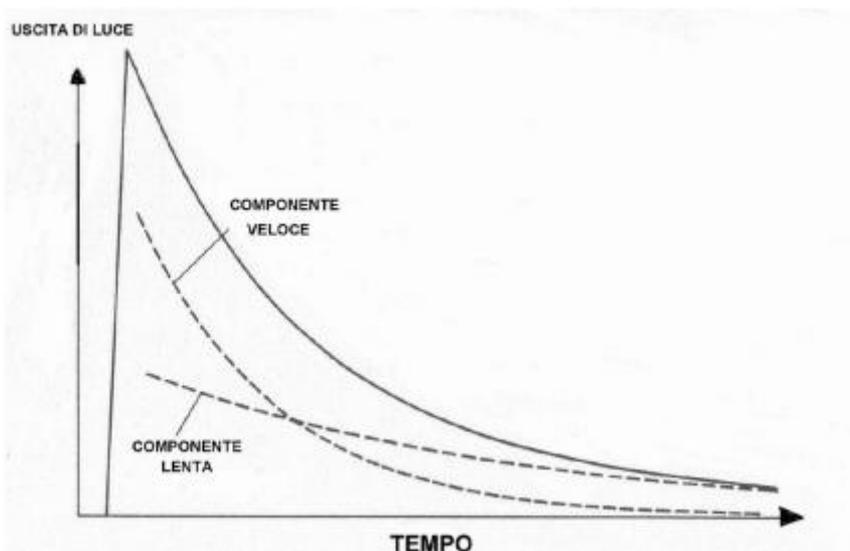


Figura 2.6.1: Curva di luce di un cesio. Sono evidenziate la parte veloce e la parte lenta.

2.7 Nuovo complemento

E' stato studiato un nuovo ampliamento per l'apparato sperimentale G.A.R.F.I.E.L.D.. Consiste nell'introdurre all'interno dell'apparato un supporto meccanico per 15 scintillatori CsI collegati a loro volta con 15 rivelatori al silicio, posizionati di fronte agli scintillatori, montati in *reverse mode*, da utilizzare sia con la consueta tecnica di identificazione $\Delta E-E$, ma anche tramite l'analisi in forma degli impulsi (PSA) delle particelle che si fermano nei silici. Questo supporto meccanico verrà inserito in un angolo libero dell'apparato esistente, nella camera C1 e coprirà una zona angolare rimasta scoperta dagli apparati presenti. Per la messa a punto del supporto si sono avute diverse difficoltà meccaniche; in primis il problema è stato quello di costruire un supporto rigido per i rivelatori e contemporaneamente inclinato che punti nella direzione del fascio e che riesca a rientrare nella zona cui è destinato coprendo il maggior range angolare possibile. Si è ovviato a questo problema utilizzando dei morsetti

meccanici capaci di ruotare sia verticalmente che orizzontalmente. Un secondo problema è stato quello di studiare un metodo per collegare i rivelatori al silicio della serie CANBERRA modello PF-4CT-50*50-200EB ai CsI in reverse mode. Infatti questa serie di rivelatori al silicio presentano per costruzione dei pin connettori del tipo maschio-femmina capaci di connettere il silicio al vecchio supporto dei CsI solamente in modo diretto. Per questo motivo si è proceduto invertendo manualmente i pin direttamente sul rivelatore facendo attenzione a non rovinarne i *bondaggi* ed i collegamenti elettrici. Una volta pronto, il supporto meccanico verrà inserito direttamente nell'apparato nella zona angolare che deve coprire permettendo la rivelazione di carica e massa di particelle leggere prodotte dalle reazioni studiate in modo analogo agli apparati già presenti, utilizzando però una vecchia serie di rivelatori a semiconduttore e scintillatori con il doppio scopo di verificarne l'usura e raccogliere dati sperimentali. In figura 2.7 sono mostrati un render ed una foto del supporto in questione.

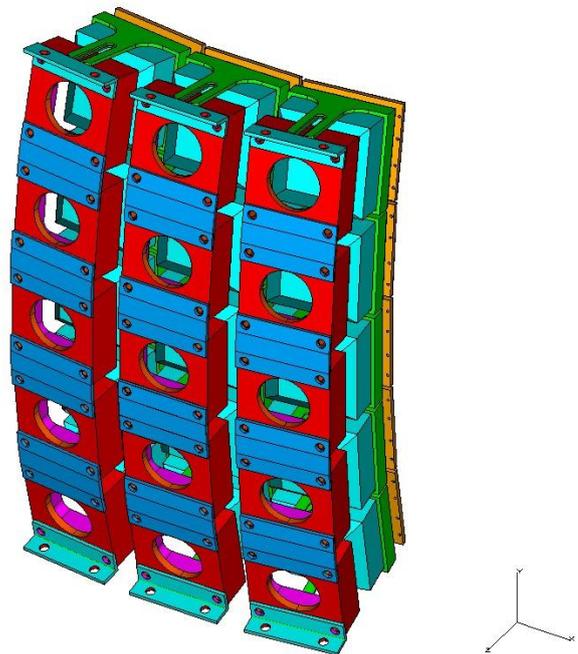


Figura 2.7: Render e foto del nuovo supporto studiato per l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D.

2.8 Elettronica

Per illustrare brevemente l'elettronica di G.A.R.F.I.E.L.D. si può prendere in considerazione un singolo settore, in quanto lo schema si ripete per tutti gli altri. I segnali provenienti dalle MSGC, dai CsI(Tl) e dai Silici 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} - 10^{-6} 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, 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/silici o di microstrip. 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. 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.

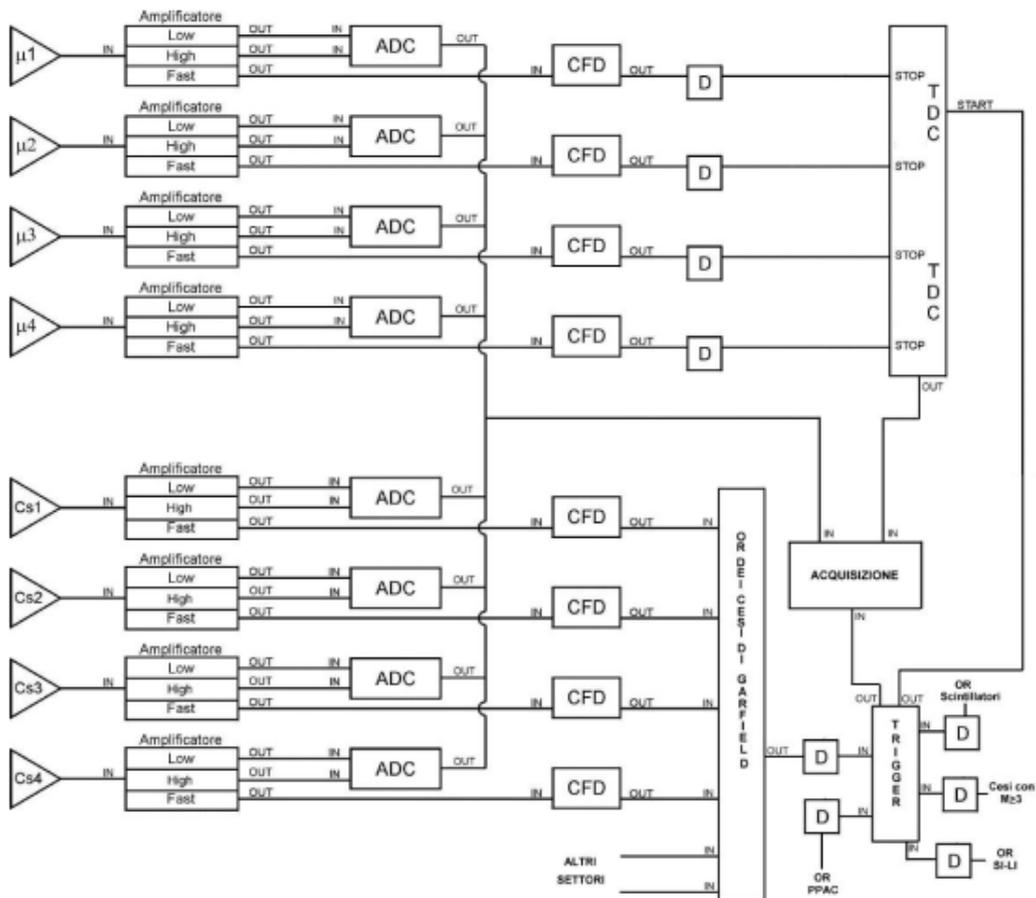


Figura 2.8.1: Schema dell'elettronica per acquisire i dati dai rivelatori di un singolo spicchio delle camere C1 e C2.

La scelta del trigger rappresenta un aspetto cruciale per la misura perché 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 il rumore, oppure un trigger che seleziona una

particolare misura da effettuare scartando le altre. Ultimamente è in corso la sostituzione dell'elettronica con elettronica a campionamento mediante moduli che comprendono la fase analogica di amplificazione, il campionamento del segnale a 125 MHz e 12 bit ed un DSP (Digital Signal Processor) che consente di ottenere dal segnale campionato più informazioni, come ampiezza, tempo di salita, integrazione con diverse costanti di tempo. Attualmente l'elettronica per i CSI è stata sostituita, mantenendo il segnale di trigger con l'OR dei CFD, mentre per le microstrip la sostituzione sarà effettuata in futuro.

CAPITOLO 3

Rivelatori al silicio e misure sperimentali

3.1 Introduzione

I rivelatori di particelle a semiconduttore sono rivelatori basati su materiali di tipo cristallino costituiti da semiconduttori drogati; il Silicio ed il Germanio sono tra i semiconduttori più utilizzati per la rivelazione di particelle in esperimenti di fisica degli ioni pesanti. Questo tipo di rivelatori sostituirono i precedenti a partire dagli anni sessanta grazie alla loro alta risoluzione e velocità, ma soprattutto grazie all'alta densità di cui sono dotati. La densità enormemente superiore a quella dei precedenti rivelatori a gas facilita infatti molto la probabilità di interazione e, cosa non meno significativa, li rende facilmente lavorabili e fabbricabili in piccole dimensioni. Questi nuovi rivelatori sono sostanzialmente delle camere a ionizzazione in cui il gas è ora sostituito da un mezzo solido di bassa conducibilità. Quando una particella ionizzante attraversa questo mezzo, essa crea delle coppie elettrone-lacuna, che vengono separate dal campo elettrico e raccolte sugli elettrodi. Mentre in un rivelatore a gas occorrono circa 30 eV per creare una coppia elettrone-lacuna in questi rivelatori solidi bastano solamente circa 3 eV. A parità di altre condizioni dunque il segnale è circa 10 volte maggiore. Un problema è però caratterizzato dal fatto che il semiconduttore dovrebbe avere un'alta resistività, per fare in modo che il numero di coppie separate dalla carica rivelata sia maggiore del numero di cariche libere presenti nella regione sensibile, in questo modo l'impulso di tensione sarebbe superiore al rumore di fondo. E' per far fronte a questo problema che il metodo più comune di funzionamento di questi rivelatori si basa su di un drogaggio e sulle caratteristiche operative di una giunzione p-n polarizzata inversamente, che li rende sotto molti aspetti simili ad un diodo. La principale caratteristica dei solidi è la distribuzione di livelli energetici possibili in bande di energia separate da intervalli proibiti (detti bande proibite, o band gap dall'inglese). Nei conduttori di solito l'ultima banda (detta

