

Università degli Studi di Firenze

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

UN TELESCOPIO $Si-CsI(Tl)$ IN CUI LO
STESSO SILICIO OPERA COME
RIVELATORE ΔE E COME FOTODIODO:
ANALISI DEI SEGNALI ED
IDENTIFICAZIONE DELLE PARTICELLE

Candidato: *Matteo Giomi*

Relatore: *Prof. Gabriele Pasquali*

Anno Accademico 2009-2010

Indice

1	Introduzione	2
2	I telescopi $\Delta E - E$	3
2.1	Identificazione delle Particelle	3
2.2	Rivelatori a semiconduttore per la misura di ΔE	5
2.2.1	Rumore elettronico	5
2.2.2	Disuniformità dello spessore	6
2.2.3	Energy straggling	6
2.2.4	Impulso di corrente di una particella carica leggera	7
2.3	Rivelatori a scintillazione per la misura di E_{res}	9
2.3.1	Motivi per scegliere il CsI(Tl)	9
2.3.2	Caratteristiche del <i>light output</i> del CsI	10
2.3.3	Limiti del rivelatore a scintillazione	10
3	Setup Sperimentale	12
3.1	Descrizione del telescopio campione	13
3.2	Il rivelatore SCT	13
3.3	La catena elettronica e l'acquisizione	14
4	Trattamento del segnale del SCT, estrazione di $\Delta E - E_{res}$	15
4.1	Riconoscimento delle particelle fermate in silicio	16
4.2	Fit lineare per il calcolo dei contributi di ionizzazione e scintillazione	17
4.2.1	Considerazioni sul rumore	19
4.2.2	Calcolo di f_{Si} e f_{CsI} mediante convoluzione con la funzione di trasferimento del sistema	20
4.3	Analisi dei segnali	24
4.3.1	Calibrazioni	25
4.3.2	Identificazione delle particelle	25
5	SCT ed l'identificazione delle particelle	25
5.1	Fattori di merito del SCT	27
6	Confronto del SCT con il telescopio campione	28
	Bibliografia	32

1 Introduzione

Nell'ambito della fisica del nucleo grande interesse è attualmente volto allo studio dei nuclei aventi un rapporto $\frac{N}{Z}$ inusuale (N numero di neutroni, Z numero di protoni). Nuclei ricchi di neutroni o di protoni a temperature e densità maggiori di quelle dello stato fondamentale possono essere prodotti, ad esempio, in collisioni fra ioni pesanti in cui i proiettili abbiano già un rapporto $\frac{N}{Z}$ diverso da quello dei nuclei stabili. Questi studi dovrebbero permettere di ottenere informazioni sul termine detto di "simmetria" dell'equazione di stato della materia nucleare [1].

Per poter utilizzare proiettili instabili, che possono decadere anche in tempi dell'ordine del microsecondo, occorre produrli subito prima di accelerarli contro il bersaglio. Si stanno progettando nuovi impianti per la produzione di fasci radioattivi in quanto, quelli esistenti non riescono ad ottenere le intensità e le energie di interesse per questo tipo di studi.

Grande attenzione è richiesta inoltre nello sviluppo dell'apparato di rivelazione. Per studiare l'evoluzione del rapporto $\frac{N}{Z}$ durante la collisione sono necessari *array* di rivelatori che permettano l'identificazione di particelle discriminandole in massa e carica in un *range* di energie il più ampio possibile, coprendo un angolo solido prossimo a 4π .

Si inserisce in questo ambito di ricerca la collaborazione, prevalentemente italo-francese, FAZIA (*Four- π A Z Identification Array*) che ha lo scopo di realizzare un nuovo "rivelatore a 4π ", ovvero capace di coprire la quasi totalità dell'angolo solido, per lo studio di collisioni fra ioni pesanti attorno all'energia di Fermi (10-100 MeV/nucleone)[2]. L'obiettivo del progetto è di arrivare ad un'identificazione in carica fino a $Z=70$ e in massa oltre $A=20$, con una risoluzione in energia migliore dell'1% su tutto il *range* di energie; la granularità dell'array finale consentirà inoltre una risoluzione angolare inferiore ad un grado (nel sistema di riferimento del laboratorio). Questo rivelatore sarà quindi in grado di identificare, con ottima risoluzione spaziale e buona risoluzione energetica, un gran numero di frammenti nucleari incidenti. Il progetto, iniziato nel 2005, si sta avviando alla costruzione di un prototipo costituito da 200 telescopi $\Delta E - E$ a tre stadi: i primi due stadi sono rivelatori a semiconduttore a silicio, il terzo un rivelatore a scintillazione basato su ioduro di cesio attivato al Tallio, CsI(Tl). Notevoli sforzi sono diretti all'abbassamento delle soglie in energia per l'identificazione delle particelle, ad esempio sfruttando la forma del segnale prodotto da quelle che si fermano nel primo rivelatore a silicio e non sono quindi identificabili con la tecnica $\Delta E - E$ (cfr. cap 2).