banda di conduzione) non è riempita e quindi esistono livelli non occupati di energia adiacenti a quelli occupati. Gli elettroni possono accedere a questi livelli vuoti ricevendo energia dall'esterno. Gli elettroni delle bande inferiori, che sono tutte piene, non acquistano energia e non influiscono nel processo di conduzione. L'ultima banda piena si chiama banda di valenza. Questa configurazione non è l'unica che permetta di avere proprietà di conduzione. L'ampiezza della zona proibita è definita banda proibita, o energia di gap. Con questo parametro è possibile definire i semiconduttori come quei solidi la cui banda proibita è abbastanza piccola da far sì che ad una temperatura sufficientemente bassa si possa osservare statisticamente una conduzione dovuta al passaggio dei portatori di carica dalla banda di valenza (piena) a quella di conduzione per eccitazione termica. In particolare quando viene fornita dell'energia, gli elettroni nella banda di valenza possono passare nella banda di conduzione formando una coppia elettrone - lacuna. Questa energia può derivare dall'energia interna, e quindi dalla temperatura del rivelatore, o dall'esterno, come l'interazione con la particella da rivelare. Applicando una tensione esterna le coppie così formate migrano, gli elettroni verso l'anodo, le lacune verso il catodo. Si forma così una corrente proporzionale al numero di coppie formate e quindi all'energia della particella, ma a causa della ricombinazione delle coppie questo metodo di rivelazione sarebbe inefficiente. Per questo si utilizza una giunzione p-n inversamente polarizzata. Così facendo otteniamo una regione detta di *svuotamento* priva di portatori maggioritari di carica (elettroni nella banda di conduzione nella zona n, e lacune nella banda di valenza nella zona p). Questa zona è la zona attiva, e la sua larghezza aumenta con la radice della tensione applicata. Spesso si lavora con rivelatori completamente svuotati, ovvero nei quali tutto il volume del rivelatore è attivo per la rivelazione della radiazione. Aumentando ancora la tensione il campo elettrico interno diventa più uniforme. È essenziale lavorare con rivelatori svuotati completamente se si vogliono utilizzare come rivelatori di ΔE . A temperatura ambiente gli elettroni in un isolante si sistemano solitamente tutti nella banda di valenza, per questo un'energia termica è insufficiente per eccitare gli elettroni attraverso il gap energetico, nel cristallo non ci sarà dunque nessun movimento, quindi nessun passaggio di corrente. Per un conduttore, l'assenza di un gap energetico permette agli elettroni eccitati di saltare termicamente nella banda di conduzione dove saranno liberi di muoversi ottenendo un flusso di

corrente. In un semiconduttore invece come abbiamo precedentemente detto il gap energetico è intermedio; in questo caso allora, solo pochi elettroni risulteranno eccitati e sarà bassa la probabilità di occupazione della banda di conduzione. La corrente è generata sia dallo spostamento degli elettroni liberi nella banda di conduzione sia dal movimento delle lacune nella banda di valenza, ed allo stesso tempo saranno presenti casi di elettroni lacune che si ricombineranno. In condizioni ideali si raggiunge una concentrazione di equilibrio di coppie. Indicando con n_i tale concentrazione e con T la temperatura si può dimostrare che vale la formula, chiamata dell'azione di massa:

$$n_i = \sqrt{N_v N_c} e^{-\frac{E_g}{2kT}} = A T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (\text{equazione 3.1.1})$$

dove N_c è il numero di stati nella banda di conduzione, N_v il numero di stati nella banda di valenza, E_g il gap energetico a 0° K e K la costante di Boltzmann. N_c e N_v possono essere calcolati tramite la statistica di Fermi-Dirac che mostra la loro dipendenza da $T^{\frac{3}{2}}$. Tipicamente i valori di n_i sono di $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ per il silicio ad una temperatura di 300° K. Sapendo che il silicio ha inoltre una densità media di 10^{22} atomi al cm^3 , si comprende che solo 1 ogni 10^{12} atomi di silicio è ionizzato. Sotto l'azione di un campo elettrico esterno, la velocità di deriva degli elettroni e delle lacune in un semiconduttore può essere descritta nel seguente modo:

$$v_e = \mu_e \bar{E} \quad (\text{equazione 3.1.2})$$

$$v_l = \mu_l \bar{E} \quad (\text{equazione 3.1.3})$$

dove \bar{E} è l'intensità del campo elettrico mentre μ_e e μ_l sono le mobilità di elettroni e lacune. Per un dato materiale le mobilità sono funzioni dell'energia e della temperatura, ad esempio il silicio a temperatura ambiente ha mobilità all'incirca costanti, sottolineando una relazione di tipo lineare tra velocità ed energia. Le mobilità determinano la corrente di un semiconduttore.

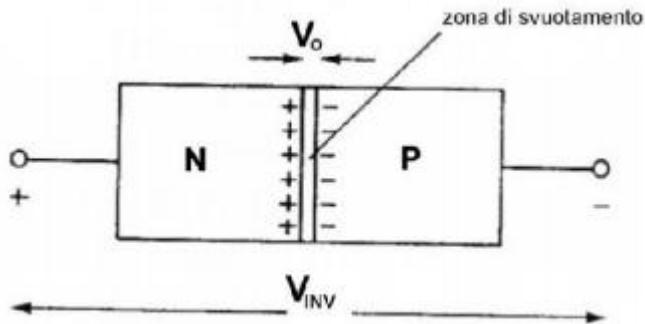


Figura 3.1.1: Schema di una giunzione p-n ai capi della quale viene data una tensione inversa capace di allargare la zona di svuotamento

3.2 Rivelatori al silicio

Come abbiamo visto precedentemente in un semiconduttore intrinseco il numero di lacune è pari al numero di elettroni, ma questo equilibrio può essere alterato aggiungendo atomi di altri elementi. Essi si inseriscono nel reticolo cristallino del materiale influenzando così la struttura a bande dello stesso. In queste condizioni il cristallo prende il nome di semiconduttore drogato. Si possono aggiungere atomi pentavalenti, e ricordando che il Si è tetravalente, il 5° elettrone va ad inserirsi in un livello di energia discreta nel *gap* proibito nelle vicinanze della banda di conduzione. Tali livelli sono quindi creati dall'aggiunta degli atomi droganti. In questo modo si rendono disponibili molti elettroni per la corrente e le lacune diventano portatori minoritari. Tale semiconduttore è di tipo n. Semiconduttori di tipo p, sono invece drogati con atomi trivalenti. Con un elettrone di valenza in meno, non ci sono un numero sufficiente di elettroni per riempire la banda di valenza e quindi un eccesso di lacune. Anche questi atomi impurità modificano la struttura a bande creando livelli di energia nel *gap* proibito vicino alla banda di valenza. In questi tipi di semiconduttori le lacune sono i portatori maggioritari della corrente. Mettendo a contatto un semiconduttore tipo n con uno tipo p si forma una giunzione p-n. Nella zona vicino alla superficie di

contatto si forma una zona svuotata (*depletion region*) caratterizzata da una mancanza di portatori di carica mobili. A causa della diversa concentrazione di portatori, inizialmente vi è una migrazione di lacune verso la regione n e di elettroni verso la regione p, e si verifica la ricombinazione. La regione di tipo p più vicina alla giunzione si carica negativamente, mentre quella di tipo n positivamente, creando così un campo elettrico che ferma ulteriori migrazioni. L'aspetto interessante è che il campo elettrico tende a spazzare via ogni elettrone o lacuna creata o entrante nella zona svuotata. La giunzione p-n diventa utile come rivelatore quando ad essa è applicata una differenza di potenziale ΔV , tramite una tensione negativa sul lato p (o positiva sul lato n). Questa differenza di potenziale attira le lacune della regione p verso l'elettrodo e allo stesso modo gli elettroni dalla regione n verso l'elettrodo positivo. L'effetto netto è di allargare la zona svuotata e di aumentare il campo elettrico intrinseco. Questo è vantaggioso perché la zona svuotata rappresenta la regione attiva della giunzione p-n che può essere utilizzata come rivelatore.

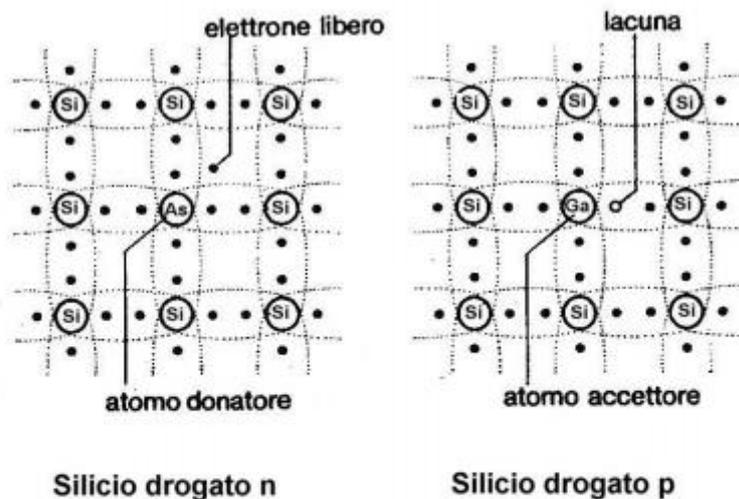


Figura 3.2.1: Schema di un reticolo di silicio drogato p e drogato n. Per chiarezza, come elemento drogante è stato scelto da un lato il Gallio e dall'altra l'Arsenio

Infatti, una particella entrante in questa regione ionizza e quindi libera degli elettroni e delle lacune i quali sono costretti dal campo elettrico a migrare verso gli elettrodi generando così il segnale di corrente. Se tutto il volume del rivelatore è svuotato questo può essere utilizzato come rivelatore per particelle che passano attraverso il rivelatore, in quanto tutta l'energia perduta può essere rivelata. Per formare una coppia elettrone-lacuna in un semiconduttore al silicio è necessaria un'energia media di circa 3.6 eV e questo fa sì che la risoluzione energetica di questi dispositivi sia molto buona.[15] Il normale livello di drogaggio che riguarda i semiconduttori al silicio è dell'ordine di 1 atomo di impurezza per $10^6 - 10^8$ atomi di silicio, per questo motivo risultano modificate le sole proprietà elettriche lasciando inalterate quelle fisiche e chimiche. Quando un materiale semiconduttore intrinseco viene drogato con impurità di tipo n si ha un aumento del numero di elettroni, i quali diventano i portatori maggioritari, con conseguente diminuzione del numero di lacune. Quando il silicio è drogato con una impurezza di tipo pentavalente, quattro dei 5 elettroni di valenza occupano legami covalenti, mentre il quinto rimane libero e disponibile come portatore di carica. L'energia necessaria per separare il quinto elettrone dall'atomo è dell'ordine di 0.05 eV, considerevolmente minore di quella necessaria per spezzare il legame covalente. Risulta sufficiente dunque una minima energia per ionizzare atomi impuri, per questo motivo i silici vengono drogati con strutture di tipo n. Vengono così impiegati per la rivelazione di particelle cariche. All'interno di questi materiali drogati si viene a creare una zona di contatto fra i due componenti della giunzione provocando un abbassamento dei livelli energetici. Si presenta in questo modo una situazione in cui la zona di svuotamento si estende interamente nel semiconduttore che si viene a formare. E' così che applicando una tensione inversa (con potenziale negativo) si crea un campo elettrico con il conseguente trascinarsi dei portatori di carica liberi fuori dalla zona di svuotamento. Il campo elettrico ed il potenziale presenti nella regione di svuotamento possono essere calcolati risolvendo l'equazione di Poisson:

$$\frac{d^2}{dx^2} V = -\frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} = -\frac{\rho}{\epsilon_{Si}} \quad (\text{equazione 3.2.1})$$

dove ϵ_0 è la permeabilità nel vuoto, ϵ_r la costante dielettrica del silicio e ϵ_{Si} la permeabilità del silicio. La densità di carica ρ è data dalla carica spaziale e nei semiconduttori drogati è circa uguale alla densità d'impurità. Il campo elettrico nella regione di svuotamento si può scrivere anche come:

$$E = -\frac{dV}{dx} \quad (\text{equazione 3.2.3})$$

Il campo elettrico raggiunge poi un valore massimo nella giunzione ($x=0$) dove:

$$E_{MAX} = -q \frac{N_A}{\epsilon_{Si}} x_p \quad (\text{equazione 3.2.4})$$

Se la densità di drogaggio è maggiore in una zona piuttosto che in un'altra, la giunzione si estenderà di conseguenza maggiormente nella zona drogata.[16] Quando una giunzione p-n è sottoposta ad una tensione esterna si ha un aumento della zona di svuotamento e la giunzione è posta a *reverse bias*. Una giunzione p-n a reverse bias con tensione inversa sufficiente da provocare uno svuotamento completo di portatori dà origine ad un rivelatore con le caratteristiche fisiche simili a quelle di una camera a ionizzazione, permettendo un più semplice metodo di rivelazione. Applicando una tensione di bias la corrente risulterà circa uguale alla densità di corrente di saturazione, è questa tensione inoltre la responsabile dello spessore dello strato di svuotamento e quindi anche della capacità del rivelatore. Nel silicio vi sono rilevanti variazioni delle caratteristiche ideali causate dai processi, seppur in maggioranza eliminati, di generazione-ricombinazione. In condizioni di tensione inversa, la rottura, *breakdown*, è definita come il rapido aumento della corrente che porta la tensione ad aumentare superando una prefissata *tensione di soglia*. Questa alta corrente può danneggiare il silicio rendendolo inutilizzabile. Il limite di rottura è una caratteristica intrinseca del tipo di rivelatore usato. Nonostante la giunzione sia polarizzata inversamente esiste comunque una corrente elettrica: la corrente inversa di saturazione Tale

corrente è dovuta al movimento dei portatori minoritari attraverso la giunzione, ed è favorita da un incremento della temperatura che facilita appunto la creazione di coppie elettrone lacuna a seguito dell'agitazione termica. E' importante che la corrente inversa sia la più piccola possibile in quanto il rumore all'uscita del rivelatore è proporzionale al suo valore. A causa della struttura cristallina però questi dispositivi vanno incontro ad un invecchiamento definito come danno da radiazione. Le particelle incidenti tendono a rimuovere gli atomi dalla loro posizione originale andando così ad alterare il reticolo cristallino. La conseguenza è che la corrente inversa aumenta e il rivelatore perde in risoluzione di energia.

3.3 Tecnica di identificazione ΔE -E

Il riconoscimento delle specie nucleari prodotte sperimentalmente nelle reazioni nucleari rappresenta il punto di partenza per le successive analisi fisiche. Le informazioni sui vari isotopi infatti rendono possibili l'estrazione delle variabili termodinamiche come ad esempio la temperatura della sorgente. Si può dunque investigare se si è raggiunto un equilibrio termodinamico a seguito di una collisione tra ioni pesanti oppure studiare il modo di diseccitazione per poter dare un contributo allo studio dei meccanismi di reazione nucleari. Per rivelare le particelle prodotte durante l'esperimento si utilizzano i rivelatori posti in sequenza di cui abbiamo dato una breve descrizione nei capitoli precedenti, che misurano la perdita di energia e l'energia residua delle particelle cariche emesse. La loro identificazione è ottenuta attraverso la relazione fra la perdita di energia e l'energia residua. Il grafico di queste grandezze presenta delle fasce distinte per diverse cariche e masse. Per l'identificazione in carica, i metodi tradizionali si basano su procedure semiautomatiche utilizzando delle funzioni analitiche empiriche (P.I.F. particle identification function) o sulla realizzazione di tagli grafici attorno alle linee delle diverse cariche, e ogni evento è identificato mediante la sua inclusione nei diversi contorni caratterizzanti le diverse cariche. Per l'identificazione in massa il metodo più usato è proprio questo non esistendo funzioni empiriche simili alle PIF. Esso sebbene sia molto efficace, è applicabile

solo in quelle regioni dove vi è statistica sufficiente. Non si possono estrarre informazioni dove la statistica è scarsa. Inoltre richiede molto tempo e molta precisione da parte di chi esegue la procedura. Risulta quindi, anche per questa ragione, molto difficilmente utilizzabile per grandi numeri di rivelatori. Per l'utilizzo di dispositivi a 4π come il Ring Counter dell'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. e scintillatori come rivelatori di energia residua, è richiesta una procedura di identificazione veloce e precisa per massa e carica, e che tenga presente della non linearità della risposta energetica del CsI(Tl). Il principale metodo utilizzato è quello che si avvale della formula di Bethe-Bloch, nella quale il segnale di energia residua dipende fortemente dalla carica della particella e più debolmente dalla sua energia. La perdita di energia per unità di lunghezza (*stopping power*) per una particella con numero atomico Z in un materiale di numero atomico Z_{abs} è data dunque dalla formula di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi N Z^2 Z_{abs}}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln\left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (\text{equazione 3.3.1})$$

dove $v = \beta c$ è la velocità della particella, N è la densità di atomi del materiale attraversato (in cm^3), ed il parametro I rappresenta l'energia di eccitazione media degli elettroni atomici [17]. Per $\beta \ll 1$ l'equazione si riduce a:

$$\frac{dE}{dx} = K_1 \frac{M Z^2}{E} \ln\left(K_2 \frac{E}{M}\right) \quad (\text{equazione 3.3.2})$$

con M massa della particella, K_1 e K_2 costanti. Poiché il termine logaritmico è poco sensibile alle variazioni di energia si usa inglobarlo nella costante. Il risultato è:

$$\frac{dE}{dx} = K_3 M Z^2 \quad (\text{equazione 3.3.3})$$

Un telescopio ΔE - E è costituito da un rivelatore sottile posto in fronte ad uno più spesso. Se lo spessore Δx del primo rivelatore è piccolo rispetto alla lunghezza di penetrazione della particella per quel materiale, questa depositerà solo una piccola parte della sua energia nel primo rivelatore (detto per questo “rivelatore ΔE ”) ed entrerà nel secondo da cui invece verrà fermata. L’energia ΔE persa nel primo rivelatore sarà data da:

$$\Delta E \approx \frac{dE}{dx} \Delta x \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (\text{equazione 3.3.4})$$

Misurando quindi simultaneamente la perdita di energia ΔE e l’energia totale E per una particella, questa potrà essere identificata attraverso il suo prodotto MZ^2 (nel nostro caso, trattandosi di nuclei, tale prodotto è $\propto AZ^2$ con A numero di massa del nucleo rivelato). Entrambi i rivelatori devono quindi essere in grado di fornire l’informazione sull’energia in essi depositata dalla particella. L’energia misurata dal secondo rivelatore sarà $E_{res} = E - \Delta E$.

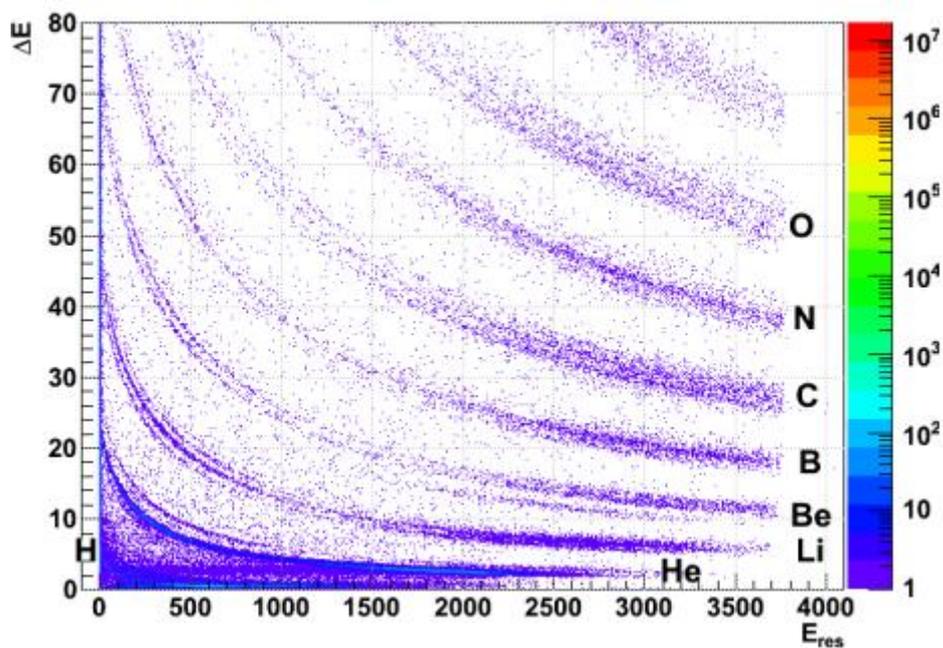


Figura 3.3.1: Correlazione $\Delta E - E_{res}$ per il telescopio campione. Si noti la buona separazione in massa almeno fino al carbonio.

Riportando in grafico i valori di perdita di energia e quelli di energia residua si ottengono delle curve del tipo mostrato in Figura 3.3.1, relativa ad un telescopio E- ΔE (silicio-CsI(Tl)). Queste curve in particolare corrispondono agli elementi con $Z \leq 9$. Sono inoltre distinguibili gli aggregati di curve associati ad uno stesso Z, la suddivisione di questi aggregati è dovuta ai diversi valori del numero di massa A. Gli eventi corrispondenti a particelle che non hanno energia sufficiente per oltrepassare lo spessore di silicio sono disposti a $E_{res} = 0$, parallelamente all'asse dei ΔE ed in questo caso, di fatto, l'identificazione con il metodo $E - E_{res}$ non è possibile. Se l'energia della particella è sufficiente invece questa potrà attraversare completamente (punch through) il silicio ed originare un segnale nello ioduro di cesio. Aumentando ulteriormente l'energia, E diminuisce per poi tendere a stabilizzarsi ad un valore quasi costante via via che ci si avvicina alla zona di minimo di dE/dx , prevista dalla precedente equazione 3.3.1. Recentemente il gruppo sperimentale ha messo a punto metodi più sofisticati di identificazione in massa e carica che si fondano ancora sulla formula di Bethe e Block, ma con meno approssimazioni dei metodi precedenti. Viene costruita una formula analitica funzione di Z ed M e si costruisce una procedura di fit con alcuni parametri liberi. I risultati ottenuti sono molto migliori di quelli ottenuti con i metodi precedenti.[18]

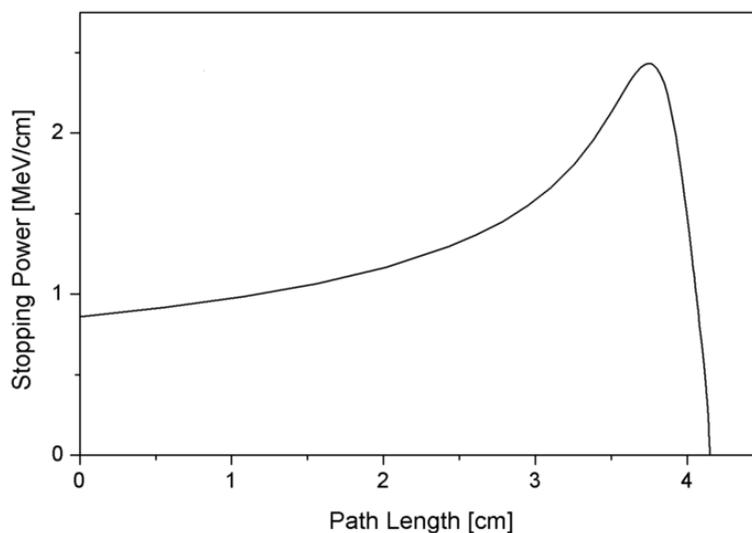


Figura 3.3.2 : Stopping power per particelle alfa nell'aria con energia di 5.49 MeV.