All'interno di FAZIA si inquadra lo sviluppo del rivelatore oggetto di questa tesi, un nuovo tipo di telescopio silicio-cesio adatto a rivelare ed identificare in carica e massa frammenti nucleari leggeri ($Z \leq 5$). La particolarità di questo rivelatore è che l'elemento di silicio viene usato sia come primo stadio per la misura di ΔE sia come fotodiodo per la lettura dello scintillatore, utilizzando quindi un solo circuito di lettura (da qui il nome *Single Chip Telescope*, SCT). Il vantaggio di un telescopio di questo tipo è quello di dimezzare l'elettronica di lettura ed il cablaggio necessari, cosa non trascurabile nei casi in cui è necessario disporre di un array di rivelatori che copra una notevole frazione dell'angolo solido con elevata granularità (il numero di telescopi previsti per la realizzazione completa di FAZIA è $\approx 10^4$). L'idea del SCT risale all'inizio degli anni '90 [3], ma finora non se ne erano studiate le prestazioni in vista di un utilizzo su larga scala in un *array* ad alte prestazioni come FAZIA. Inoltre, come vedremo, i nuovi sistemi di digitalizzazione permettono di elaborare i segnali del SCT con procedure numeriche, ad esempio procedure di fit, impossibili da attuare con elettronica analogica. I segnali dei rivelatori di FAZIA, infatti, vengono digitalizzati all'uscita dei rispettivi preamplificatori di carica.

Nel presente lavoro di tesi si è proceduto all'analisi del segnale digitalizzato del rivelatore SCT: è stata messa a punto una procedura di fit che permette di discriminare all'interno del singolo segnale i due contributi, ionizzazione in silicio e scintillazione in CsI(Tl), che lo costituiscono. Da questi è possibile ottenere i parametri di perdita di energia ΔE e di energia residua E_{res} con i quali possono essere identificate le particelle incidenti. I risultati ottenuti con questa procedura saranno confrontati con quelli ottenuti mediante la procedura utilizzata nell'articolo originale [3], consistente nel trattare il segnale con due amplificatori formatori aventi costanti di tempo diverse. Successivamente le prestazioni di questo rivelatore saranno confrontate con le prestazioni di un telescopio $\Delta E - E$ tradizionale, sempre di tipo silicio-CsI(Tl).

2 I telescopi $\Delta E - E$

2.1 Identificazione delle Particelle

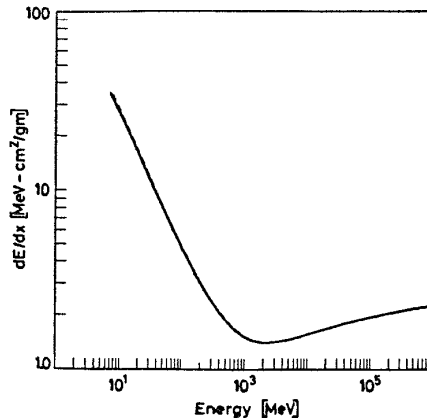


Figura 1: Andamento dello *stopping power* con l'energia per protoni in rame (da [4]).

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 dalla formula di Bethe-Bloch:

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

dove $v = \beta c$ è la velocità della particella, \mathcal{N} è la densità numerica di atomi del materiale attraversato (in cm^{-3}), il parametro I rappresenta l'energia di eccitazione media degli elettroni atomici [4]. Per $\beta \ll 1$ la (1) si riduce a:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = K_1 \frac{MZ^2}{E} \ln \left(K_2 \frac{E}{M} \right) \quad (2)$$

con M massa della particella, K_1 e K_2 costanti. In figura 1 è riportato, a titolo di esempio, l'andamento del $\frac{dE}{dx}$ (in realtà $\frac{dE}{\rho dx}$ con ρ densità del materiale) per protoni incidenti su rame. Poiché il termine logaritmico è poco sensibile alle variazioni di energia si usa inglobarlo nella costante. Il risultato è:

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| E = K_3 M Z^2 \quad (3)$$

Un telescopio $\Delta E - E$ 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 (*range*) 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

$$\Delta E \simeq \frac{dE}{dx} \Delta x \propto \frac{MZ^2}{E} \quad (4)$$

Misurando quindi simultaneamente il rate di 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 $E_{res} = E - \Delta E$.