3.4 Misura di ΔE con rivelatori a semiconduttore

Nei telescopi ΔE -E la misura della perdita di energia è spesso effettuata da rivelatori a semiconduttore, costituiti da una giunzione p-n in silicio polarizzata inversamente. Questo è anche il caso dei rivelatori del Ring Counter. In generale si usa operare con rivelatori overdepleted, in cui la giunzione viene contropolarizzata con una tensione superiore a quella di completo svuotamento, V_d . In queste condizioni la regione di carica spaziale si estende all'interno del chip su tutto il suo spessore; si ottengono così numerosi vantaggi: la capacità della giunzione viene minimizzata, riducendo il rumore elettronico e contemporaneamente tutto lo spessore del rivelatore è reso attivo ai fini della misura dell'energia. Inoltre, aumentando in questo modo il campo elettrico all'interno del chip viene ridotta la possibilità di ricombinazione dei portatori e diminuito il tempo di raccolta della carica ottenendo migliore risoluzione sia in energia che in tempo. Il principio di funzionamento di tale rivelatore è già stato descritto nel paragrafo 3.2. La carica prodotta, muovendosi per effetto del campo elettrico, induce un impulso di corrente nel circuito connesso al rivelatore. Integrando tale impulso con un preamplificatore di carica si ottiene un impulso di tensione di ampiezza proporzionale alla carica stessa e quindi una misura dell'energia. Le principali cause di indeterminazione di questa misura per particelle che non si fermano nel rivelatore sono:

- il rumore elettronico;
- la disuniformità dello spessore del rivelatore;
- l'energy straggling, cioè la fluttuazione nella perdita di energia E presente anche per particelle identiche e della stessa energia.

3.4.1 Rumore elettronico

La presenza del rumore elettronico genera un allargamento della distribuzione di ampiezza dei segnali all'uscita della catena elettronica. Sebbene ogni componente della catena contribuisca al rumore del segnale, il contributo più importante si origina nel primo stadio, il preamplificatore di carica. Qui è minima l'ampiezza del segnale e il rumore avrà peso maggiore, si avrà quindi il peggiore rapporto segnale/rumore. Gli stadi successivi amplificano in ugual misura il segnale ed il rumore del preamplificatore: il loro contributo al rumore è in genere trascurabile rispetto a quello, amplificato, del primo stadio. La densità spettrale di rumore in uscita dal preamplificatore di carica contiene un termine proporzionale alla somma delle capacità presenti in ingresso, la capacità di feedback C_f , le capacità parassite C_p e la capacità del rivelatore C_D [19]. Tipicamente C_D 100pF mentre C_f, C_p circa 1 pF: la capacità del rivelatore è quindi il termine dominante. Poiché si ha C_D proporzionale ad uno su radice di V , il rumore del primo stadio viene minimizzato operando in svuotamento completo, come già accennato all'inizio del capitolo. In aggiunta a questo contributo occorrerà tener conto del rumore elettronico dovuto alla scheda di campionamento, dato dal rumore di quantizzazione vero e proprio, dipendente dalle caratteristiche dell'ADC, e dal rumore dello stadio di ingresso del campionatore, nonché del rumore dovuto ai vari campioni elettronici che compongono l'apparato. Si può ottenere una stima dell'effetto complessivo di tutte le sorgenti di rumore tramite lo scarto quadratico medio delle fluttuazioni del segnale lungo una prestabilita linea di base.

3.4.2 Disuniformità dello spessore del rivelatore

Se lo spessore del rivelatore non è perfettamente uniforme particelle identiche aventi la stessa energia che attraversano il silicio in punti diversi non rilasceranno la stessa energia. Supponendo che lo spessore del rivelatore sia tale da non produrre sensibili variazioni di E durante l'attraversamento, si può vedere dall'equazione 3.3.4 che ΔE proporzionale Δx . Questo effetto è difficilmente

correggibile in quanto occorrerebbe conoscere l'andamento dello spessore del rivelatore con la posizione sulla superficie e, evento per evento, il punto del rivelatore attraversato. L'incertezza percentuale introdotta sul ΔE di un singolo evento è dell'ordine dell'indeterminazione percentuale sullo spessore. L'effetto delle variazioni di spessore sulle curve dipende invece da come tali variazioni sono distribuite sulla superficie del rivelatore. Spesso aree relativamente grandi del chip presentano uniformità migliore di quella relativa all'intera superficie: l'effetto delle disuniformità sulla larghezza delle curve sarà in tal caso minore di quanto atteso sulla base dell'indeterminazione percentuale sullo spessore. L'effetto che queste disuniformità hanno sulla separazione in ΔE cresce con l'aumentare del numero atomico e del numero di massa [20]. Riportando in grafico ΔE in funzione di E ci si aspetta che le curve corrispondenti ai diversi isotopi dei vari elementi siano sempre meno separate all'aumentare di A (e quindi anche del numero atomico $Z \approx A/2$). Per valori di Z superiori ad un certo limite, determinato dalle caratteristiche del rivelatore e dal range di energie considerato, le curve dei diversi isotopi non saranno più distinguibili e si otterrà una sola curva per ogni valore di Z (come si nota in alto a destra in figura 3.3.1).

3.4.3 Energy straggling

La perdita di energia di una particella all'interno del rivelatore avviene in genere tramite un numero molto grande di interazioni con gli elettroni atomici del materiale attraversato. Sia il numero di interazioni sia l'energia trasferita in ciascuna di queste sono quantità soggette a fluttuazioni statistiche che portano ad un allargamento nella distribuzione delle perdite di energia. Si può dimostrare che, per un numero sufficientemente grande di interazioni con gli elettroni atomici, la distribuzione dei ΔE tende ad una gaussiana la cui varianza σ^2 è, per particelle pesanti non relativistiche:

$$\sigma^2 = 4\pi m_e^2 c^4 r_e^2 N Z^2 Z_{abs} \Delta x \quad (\text{equazione 3.4.3.1})$$

dove Δx è lo spessore attraversato dalla particella e le altre grandezze sono definite come nella 3.3.1. Questa formula, ricavata da Bohr, pur essendo valida solo nel caso particolare di assorbitore spesso, permette di valutare l'importanza dell'energy straggling, almeno da un punto di vista qualitativo. Nel caso di due nuclei con numeri atomici Z e Z_0 tali che $Z - Z_0 = \delta Z = 1$ e trascurando il termine logaritmico nella (3.3.1) si ha: $\frac{\delta(\Delta E)}{\sigma} \propto \frac{\delta Z}{E}$ dove $\delta(\Delta E)$ è la differenza dei ΔE dei due ioni per l'energia E . Per due isotopi di massa A e A_0 con $A - A_0 = \delta A = 1$ di un dato elemento si ottiene $\frac{\delta(\Delta E)}{\sigma} \propto Z \frac{\delta A}{E}$.

Si vede quindi che per effetto dello straggling ad una data energia la separazione isotopica peggiorerà con il diminuire del numero atomico e che per un dato Z essa peggiorerà all'aumentare dell'energia.[21]

3.5 Impulso di corrente per una particella carica leggera

I rivelatori al silicio impiegati in questo lavoro hanno un drogaggio di tipo NTD (Neutron Transmutation Doped) e quindi il bulk è di tipo n mentre il lato di campo elettrico “forte” è quello p++ della giunzione. Per una giunzione di spessore d a cui è applicata una tensione V maggiore della sua tensione di svuotamento, l'andamento del campo elettrico $E(z)$ con la posizione z calcolata a partire dalla faccia di campo forte è [22]:

$$|E(z)| = \frac{V+V_d}{d} - \frac{2V_d}{d} \frac{z}{d} \quad (\text{equazione 3.5.1})$$

L'andamento della (3.5.1) con z è riportato in figura. Avendo scelto di orientare l'asse z da p++ a n+ la componente z del campo elettrico $E(z)$ è negativa.

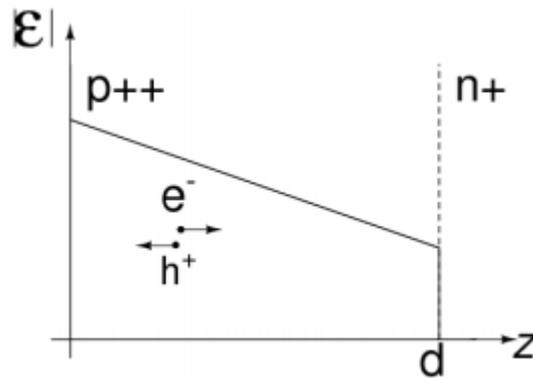


Figura 3.5.1: Andamento del modulo del campo elettrico all'interno del rivelatore per $V > V_d$.

Consideriamo il moto di un singolo un elettrone, generato alla posizione z_0 al tempo t_0 ; la sua equazione di moto sarà:

$$dz_e = v_e dt = -\mu_e E(z_e) dt \quad (\text{equazione 3.5.2})$$

dove μ_e rappresenta la mobilità degli elettroni. Inserendo nella (3.5.2) l'espressione di $E(z)$ data dalla (3.5.1) otteniamo:

$$\frac{dz_e}{dt} = -\mu_e \left(\frac{V+V_d}{d} - \frac{2V_d}{d} \frac{z}{d} \right) = 2\mu_e \frac{V_d}{d^2} z - \mu_e \frac{V+V_d}{d} \quad (\text{equazione 3.5.3})$$

da cui:

$$z_e(t) = K \exp \left(2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) d \quad K=\text{costante} \quad (\text{equazione 3.5.4})$$

Imponendo le condizioni iniziali $z_e(0) = z_0$ si ottiene:

$$z_e(t) = \left\{ z_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) d \right\} \exp \left(2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) d \quad (\text{equazione 3.5.5})$$

Una analoga relazione varrà per una lacuna creata in $z = z_0$:

$$z_h(t) = \left\{ z_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} d \right) \right\} \exp \left(2\mu_h \frac{V_d}{d^2} t \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) d \quad (\text{equazione 3.5.6})$$

Per effetto del campo elettrico le lacune si dirigeranno al lato di campo forte (drogaggio p+) mentre gli elettroni saranno trasportati verso il lato n+ di campo debole. Durante il loro moto si andrà a formare sugli elettrodi di raccolta una carica indotta; il corrispondente segnale in corrente può essere ottenuto dal teorema di Ramo [23]:

$$i_e(t) = -e \mu_e E(z_e) \frac{1}{d} = -e \mu_e \frac{E(z_e(t))}{d} \quad (\text{equazione 3.5.7})$$

$$i_h(t) = -e \mu_h E(z_h) \frac{1}{d} = -e \mu_h \frac{E(z_h(t))}{d} \quad (\text{equazione 3.5.8})$$

Sostituendo l'equazione (3.5.5) nella (3.5.7) per gli elettroni e la (3.5.6) nella (3.5.8) otteniamo:

$$i_e(t) = -\frac{2e\mu_e}{d^2} \frac{V_d}{d} \left[\frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) - z_0 \right] \exp \left(-2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t \right) \quad t < t_{c_e} \quad (\text{equazione 3.5.9})$$

$$i_h(t) = -\frac{2e\mu_h}{d^2} \frac{V_d}{d} \left[\frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) - z_0 \right] \exp \left(-2\mu_h \frac{V_d}{d^2} t \right) \quad t < t_{c_h} \quad (\text{equazione 3.5.10})$$