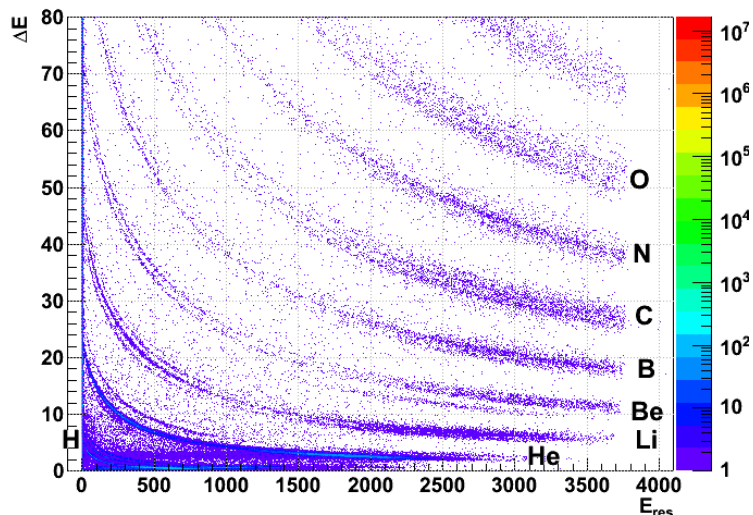


Figura 2: Correlazione $\Delta E - E_{res}$ per il telescopio campione. Si noti la buona separazione in massa almeno fino al carbonio.

Riportando in grafico i valori di perdita di energia ed energia residua si ottengono delle curve del tipo mostrato in figura 2, relativa ad un telescopio $\Delta E - E$ (silicio-CsI(Tl)) di tipo “tradizionale” (non SCT). Le curve riportate in figura 2 corrispondono agli elementi con $Z \leq 9$. Sono riconoscibili gli aggregati di curve associati ad uno stesso Z , la cui suddivisione “fine” 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 : in questo caso l’identificazione con il metodo $\Delta E - E_{res}$ non è possibile. Se l’energia della particella è sufficiente, questa potrà attraversare completamente (“*punch through*”) il silicio ed originare un segnale nello ioduro di cesio. Aumentando ulteriormente l’energia, ΔE diminuisce per poi tendere a stabilizzarsi ad un valore costante via via che ci si avvicina alla zona di minimo di $\frac{dE}{dx}$, prevista dalla (1) ed evidente anche in figura 1.

2.2 Rivelatori a semiconduttore per la misura di ΔE

Nei telescopi $\Delta E - E$ la misura della perdita di energia è spesso effettuata da rivelatori a semiconduttore, costituiti da una giunzione p-n in silicio contropolarizzata. Generalmente, e questo è anche il caso dei rivelatori di FAZIA, 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 (vedi § 2.2.1) e contemporaneamente tutto lo spessore del rivelatore è reso attivo ai fini della misura dell'energia, permettendone l'utilizzo in trasmissione. 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 ben noto: l'energia che la particella incidente deposita nel semiconduttore viene assorbita in parte dagli elettroni del materiale che, così eccitati, vengono promossi in banda di conduzione, lasciando una lacuna in banda di valenza; si otterranno quindi coppie di portatori e^-h^+ il cui numero sarà proporzionale, a meno di fluttuazioni statistiche, all'energia rilasciata. La carica prodotta, derivando per effetto del campo elettrico, induce un impulso di corrente nel circuito connesso al rivelatore. Integrando tale impulso con un preamplificatore di carica (vedi § 3.3) si ottiene un impulso di tensione di ampiezza proporzionale alla carica stessa e quindi una misura del ΔE .

Le principali cause di indeterminazione su questa misura, per una particella che non si ferma nel rivelatore, sono:

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

2.2.1 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 [5]. Tipicamente $C_D \sim 100pF$ mentre $C_f, C_p \sim pF$: la capacità del rivelatore è quindi il termine dominante. Poichè si ha $C_D \propto V^{-\frac{1}{2}}$ 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.

Una stima dell'effetto complessivo di tutte le sorgenti di rumore può essere ottenuta dallo scarto quadratico medio delle fluttuazioni del segnale, calcolato lungo la cosiddetta "linea di base" che nel nostro caso comprende circa $2\mu s$ antecedenti il segnale vero e proprio (si veda più avanti la figura 14). Per il telescopio studiato in questo lavoro si ha $\langle\sigma_n\rangle = 2.2$, in unità dell'ADC, corrispondenti a circa $50keV$ di energia in silicio.

2.2.2 Disuniformità dello spessore

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 dalla (4) che $\Delta E \propto \Delta x$. 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 di figura 2 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 [6]. 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 $Z \simeq A/2$). 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 fig. 2).

2.2.3 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:

$$\sigma^2 = 4\pi m_e^2 c^4 r_e^2 \mathcal{N} Z^2 Z_{abs} \Delta x \quad (5)$$

Dove Δx è lo spessore attraversato dalla particella e le altre grandezze sono definite come nella (1).

Questa formula, ricavata da Bohr, pur essendo valida solo nel caso particolare di assorbitore "spesso" [4], 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' tali che $Z - Z' = \delta Z = 1$ e trascurando il termine logaritmico nella (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' con $A - A' = \delta A = 1$ di un dato elemento

si ottiene $\frac{\delta(\Delta E)}{\sigma} \propto \frac{Z \delta A}{E}$. Si vede quindi che per effetto dello stragging 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.