Dove con t_{c_e}, t_{c_h} si sono indicati il tempo di raccolta dell'elettrone e quello della lacuna. Questi possono essere ricavati a partire dalle rispettive equazioni del moto (3.5.5), (3.5.6) imponendo che si abbia $z_e(t_{c_e}) = 0$ per l'elttrone e $z_h(t_{c_h}) = d$. Si ha:

$$t_{c_e}(z_0) = \frac{d^2}{2\mu_e V_d} \ln \left(\frac{d}{d - z_0 \frac{2V_d}{V_d}} \right) \quad (\text{equazione 3.5.11})$$

$$t_{c_h}(z_0) = \frac{d^2}{2\mu_h V_d} \ln \left(\frac{\frac{d}{2} \left(1 - \frac{V}{V_d}\right)}{z_0 - \frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d}\right)} \right) \quad (\text{equazione 3.5.12})$$

Nel seguito ci tornerà utile la forma del segnale di corrente generato da una particella carica leggera che attraversa il rivelatore lasciandovi una piccola parte della sua energia totale. Approssimeremo considerando la ionizzazione uniforme lungo tutta la traccia e trascureremo l'effetto della ionizzazione stessa sul campo elettrico. Per ottenere la forma del segnale complessivo si dovranno sommare, per le coppie generate lungo tutta la traccia, i contributi di corrente. Per ogni tempo $t = t^*$ fissato si ottengono relazioni del tipo:

$$i_e^{tot}(t^*) = \sum_{z_0=z_{min}}^d i_e(z_0, t^*)$$

(equazioni 3.5.12, 3.5.13)

$$i_h^{tot}(t^*) = \sum_{z_0=z_{max}}^0 i_h(z_0, t^*)$$

con z_{min} t.c. $t^* = t_{c_e}(z_{min})$ z_{max} t.c. $t^* = t_{c_h}(z_{max})$. Allo scopo di calcolare il segnale di corrente dovuto all'intera traccia, è stata scritta una procedura per Root [24] in linguaggio C++ ottenendo la forma mostrata in figura 3.5.2.

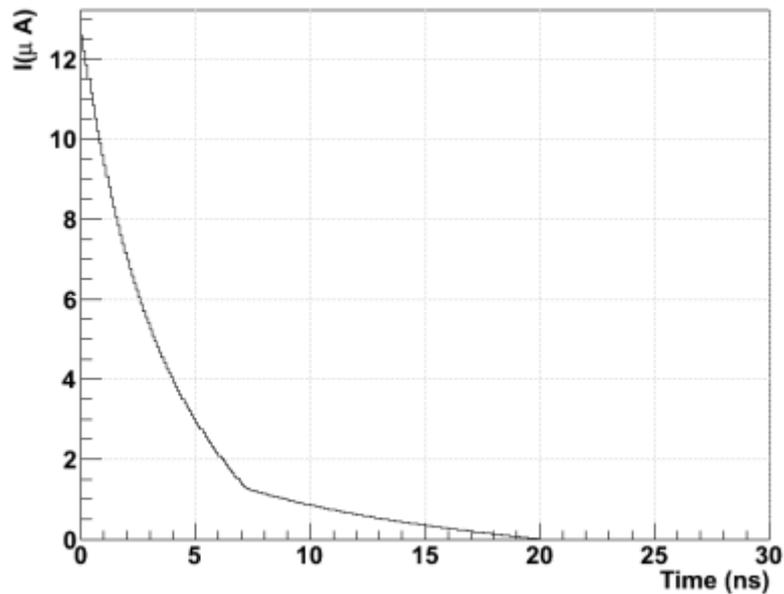


Figura 3.5.2: Risposta in corrente ad una ionizzazione uniforme lungo tutta la traccia. La carica associata all'impulso corrisponde a circa 1 MeV di energia depositata nel silicio.

3.6 Novità sperimentali

In virtù delle considerazioni fatte sui rivelatori a semiconduttore al Silicio si presenta una nuova possibilità di rivelazione legata direttamente al set up sperimentale dell'apparato. L'idea è quella di riuscire ad ottenere una migliore identificazione semplicemente invertendo la faccia che il rivelatore al silicio mostra al fascio interagente. Come citato nel paragrafo 2.7 del capitolo precedente considerando i risultati sperimentali ed i grafici delle misure effettuate presso l'apparato sperimentale G.A.R.F.I.E.L.D. vogliamo costruire un supporto meccanico per rivelatori in serie Si e CsI(Tl) da posizionare in un angolo libero dell'apparato, supporto nel quale però, i rivelatori al silicio saranno posizionati in modo tale che il fascio non colpisca la faccia della giunzione ma interagisca direttamente con la parte di contatto ohmico.

Nel prossimo capitolo saranno descritte le principali linee teoriche per questo processo con le conseguenti problematiche fisiche, meccaniche ed elettroniche. Si riporteranno inoltre i dati ottenuti da diverse prove di laboratorio con il metodo di rivelazione in “*reverse mode*” onde poterne determinare l'effettiva efficacia di utilizzo.

CAPITOLO 4

Rivelazione con il metodo *reverse mode*

4.1 Linee teoriche

In questo lavoro di tesi è stato presentato il nuovo supporto meccanico da inserire nell'apparato di G.A.R.F.I.E.L.D., un supporto per rivelatori in serie al silicio e al CsI per la tecnica di identificazione $\Delta E-E$, in cui i rivelatori al silicio sono montati in modo inverso, mostrando cioè al fascio incidente il contatto ohmico e non la giunzione. Illustreremo brevemente la convenienza di questa rivelazione da un punto di vista teorico comparandola con il metodo classico *front mounting*. Per le particelle che si fermano nel rivelatore montato in front mode si ha una risoluzione energetica migliore ma risulta molto più difficile la discriminazione di carica e massa, ed in particolare l'identificazione degli isotopi delle particelle rivelate. E' proprio questo il motivo che ha spinto la scelta del metodo reverse mounting. Infatti, con il rivelatore diretto verso il fascio incidente le particelle rivelate per ionizzazione invieranno un segnale più rapido poiché arriveranno nella zona di campo elettrico più forte. Per questo motivo i primi elettroni invieranno prima il segnale rispetto ai più lenti permettendo una rivelazione più rapida ed una risoluzione energetica migliore in un intervallo di tempo minore. Il problema si presenta però quando vengono rivelate due particelle con massa e carica diverse ma stessa energia. Per le proprietà del rivelatore solido a semiconduttore secondo la relazione di Bethe-Block la particella più leggera si fermerà prima nel rivelatore rispetto quella più pesante, ma il segnale rivelato in energia sarà simile e difficilmente distinguibile rispetto a quello della particella più pesante. Sarà molto complicato dunque discriminare i prodotti di reazione secondo la loro massa proprio perché le misure di energia persa nel rivelatore mostreranno grafici di ottima risoluzione ma con segnali molto simili fra loro. Prendendo un tempo prestabilito di discriminazione di soglia (in modo che dipenda dall'ampiezza del segnale) si riesce ad avere ottime risoluzioni tramite lo

studio del tempo di salita. Montando invece il silicio al contrario la particella carica arriverà nella zona di campo elettrico più debole, ed il segnale risulterà conseguentemente più lento. E' possibile così massimizzare la differenza fra i rise time dei segnali prodotti dai diversi nuclei carichi aventi la stessa energia. Infatti a parità di energia la particella che riuscirà a penetrare più in fondo nel rivelatore avrà un segnale molto più lungo. Grazie a questo fatto si riesce a discriminare e ad osservare meglio gli Z ed a discriminare i prodotti di reazione in massa seppur si perdano informazioni sul tempo.

4.2 Prove di laboratorio

Per le prove di laboratorio in esame sono stati utilizzati dei rivelatori al silicio della ditta CANBERRA con i due scopi fondamentali di verificarne lo stato, e testare in prima analisi l'efficacia della rivelazione in reverse mode. Ovviamente in laboratorio è impossibile discriminare in forma i segnali, perché provengono tutti dallo stesso tipo di particelle (α). Il rivelatore è formato da 4 strips collegate singolarmente ognuna ad un preamplificatore situato in una scheda madre (motherboards) adiacente alla camera a vuoto tramite cavi schermati. Come detto nel capitolo precedente è necessario testare e calibrare frequentemente questo tipo di rivelatori a semiconduttore poiché fortemente soggetti ad usure di ogni tipo, a partire da quelle meccaniche sino a quelle elettroniche. Va inoltre ricordato che le stesse prove sotto fascio (ad energie molto più elevate piuttosto che in laboratorio) da parte dell'apparato principale di G.A.R.F.I.E.L.D. deteriorano i rivelatori provocando talvolta risultati al di sotto delle aspettative con risoluzioni che peggiorano di qualche percento. Lo scopo iniziale della prova sarà, per queste motivazioni, quello di verificare il funzionamento dei rivelatori una strip alla volta per capire quale di queste potrà ancora essere utilizzata in misure successive e quale strip non può essere utilizzata. Poiché le strip non si possono sostituire si potrà in tal modo decidere quali rivelatori possono essere ancora usati e quali non più. Si fornisce ora brevemente una descrizione delle prove svolte in laboratorio. Poiché per le prove è stata utilizzata una sorgente di particelle alfa è necessario ottenere un vuoto sufficiente al fine di minimizzare la perdita di energia delle particelle prima dell'arrivo al rivelatore e per far sì che il rivelatore stesso possa

funzionare senza scariche. Si utilizza dunque una camera all'interno della quale sia possibile ottenere un vuoto migliore di circa 10^{-3} mmHg. Questa camera ha tre flange principali: un dispositivo manuale utile per posizionare la sorgente alfa e spostarla dall'esterno ponendola in corrispondenza di ognuna delle strip in analisi, un dispositivo che permetta di fare il vuoto all'interno della camera ed infine una flangia che colleghi tramite cavi coassiali il rivelatore ai preamplificatori, tramite una serie di connettori passanti da vuoto. La camera ha un coperchio che permette l'accesso per la sistemazione della sorgente e del rivelatore ed un collegamento inferiore con le pompe per la messa a vuoto. La scelta di porre i preamplificatori nelle immediate vicinanze dei rivelatori permette di diminuire le perdite di segnale dovute ad effetti di assorbimento e di riflessioni all'interno dei cavi (attenuazione dei segnali) e di limitare il rumore dovuto all'aggiunta di capacità in ingresso ai preamplificatori originata dai cavi. I preamplificatori compiono una prima amplificazione del segnale integrandolo, mantenendo la proporzionalità alla carica prodotta dalle particelle nel rivelatore. Contrariamente all'uso corrente, invece di dare tensione positiva al contatto ohmico, si dà tensione negativa al contatto di giunzione e quindi il segnale è positivo in uscita dal rivelatore e, poiché il preamplificatore inverte, il segnale in uscita da questo sarà negativo. Il segnale viene poi inviato agli amplificatori che lo invertono nuovamente, quindi all'ADC ed infine al PC dove si procederà all'analisi dei dati tramite un programma che raccoglie gli eventi registrati sui 4096 canali dell'ADC. Si è proceduto con alcuni test di verifica per ognuna delle 4 strips utilizzando un impulsatore esterno, il quale per comodità di lettura delle misure sul programma e sugli oscilloscopi è stato settato per fornire un segnale di forma ed ampiezza approssimabile a quello teoricamente atteso dalla rivelazione delle particelle alfa. In questo modo per ognuna delle strips viene misurato lo spettro delle particelle emesse dalla sorgente e successivamente calcolata la risoluzione energetica. La misura dello spettro viene effettuata con un sistema di acquisizione che converte il segnale proveniente dall'amplificatore da analogico a digitale (ADC) e quindi "associa" un canale al segnale; ogni valore del canale corrisponde ad una energia rivelata con relazione lineare. Prima di iniziare, per avere la massima efficienza di misura, è necessario determinare la posizione della sorgente rispetto al rivelatore, tarriamo in questo modo la posizione di ogni singola strip su di una scala graduata.

Così facendo si rende massimo l'angolo solido diminuendo conseguentemente i tempi di misura.

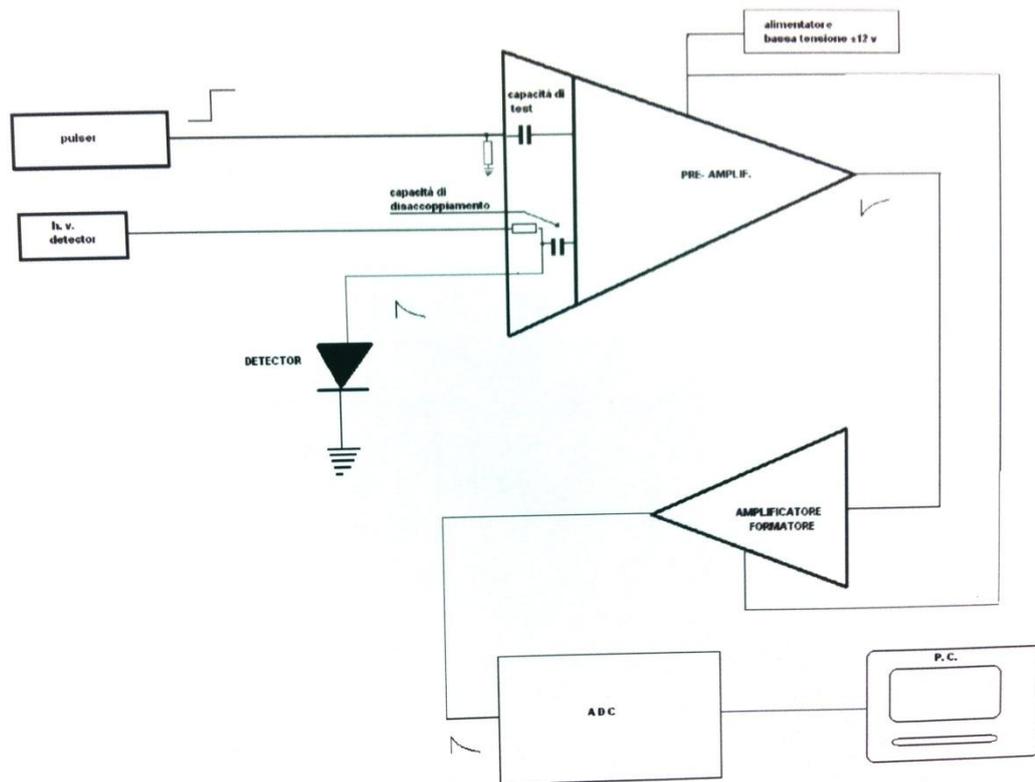
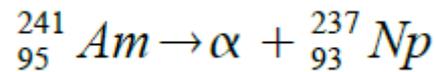


Figura 4.2: Schema elettronico semplificato dell'apparato di laboratorio per l'acquisizione.

4.2.1 Sorgente e misure di rivelazione

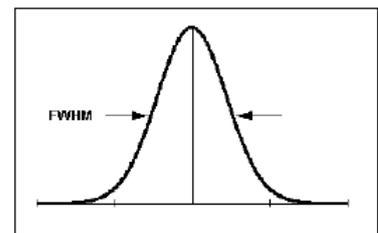
La sorgente utilizzata (sorgente α) è costituita da un supporto cilindrico contenente una piccola quantità di ^{241}Am ($t_{1/2} = 432$ y), emettitore di particelle

alfa di energia con un massimo pari a 5.486 MeV e con attività pari a 3 kBq. La reazione è la seguente:



Il percorso delle particelle alfa emesse dalla sorgente di ${}^{241}\text{Am}$ è strettamente legato al tipo di interazione che esse hanno, durante il loro tragitto, con gli atomi del rivelatore. Nel nostro caso, le particelle alfa percorrono solo pochi micrometri all'interno del materiale prima di venire completamente arrestate; tutta l'informazione relativa al loro deposito di energia (risoluzione) dipende quindi dallo strato superficiale del rivelatore, mentre il resto dello spessore influenza solamente la trasmissione del segnale. Ci si aspetta dunque che la perdita di energia e quindi l'assorbimento delle particelle stesse da parte dei rivelatori sia massimo. Abbiamo allora un fenomeno statistico, cioè il conteggio di un elevato numero di eventi quasi identici (poiché il tipo di particella e la sua energia sono fissati) ma influenzati da errori accidentali, quindi di diversa natura ma di egual peso. Gli spettri raccolti presentano infatti un picco definito, approssimabile da una curva di tipo gaussiano. La funzione Gaussiana è espressa dalla formula:

$$y = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \cdot e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{w^2}}, \quad w = 2\sigma$$



(equazione 4.2.1.1)

dove:

y_0 : offset; A : area totale sottesa dalla curva;

x_0 : posizione del centro del picco;

s : deviazione standard, legata al valore della larghezza del picco a meta altezza (FWHM).

In questa prova si cerca di valutare come varia la risoluzione in energia di ogni strip tenendo conto delle condizioni del rivelatore e del suo posizionamento in *reverse mode*. La posizione del massimo del picco è legato alla resa della sorgente campione in esame mentre la larghezza della "campana" di Gauss fornisce una stima sulla capacità risolutiva del rivelatore influenzato dal processo di deposito di energia nel rivelatore, dunque dalla sua posizione rispetto alla sorgente (nel nostro caso *reverse mode*) e dall'usura (che interferisce sul segnale elettrico raccolto in acquisizione). Essa è caratterizzata dal parametro FWHM (la larghezza a meta altezza), definito come:

$$FWHM = 2\sigma \sqrt{2 \ln(2)} \approx 2.35 \sigma = 2.35 \frac{w}{2} \quad (\text{equazione 4.2.1.2})$$

Piu questo valore è basso, piu la campana di Gauss tende ad una distribuzione a delta di Dirac e migliore sarà quindi la risoluzione. L'errore che affligge questo valore è dato da:

$$\Delta FWHM (\text{canali}) = \sqrt{FWHM(\text{canali})} \quad (\text{equazione 4.2.1.3})$$

Per poter avere un confronto migliore dei dati si ricorre all'espressione percentuale data da:

$$FWHM(\%) = \frac{FWHM(\text{canali})}{x_0} 100 \quad (\text{equazione 4.2.1.4})$$

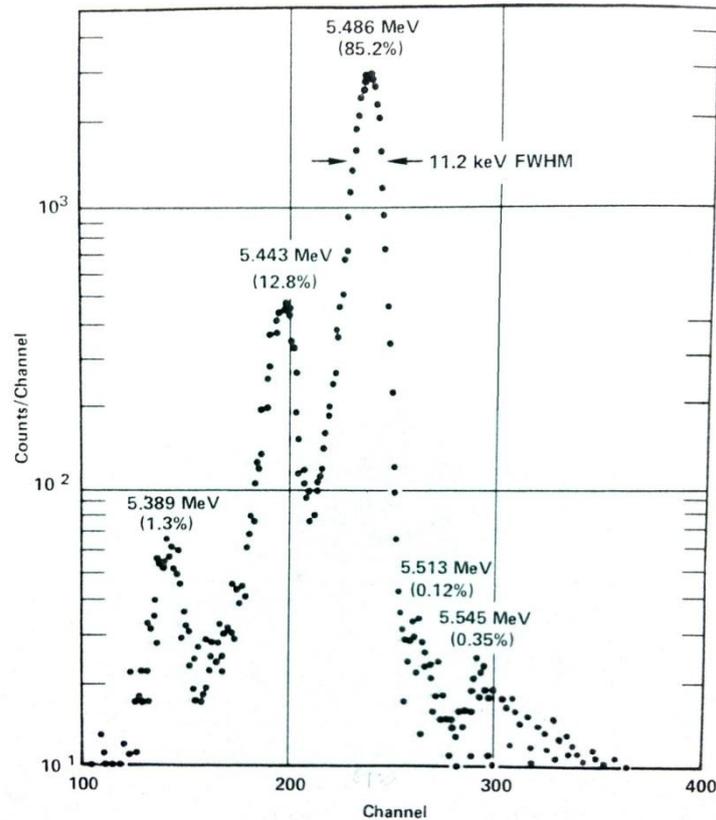


Figura 4.2.1: Tipico spettro di particelle alfa ottenuto da ^{241}Am .

4.2.2 Preamplificatori

I preamplificatori, connessi ad ogni strip del rivelatore, sono contenuti in una scatola metallica esterna alla camera a vuoto. In questo modo hanno la possibilità di raffreddarsi poiché se fossero in vuoto non potrebbero dissipare energia e sono anche schermati. Lo scopo dei preamplificatori è quello di integrare il segnale del rivelatore fornendo un'uscita indipendente dalla capacità di quest'ultimo ma legata solo alla carica prodotta dalla particella rivelata e quindi dall'energia rilasciata. I preamplificatori in uso per queste prove sono stati costruiti apposta per l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D., hanno una sensibilità di 90 mV/MeV permettendo un rapporto segnale rumore sufficientemente basso. Questi preamplificatori per rivelatori al silicio vanno alimentati con una tensione di -12V.

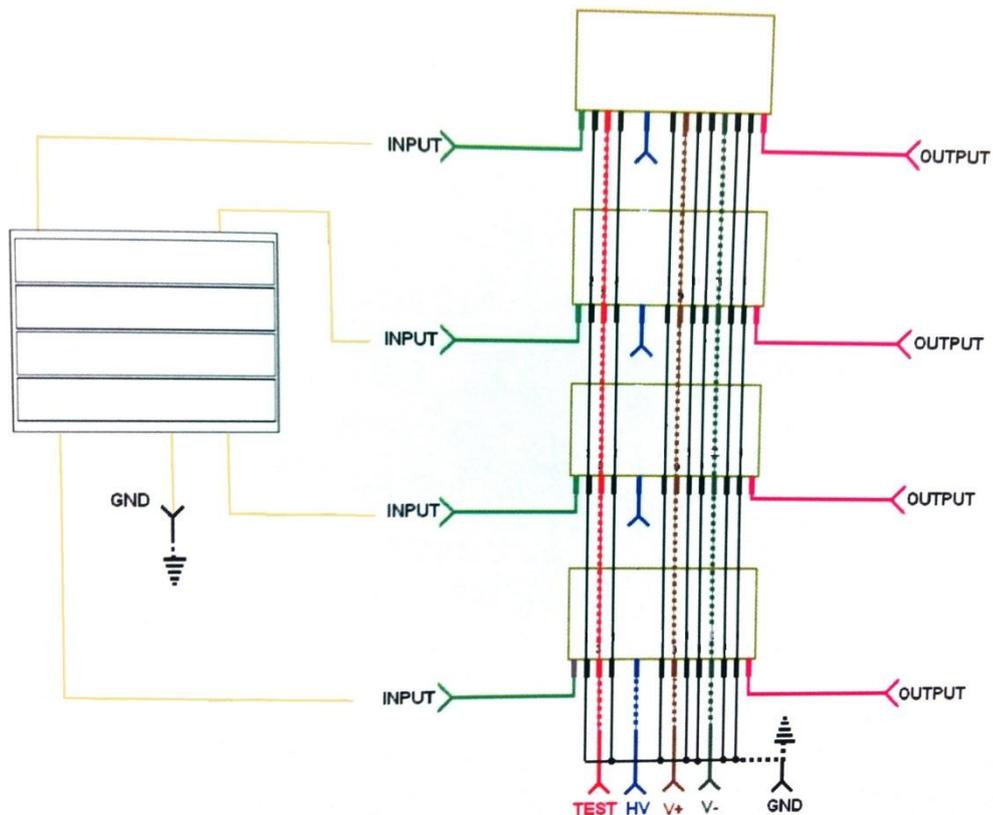


Figura 4.2.2: Schema visivo del collegamento preamplificatori-rivelatore al silicio a 4 strips.