2.2.4 Impulso di corrente di una particella carica leggera

I rivelatori a semiconduttore impiegati in questo lavoro sono costituiti da chip di silicio quadrati di lato 20mm e spessore nominale $300\mu\text{m}$. Il drogaggio è di tipo NTD (*Neutron Transmutation Doped* [7]) e quindi il *bulk* è di tipo n mentre il lato di campo elettrico “forte” è quello p++ della giunzione, ottenuta per impiantazione ionica. Per una giunzione di spessore d a cui è applicata una tensione V maggiore della sua tensione di svuotamento V_d , l'andamento del campo elettrico $\underline{\mathcal{E}}(z)$ con la posizione z calcolata a partire dalla faccia di campo forte è [8]:

$$|\mathcal{E}(z)| = \frac{V + V_d}{d} - \frac{2V_d}{d} \frac{z}{d} \quad (6)$$

L'andamento della (6) con z è riportato in figura 3. Avendo scelto di orientare l'asse z da p+ a n+ la componente z del campo elettrico $\mathcal{E}(z)$ è negativa.

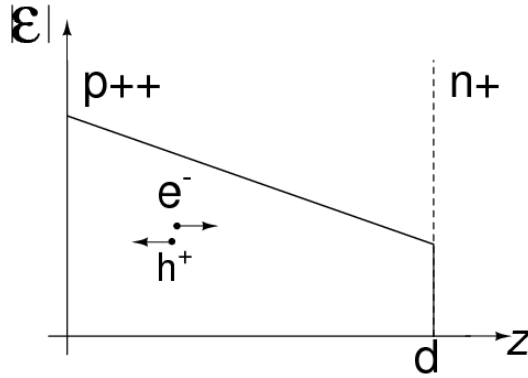


Figura 3: Andamento del modulo del campo elettrico all'interno del rivelatore per $V > V_d$.

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

$$dz_e = v_e dt = -\mu_e \mathcal{E}(z_e) dt \quad (7)$$

dove μ_e rappresenta la mobilità degli elettroni. Inserendo nella (7) l'espressione di $\mathcal{E}(z)$ data dalla (6) otteniamo:

$$\frac{dz_e}{dt} = -\mu_e \left(\frac{V + V_d}{d} - \frac{2V_d}{d} \frac{z}{d} \right) = 2\mu_e \frac{V_d}{d^2} z - \mu_e \frac{V + V_d}{d} \quad (8)$$

da cui:

$$z_e(t) = K \exp\left(2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t\right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d}\right) d \quad K = \text{costante} \quad (9)$$

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

$$z_e(t) = \left\{ z_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d}\right) d \right\} \exp\left(2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t\right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d}\right) d \quad (10)$$

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

$$z_h(t) = \left\{ z_0 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} d \right) \right\} \exp \left(-2\mu_h \frac{V_d}{d^2} t \right) + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) d \quad (11)$$

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 [9]:

$$i_e(t) = -e\mu_e E(z_e) \frac{1}{d} = -e\mu_e \frac{E(z_e(t))}{d} \quad (12)$$

$$i_h(t) = -e\mu_h E(z_h) \frac{1}{d} = -e\mu_h \frac{E(z_h(t))}{d} \quad (13)$$

Sostituendo l'equazione (10) nella (12) per gli elettroni e la (11) nella (13) otteniamo:

$$i_e(t) = -\frac{2e\mu_e V_d}{d^2} \frac{d}{d} \left[\frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) - z_0 \right] \exp \left(-2\mu_e \frac{V_d}{d^2} t \right) \quad t < t_{c_e} \quad (14)$$

$$i_h(t) = -\frac{2e\mu_h V_d}{d^2} \frac{d}{d} \left[\frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right) - z_0 \right] \exp \left(2\mu_h \frac{V_d}{d^2} t \right) \quad t < t_{c_h} \quad (15)$$

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 (10), (11) imponendo che si abbia $z_e(t_{c_e}) = 0$ per l'eltrone e $z_h(t_{c_h}) = d$. Si ha:

$$t_{c_e}(z_0) = \frac{d^2}{2\mu_e V_d} \ln \left(\frac{d}{d - z_0 \frac{2V_d}{V+V_d}} \right) \quad (16)$$

$$t_{c_h}(z_0) = -\frac{d^2}{2\mu_h V_d} \ln \left(\frac{\frac{d}{2} \left(1 - \frac{V}{V_d} \right)}{z_0 - \frac{d}{2} \left(1 + \frac{V}{V_d} \right)} \right) \quad (17)$$

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. Adotteremo l'approssimazione di considerare la ionizzazione uniforme lungo tutta la traccia e di trascurare l'effetto della ionizzazione stessa sul campo elettrico. Si trascura quindi il tempo di plasma, contributo rilevante nel caso di particelle pesanti. Per ottenere la forma del segnale complessivo si dovranno sommare, per le coppie e^-h^+ generate lungo tutta la traccia, i contributi di corrente. Per ogni tempo $t = \tilde{t}$ fissato si ottengono relazioni del tipo:

$$i_e^{tot}(\tilde{t}) = \sum_{z_0=z_{min}}^d i_e(z_0, \tilde{t}) \quad \text{con} \quad z_{min} \text{ t.c. } \tilde{t} = t_{c_e}(z_{min}) \quad (18)$$

$$i_h^{tot}(\tilde{t}) = \sum_{z_0=z_{max}}^0 i_h(z_0, \tilde{t}) \quad \text{con} \quad z_{max} \text{ t.c. } \tilde{t} = t_{c_h}(z_{max}) \quad (19)$$