4.2.3 Amplificatore

La risposta del fotomoltiplicatore corrisponde alla carica totale raccolta sull'anodo ed è proporzionale alla luce emessa all'interno dello scintillatore. Il segnale emesso viene quindi inviato ad un amplificatore CAEN Mod. N568B, il quale produce un segnale di tipo gaussiano, la cui ampiezza è pari all'integrale del segnale d'ingresso ma è confinato in un breve intervallo di tempo. Il tempo di integrazione è caratterizzato dallo shaping time, t_s , dell'amplificatore, regolabile a seconda del tipo di segnale proveniente dal rivelatore. Osservando l'ampiezza dell'impulso e la dipendenza dalla risoluzione energetica del segnale al variare

dello shaping time t_s si è deciso di fissare questo valore a 1 μ s per tutte le misurazioni effettuate.

4.2.4 Acquisizione dati

Il segnale uscente dall'amplificatore viene mandato ad un Analizzatore Multicanale provvisto di una scheda ADC (Analog-to-Digital Converter) che converte il segnale di tipo gaussiano in un segnale digitale e lo salva nella memoria del PC. Il valore del segnale digitale in bit è proporzionale all'ampiezza massima del segnale d'ingresso e l'insieme dei diversi segnali acquisiti durante una fase di misura danno luogo ad uno spettro monodimensionale su 4096 canali. Si ha così la distribuzione di energia degli eventi di sorgente che hanno prodotto un segnale nel rivelatore. Ogni misurazione è soggetta ad eventuali instabilità della catena elettronica o nella conversione ADC su tempi brevi; oltre a ciò, il rumore elettronico e le fluttuazioni poissoniane della quantità di carica raccolta possono provocare un allargamento dei picchi con una deformazione di tipo gaussiano.

4.3 Risultati sperimentali

In questo paragrafo vengono presentati i risultati sperimentali ottenuti dalle prove di laboratorio. La prova in questione è stata effettuata presso il laboratorio I.N.F.N. di fisica nucleare situato al Dipartimento di Fisica dell'Università di Bologna. La sorgente utilizzata, come detto precedentemente, è un Americio 241 che emette per decadimento particelle alfa di energia al picco massimo di 5.486 MeV. Lo scopo principale dell'esperienza è quello di verificare lo stato dei rivelatori a semiconduttore al silicio montati in *reverse mode* della serie CANBERRA PF-4CT-50*50-200EB verificandone la risoluzione di rivelazione con il metodo descritto nel paragrafo 4.2.1.

PF-4CT-50*50-200EB

Detector active area:	50*50	mm
Chip dimensions:	51.5*51.5	mm
Mount:	epoxy board	
Epoxy board dimensions:	57*55	mm
Connector:	pin	(supplied by customer)
Number of Pads:	4	
Pad pitch:	12.5	mm
Pad length:	50	mm
Chip thickness:	200 +/- 15	µm
Depletion depth (min./max.):	185 /215	µm
Contact to junction:	wire bonding	
Contact to ohmic side:	Wire bonding	
Junction window thickness:	< 50	nm
Ohmic window thickness:	< 1500	nm
Pad capacitance (max.):	360	pF

Estimated detector performance:

	<i>typ.</i>	<i>max.</i>	
Operating voltage:	25	60	Volts
Reverse current per pad at 20°C:	25	100	nA
Total current at 20°C:		250	nA
Electronic noise per pad at 20°C	16	18	keV

Figura 4.3.1: Caratteristiche costruttive della serie CANBERRA PF-4CT-50*50-200EB.

Ovviamente con il metodo *reverse mode*, la risoluzione attesa sarà peggiore rispetto a quella del *front mode*. Mostriamo dunque le caratteristiche di uno dei rivelatori effettuati con le relative grandezze fisiche corrispondenti per il turno di misura. Il silicio utilizzato è il Silicio N° 58301 della serie CANBERRA le cui caratteristiche sono mostrate in figura 4.3.2. Prima di iniziare la rivelazione sono stati controllati i contatti delle 4 strip del silicio. I contatti sono dei piccolissimi fili connettori che collegano la strip del silicio al connettore che invierà il segnale della particella rivelata al preamplificatore relativo a quella strip. Una volta controllati i contatti il rivelatore viene posizionato nella camera assieme alla sorgente e viene fatto il vuoto. Per una migliore rivelazione è stato necessario effettuare una calibrazione in modo da poter sapere precisamente quando la sorgente posizionata sul braccio meccanico sarà posizionata esattamente su una singola strip.

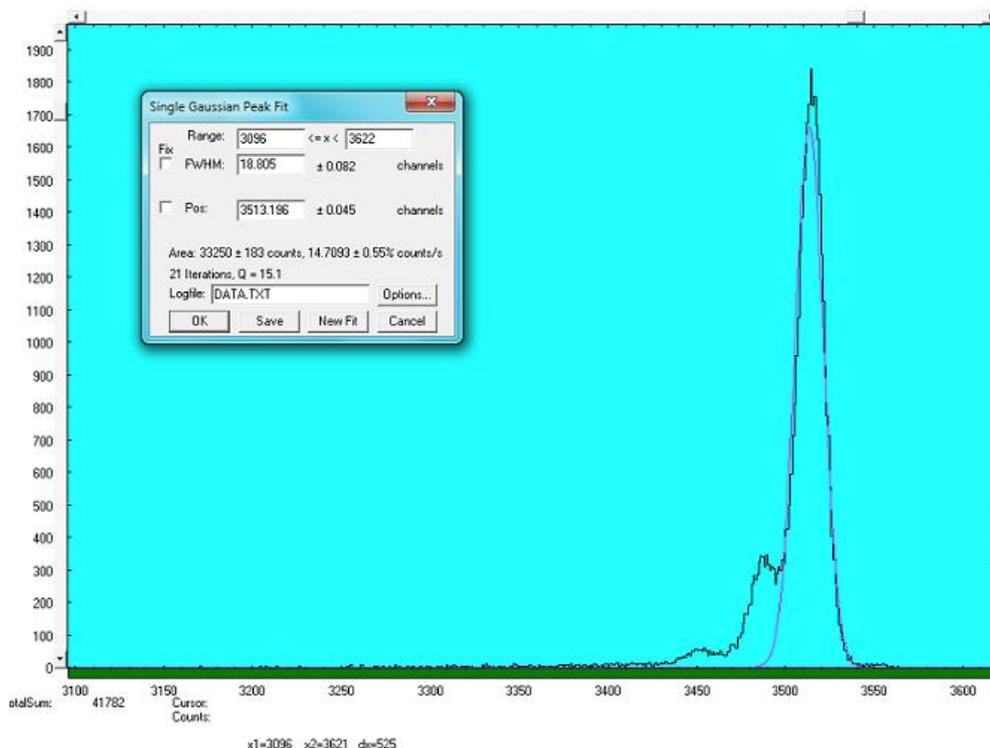
MULTI-ELEMENT PIPS DETECTORS					
Serial number :		----- 58301 -----			
Lot number :		----- 1814.212.060.01 -----			
Internal order number :		----- SOR 5184 -----			
SPECIFICATIONS					
Model		PF 4 CT - 50*50 - 200 EB			
PERFORMANCE					
Recommended bias voltage	+ 40		Volts		
Full depletion bias voltage	+ 35		Volts-		
Maximum bias voltage	+ 60		Volts		
Chip thickness	212		µm		
Resistivity	4500		ohmcm		
Nr pad	Leakage current (nA) at 20 °C at 40 Volt		at 60 Volt		Nr pad
1	15		16		17
2	16		17		18
3	13		15		19
4	15		16		20
	at Volt		at Volt		° C at Volt

Figura 4.3.2: caratteristiche silicio n° 58301.

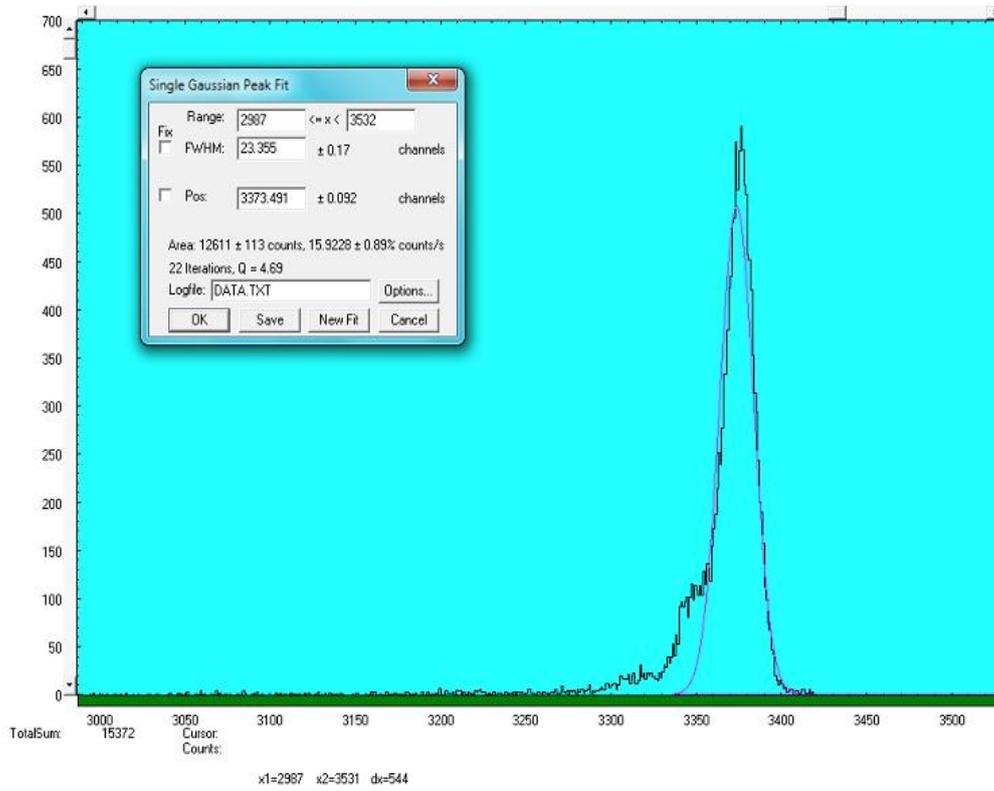
Si è proceduto anche ad una verifica dell'apparato elettrico del laboratorio (amplificatori, preamplificatori, connettori, oscilloscopio, ADC) onde evitare che falsi contatti o problemi elettronici provochino rumore nel segnale falsando i risultati. Si dà tensione dunque ai preamplificatori (12V) e si accendono amplificatore ed ADC. Conoscendo l'energia necessaria per estrarre una coppia elettrone-lacune dal rivelatore si procede con la calibrazione del rivelatore stesso e del sistema di acquisizione con l'aiuto di un impulsatore esterno, in questo modo si stabilisce sia se i preamplificatori funzionano per alimentazioni positive e negative osservando il *rise time* ed il *fall time*, sia se funziona a priori la catena elettronica. Si forniscono infatti impulsi di ampiezza vuota, inizialmente corrispondenti ad 1 MeV e successivamente a 5 MeV osservando la presenza del segnale pulsato sul programma di acquisizione. La prova a 5 MeV del rivelatore è quella che interessa maggiormente considerando l'energia della sorgente. Forniamo 221 mV da pulser (corrispondenti a 5 MeV), sapendo che la capacità di test dei preamplificatori a 90mV/MeV è di 1 pF essi dovrebbero fornire in uscita

un valore di 384 mV. Il valore in uscita ai preamplificatori letto da oscilloscopio è stato di 379 mV, risultato ritenuto soddisfacente ai fini della misura. Si procede quindi con le ultime migliorie del segnale da ottenere in uscita con un comando manuale (*manual box*) che agisce sugli amplificatori adattando in ampiezza e forma il segnale da inviare all'ADC. Così facendo si agisce direttamente sullo shaping time modificando il tempo di integrazione dell'amplificatore. Lo shaping time scelto per il migliore rapporto rumore segnale sarà di 1 μ s. Dopo aver controllato tutti gli apparati necessari alla rivelazione e calibrato nel migliore dei modi si è cominciata la misura. Si dà la tensione al rivelatore; in questo caso vengono forniti -35 V (corrispondenti alla full depletion) e si inizia la rivelazione. Ognuna delle 4 strip è stata lasciata in misura per circa 700 conteggi per poi effettuare tramite programma di acquisizione il calcolo della risoluzione. Di seguito sono mostrati i risultati delle misure effettuate per le 4 strip del silicio n° 58301 montato in reverse mode, i quali mostrano i tre picchi che ci si aspettano dallo spettro teorico delle alfa con risoluzioni ritenute più che accettabili, di circa 0.7%. Gli altri picchi della sorgente sono troppo poco intensi per essere rivelati.