Allo scopo di calcolare il segnale di corrente dovuto all'intera traccia, si è scritta una procedura per Root [10] in linguaggio C++ ottenendo la forma mostrata in figura 4. Come mostrato in figura, la durata caratteristica del segnale è di circa $20ns$. Nelle approssimazioni fatte, il segnale di corrente di fig. 4 è valido per tutte le particelle che attraversano completamente il rivelatore, indipendentemente da Z ed A .

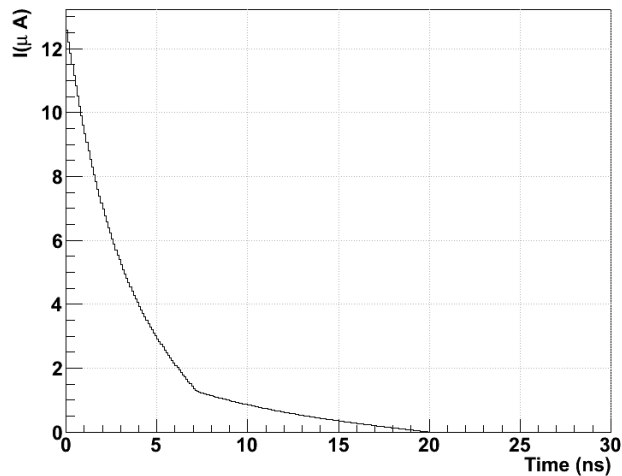


Figura 4: Risposta in corrente ad una ionizzazione uniforme lungo tutta la traccia. La carica associata all'impulso corrisponde a circa $1MeV$ di energia depositata in silicio

2.3 Rivelatori a scintillazione per la misura di E_{res}

Ultimo elemento dei telescopi $\Delta E - E$ studiati in questo lavoro è un rivelatore a scintillazione inorganico, precisamente un cristallo di CsI(Tl). In questi rivelatori le coppie e^-h^+ prodotte dalla ionizzazione della particella si ricombinano in corrispondenza delle impurezze di tallio aggiunte al cristallo, emettendo fotoni (vedi [8] per una descrizione approfondita del meccanismo di scintillazione). La luce di scintillazione deve essere poi trasformata in segnale elettrico; nei telescopi sviluppati per FAZIA questo compito è affidato a fotodiodi (eccetto che per il SCT, come vedremo) dato il ridotto ingombro e l'elevata efficienza quantica di tali dispositivi per la luce del $CsI(Tl)$, circa il 70%.

2.3.1 Motivi per scegliere il CsI(Tl)

Sebbene il CsI(Tl) abbia una costante di decadimento della luce di scintillazione (vedi §2.3.2) molto più grande rispetto ad altri scintillatori - dell'ordine dei μs contro i nanosecondi degli scintillatori plastici e le centinaia di nanosecondi per lo ioduro di Sodio- altre considerazioni portano a preferirlo come rivelatore di energia residua, tant'è che ad oggi è diventato lo scintillatore standard in questo tipo di applicazioni. In primo luogo lo spessore necessario per fermare le particelle nel rivelatore è, a parità di energia, molto maggiore negli scintillatori plastici rispetto agli inorganici. Utilizzando scintillatori plastici si avrebbe un notevole aumento delle dimensioni del rivelatore, e quindi della probabilità di perdere la particella in seguito a scattering multiplo. In secondo luogo a parità di energia, la resa in luce degli scintillatori plastici è inferiore rispetto a quella degli inorganici con conseguente peggioramento del rapporto segnale-rumore.

Fra gli inorganici, viene spesso scelto il CsI(Tl) a causa del buon accoppiamento del suo spettro di emissione con la risposta dei fotodiodi (fig. 5) e della facilità con cui può essere lavorato e conservato.

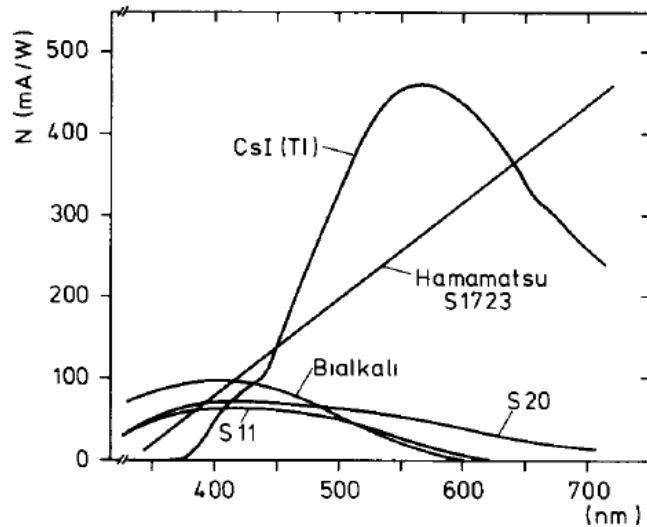


Figura 5: Spettro di emissione del CsI(Tl) e sensibilità spettrale di alcuni fotocatodi e un fotodiode Hamamatsu (da [11])

2.3.2 Caratteristiche del *light output* del CsI

L'andamento temporale dell'impulso luminoso del CsI(Tl) può essere descritto con buona approssimazione dalla somma di due esponenziali [12]:

$$L(t) = L_f \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + L_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (20)$$

Esso è quindi costituito da due componenti: una lenta (*slow*), caratterizzata da una $\tau_s \simeq 5\mu s$ e una veloce (*fast*) avente $\tau_f \simeq 0.75\mu s$. Il segnale originato da un rivelatore a scintillazione sarà quindi molto più lento di quello proveniente da un rivelatore al silicio. Anche considerando il caso "estremo" di segnali di particelle pesanti fermate dal silicio, la corrente nel silicio ha una durata dell'ordine delle centinaia di nanosecondi, un fattore dieci inferiore a quella dei segnali dello ioduro di cesio.

Altra caratteristica del *light output* del CsI(Tl) è la sua dipendenza dal tipo di particella. Infatti, sia la costante di tempo della componente veloce τ_f che l'intensità relativa L_f/L_s dipendono dalla densità di ionizzazione prodotta lungo la traccia, dipendente a sua volta, per una data energia, dal numero atomico e dalla massa della particella.

Infine, l'andamento della resa in luce con l'energia presenta marcate non linearità alle energie più basse ed una buona linearità, ma con pendenza dipendente da Z ed A della particella, ad energie più alte. Come conseguenza non si avrà una relazione "luce vs energia" univoca per tutte le particelle. Tale aspetto, rilevante ai fini di una calibrazione in energia, non è comunque determinante per l'identificazione delle particelle e non verrà quindi considerato in questo lavoro.

2.3.3 Limiti del rivelatore a scintillazione

Ai fini dell'identificazione di particelle, gli errori sulla misura di E_{res} hanno un peso molto minore rispetto a quelli sul ΔE . I principali fattori che portano ad un'indeterminazione sulla

misura dell'energia residua operata da un rivelatore a scintillatore sono

- le disuniformità nella raccolta della luce al variare della zona d'impatto
- le disomogeneità locali del cristallo che fanno sì che la resa in luce dipenda dalla posizione
- le perdite dovute alle reazioni nucleari della particella incidente con i nuclei del cristallo
- il rumore elettronico della catena associata al fotodiodo.

3 Setup Sperimentale

I dati analizzati in questa tesi sono stati acquisiti nel corso di una misura condotta presso i Laboratori Nazionali del Sud (LNS) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Uno degli scopi della misura era confrontare le prestazioni di un SCT con quelle di un telescopio $\Delta E - E_{res}$ di tipo tradizionale, in cui la luce di scintillazione è letta da un fotodiodo dedicato. Durante la misura il Ciclotrone Superconduttore dei LNS ha fornito un fascio di ^{129}Xe ad un energia di $35A\text{MeV}$ ($A\text{MeV}=\text{MeV}$ per nucleone). Il fascio è stato fatto incidere su un bersaglio di ^{58}Ni allo scopo di produrre frammenti da rivelare con diversi telescopi. La figura 6 mostra una foto del *setup*. Il SCT era posto ad un angolo di 5.6° rispetto al fascio e ad una distanza di 260cm dal bersaglio; il telescopio "standard" che useremo come riferimento per valutare le prestazioni del SCT era posizionato alla medesima distanza dal bersaglio ad un angolo di 2.5° rispetto al fascio (fig. 7).

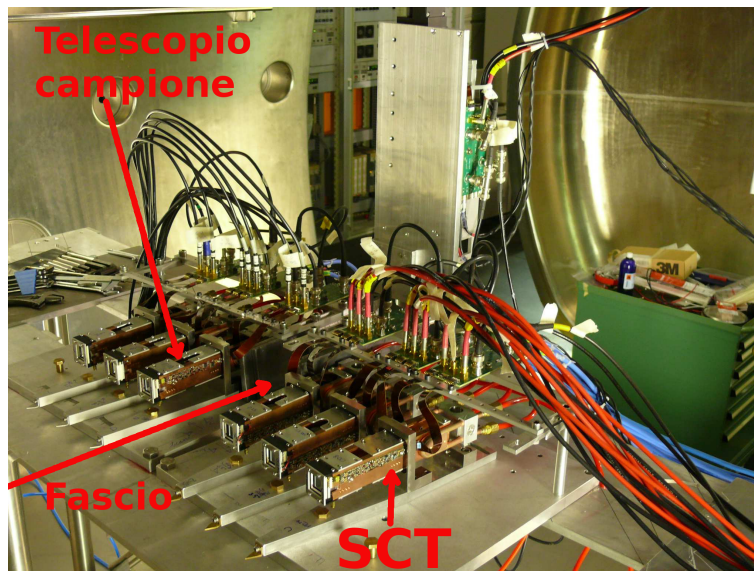


Figura 6: Foto del *setup* impiegato presso LNS.