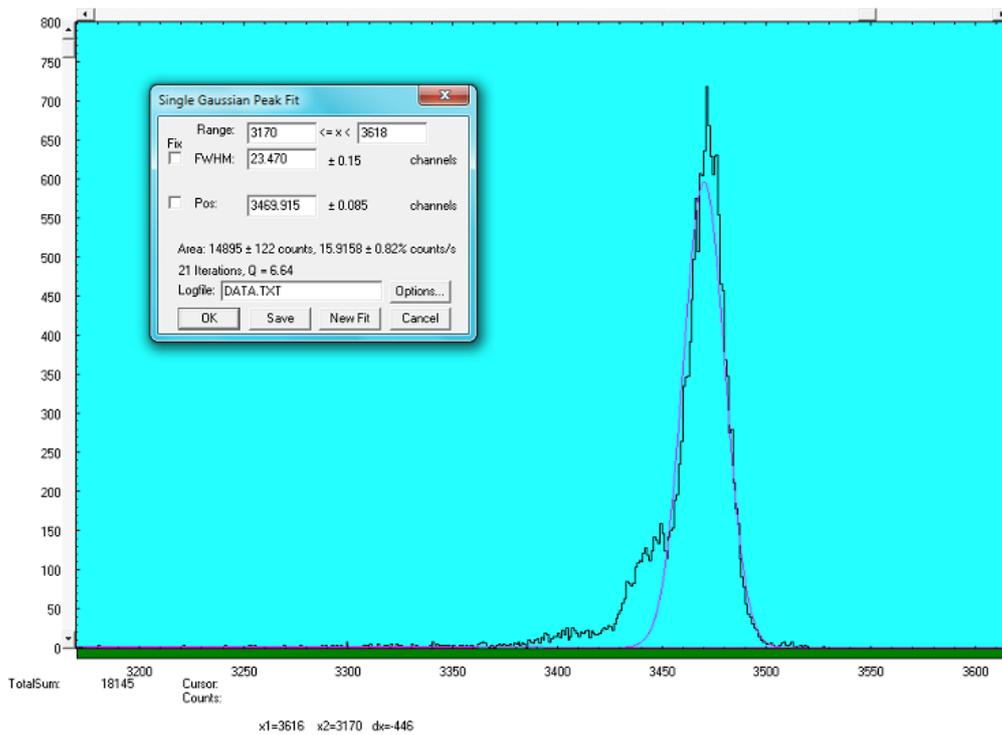
STRIP 1



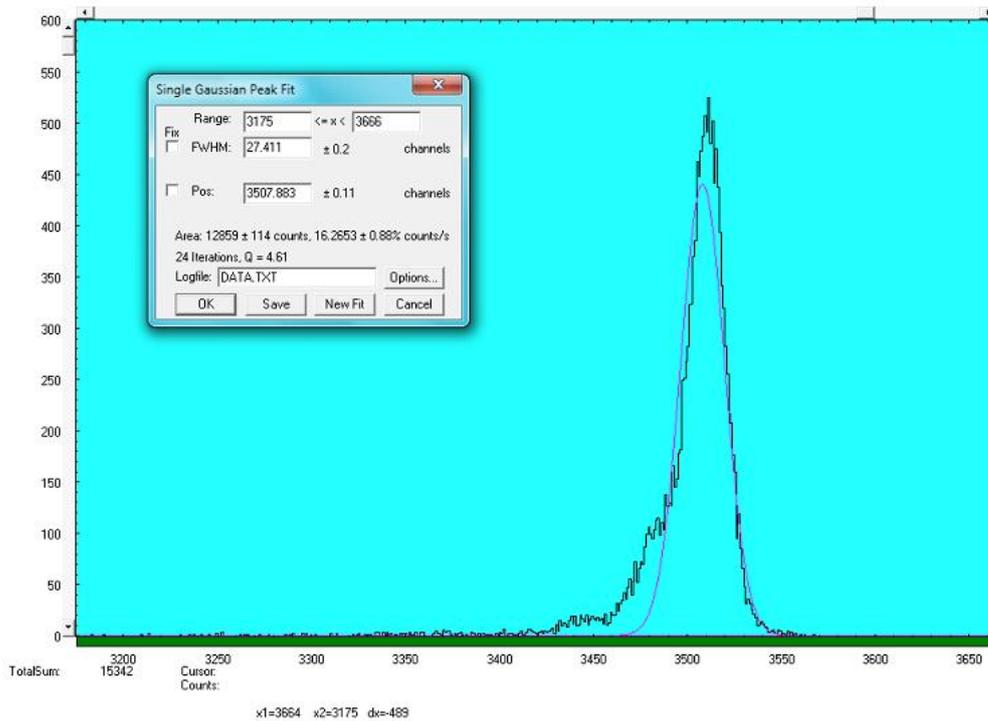
STRIP 2



STRIP 3



STRIP 4



4.4 Conclusions

In questo lavoro di tesi si è discusso sui metodi di rivelazione con rivelatori a semiconduttore al silicio, e sulla costruzione di un nuovo supporto meccanico per l'apparato G.A.R.F.I.E.L.D. dei Laboratori Nazionali di Legnaro, che permetta di montare in serie dei rivelatori al silicio con il metodo *reverse mounting* e scintillatori al CsI per la tecnica di identificazione $\Delta E-E$. Il supporto sarà posto in una zona non coperta dai rivelatori già esistenti nell'apparato permettendo di ampliare l'angolo solido di rivelazione. Per il supporto saranno utilizzati inizialmente rivelatori al silicio già in possesso dal gruppo, ma ancora mai utilizzati. In questa tesi sono altresì presentati i grafici di risoluzione energetica del rivelatore n° 58301 della serie CANBERRA PF-4CT-50*50-200EB montato in reverse mode per una prova di laboratorio di rivelazioni. I risultati hanno mostrato una risoluzione energetica dei 4 canali strip del silicio dello 0.7%,

risoluzione più che soddisfacente per una rivelazione di particelle alfa (tramite una sorgente di Americio 241) con picco energetico di circa 5 MeV. In un prossimo turno di misura presso i laboratori Nazionali di Legnaro alcuni telescopi saranno montati insieme all'apparato in modo da poter effettuare le prove di analisi in forma dei segnali.

Ringraziamenti

Sono giunto all'atto conclusivo del mio percorso, pieno di acciacchi e di lividi, ma anche forte di nuove consapevolezze e conoscenze.

Ma non solo per aver superato mille affanni, miriadi di sfide e scogli insormontabili posso dire ora d'essere soddisfatto. Sono qui, oggi, ad inchinarmi di fronte al grande pubblico soprattutto grazie a Voi.

Ringrazio prima di tutti la mia Famiglia. Ringrazio mia madre ed il suo enorme affetto, ringrazio mio padre che primo di tutti mi ha insegnato il valore della curiosità, ringrazio mio fratello per avermi sopportato in questi anni di studio. Ringrazio così la mia famiglia per il supporto morale ed economico e per avermi donato la possibilità di studiare e crescere nel mondo Universitario.

Ringrazio tutti i miei amici, quelli veri, quelli meno veri ed anche quelli finti, poiché tutti mi hanno accompagnato almeno per un poco in questo lungo viaggio.

Ringrazio gli affetti, senza i quali oggi non sarei sicuramente qui, poiché sono coloro che soli hanno avuto la forza di rimproverarmi e festeggiarmi e poiché è grazie a loro che ho trovato la grinta necessaria per andare avanti.

Ringrazio il Professore Mauro Bruno per la disponibilità e gli insegnamenti che mi ha fornito per la stesura di questa Tesi, ringrazio Romano Cavalletti per l'aiuto concessomi nei lavori sperimentali e ringrazio tutti i Professori, tutti gli assistenti e tutti gli studenti che ho conosciuto in questi anni.

In ultimo, ma sicuramente non per importanza, ringrazio la Physis, quel mondo affascinante e pieno di segreti che è la natura, la ringrazio poiché senza di essa noi tutti davvero non saremmo qui.

Bibliografia

- [1] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994).
- [2] 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.
- [3] V. U. Schröder e J. R. Huizenga, "Treatise on Heavy-Ion Science", Vol. 2, D. A. Bromley, Plenum Press, New York-London (1982).
- [4] N. Bohr, Nature, 137 (1936).
- [5] G. Gregoire, GANIL report.
- [6] A. Ordine et al., IEE Transaction on Nuclear Science, Vol.45, No 3, giugno 1998.
- [7] P.F. Mastinu, P.M. Milazzo, M. Bruno, M. D'Agostino and L. Manduci, Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) e A343 (1994).
- [8] W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments"; Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994).
- [9] F. Tonetto, et al., Nucl. Instr. and Meth., A420, (1999).
- [10] Fabio Sauli, Archana Sharma - Micropattern Gaseous Detectors - Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 49 (1999).
- [11] Glenn F. Knoll - Radiation Detection and Measurement, Third Edition - John Wiley & Sons (1999).

-
- [12] Glenn F. Knoll - Radiation Detection and Measurement, Third Edition - John Wiley & Sons (1999).
- [13] G.F. Knoll, "Radiation detection and measurements", Wiley, New York (1989).
- [14] 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.
- [15] E. Geraci "First results of $^{112,124}\text{Sn}$ induced reactions on Al and Ni targets at 35 MeV/nucleon with the CHIMERA detector" Tesi di dottorato di ricerca, Università di Catania XIV ciclo.
- [16] L. Tassan-Got, "A new functional for charge and mass identification in ΔE -E telescopes", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 194 (2002).
- [17] J.F. Ziegler, "Stopping Powers and Ranges of Ions in Matter", vol3, Pergamon Press
- [18] H. Stelzer, Nucl. Instr. and Meth., A 133 (1976).
- [19] G. Poggi. Appunti sul rumore elettrico. Maggio 2004.
- [20] G. Pasquali. Sistemi di rivelazione basati su rivelatori allo stato solido e a scintillazione per la misura di energia e l'identificazione dei prodotti di reazione in collisioni fra ioni pesanti. Master's thesis, Università degli studi di Firenze, 1990.
- [21] William. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics. Springer Verlag, New York, 1987.
- [22] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurements. John Wiley & Sons, New York, 2000.

[23] Simon Ramo. Currents induced by electron motion. Proceedings of the I.R.E, September 1939.

[24] Root, a data analysis framework. <http://root.cern.ch/>.