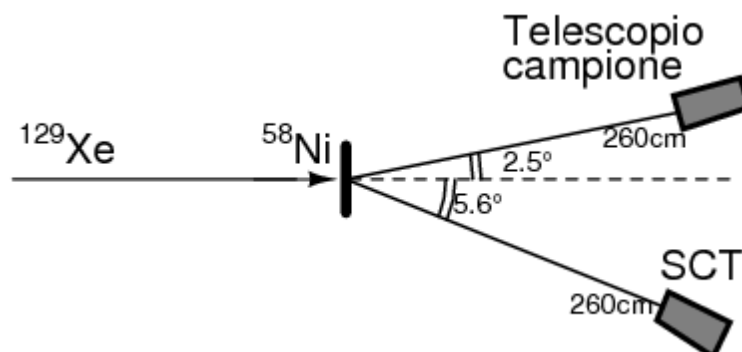


Figura 7: Posizione del SCT e del telescopio campione rispetto al fascio ed al bersaglio.

3.1 Descrizione del telescopio campione

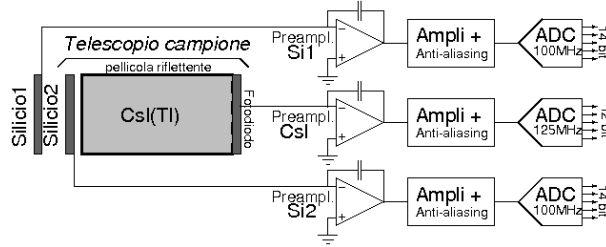


Figura 8: Rappresentazione schematica del telescopio campione e della sua elettronica di lettura. Sono riportati il numero di bit e la frequenza di campionamento degli ADC.

Il telescopio campione è costituito da due rivelatori di ΔE a silicio (ΔE_1 e ΔE_2) e da un rivelatore a scintillazione di CsI(Tl) letto da fotodiodo (fig. 8). Entrambi i rivelatori a silicio, prodotti dalla FBK di Trento, hanno uno spessore dichiarato di $315\mu\text{s}$ ed un'area attiva di $20\text{mm} \times 20\text{mm}$. La tensione di svuotamento V_d è 136V per ΔE_1 e 117V per ΔE_2 .

Il cristallo di CsI(Tl) ha dimensioni di $20\text{mm} \times 20\text{mm} \times 36\text{mm}$. Tutte le facce sono state trattate con polvere abrasiva e quindi avvolte in due strati diffusivi, uno di carta millipore ed uno di pellicola riflettente in PTFE, ad eccezione di quella di ingresso che è rivestita di Mylar alluminato spesso $2\mu\text{m}$. Il fotodiodo, prodotto dalla Hamamatsu, ha area attiva di $18\text{mm} \times 18\text{mm}$ ed è incollato con colla ottica sulla faccia del CsI(Tl) opposta a quella d'ingresso delle particelle.

3.2 Il rivelatore SCT

L'idea di realizzare il SCT è scaturita in modo naturale dal fatto che gli stessi chip di silicio impiegati nella realizzazione dei fotodiodi venivano spesso adottati negli apparati di rivelazione per fisica nucleare come rivelatori in trasmissione. Dato il diverso andamento temporale fra i segnali del silicio e quelli dello ioduro di cesio è possibile per un solo chip di silicio svolgere entrambe le funzioni, agire cioè come rivelatore ΔE e come fotodiodo per la lettura della luce di scintillazione. Il *single chip telescope* utilizza quindi metà dell'elettronica necessaria ad un rivelatore di tipo standard.

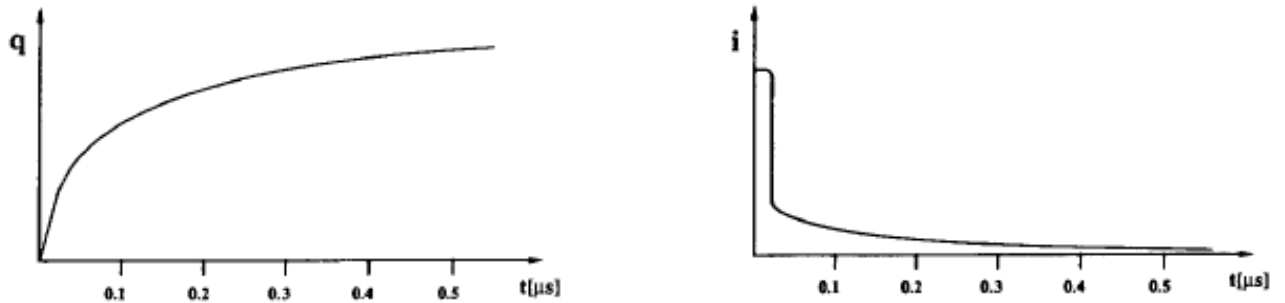


Figura 9: Rappresentazione dei segnali di carica e corrente del SCT, sono evidenti i diversi andamenti temporali dei due contributi (da [3]).

D'altra parte, occorre tenere conto del fatto che, in fase di analisi dei segnali, occorrerà separare i due contributi, del silicio per la misura del ΔE e del CsI(Tl) per quella di E_{res} , dall'unico segnale acquisito, sfruttando a tale scopo le loro diverse caratteristiche temporali. In figura 9 sono riportati schematicamente gli andamenti dei segnali di corrente e di carica del SCT per una particella che attraversi il silicio e dia segnale anche nel CsI(Tl). Come mostrato in figura, il segnale finale è la somma (con pesi legati all'energia persa rispettivamente in silicio ed in CsI(Tl)) dei contributi di silicio (vedi fig. 4) e ioduro di cesio, eq.(20).

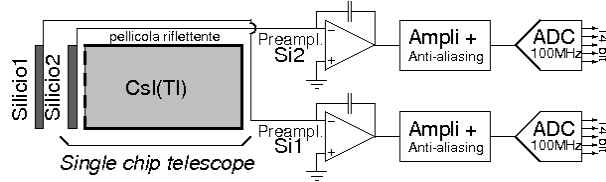


Figura 10: Analoga della figura 8 ma per il SCT.

Il SCT è impiegato come parte di un telescopio Si-Si-CsI(Tl) in cui l'elemento ΔE_1 posto di fronte al SCT è del tutto identico a quello collocato davanti al telescopio campione (fig. 10). Come gli altri rivelatori a silicio impiegati, il rivelatore a silicio utilizzato nel SCT è un diodo a impiantazione ionica prodotto dalla FBK di Trento a partire da wafer di silicio drogato mediante *neutron transmutation* [7] e avente una resistività di circa $3k\Omega cm$. Ha una superficie di $20mm \times 20mm$ ed uno spessore dichiarato di $315\mu m$. La faccia rivolta verso il bersaglio è ricoperta da un sottile strato di alluminio (circa $50nm$). Lo strato di alluminio non è presente sulla faccia rivolta verso lo scintillatore: essa risulta quindi trasparente ai fotoni che possono così essere rivelati. La tensione nominale di svuotamento è $136V$ ed il rivelatore è stato polarizzato a $140V$.

Il cristallo di CsI(Tl) ha sezione quadrata e dimensioni di $20mm \times 20mm \times 40mm$. Tutte le facce sono state trattate con polvere abrasiva e quindi avvolte in due strati diffusivi, uno di carta millipore ed uno di pellicola riflettente in PTFE, ad eccezione di quella rivolta verso il silicio che è invece lucidata. Non ci sono materiali interposti fra lo scintillatore ed il chip di silicio, posto ad una distanza di $0.5mm$ dalla faccia di ingresso del CsI(Tl).

3.3 La catena elettronica e l'acquisizione

Nelle fig. 8 e 10 è riportato anche lo schema della catena elettronica connessa ai due telescopi. Il preamplificatore di carica [13] utilizzato per la lettura di tutti i chip di silicio fornisce in uscita sia il segnale di carica che quello di corrente. La dinamica dell'uscita di carica corrisponde a circa $400MeV$ di energia in silicio per il SCT, a $3.5GeV$ per i ΔE_1 di ambedue i telescopi, a $2GeV$ e $400MeV$ rispettivamente per il ΔE_2 ed il fotodiodo del telescopio campione. I preamplificatori vengono montati all'interno della camera a vuoto, in vicinanza dei rivelatori. I segnali, negli attuali prototipi, vengono digitalizzati all'esterno della camera e devono quindi essere portati alle schede di campionamento mediante cavi lunghi alcuni metri. Dato che l'uscita dei preamplificatori è differenziale, per ridurre il cosiddetto *pick up* di disturbi elettromagnetici, i cavi impiegati (BELDEN 9271 Twinax, impedenza caratteristica 120Ω) hanno due conduttori *twisted* invece di un solo conduttore, come i normali cavi coassiali. Tutti i segnali provenienti dai rivelatori vengono successivamente amplificati e filtrati (filtro passa-basso *anti aliasing*) dallo stadio di ingresso della scheda di digitalizzazione; la frequenza

di campionamento è di $100MHz$ per tutti i segnali ad eccezione di quelli del fotodiode del telescopio campione, campionati a $125MHz$. Il numero di bit fisici di campionatori è 14 per quelli da $100MHz$ e 12 per quelli da $125MHz$. Vedremo in seguito come sia stato necessario tenere conto dell'effetto dell'elettronica sulla forma del segnale.

4 Trattamento del segnale del SCT, estrazione di $\Delta E - E_{res}$

Per il *single chip telescope* i valori di perdita di energia ΔE ed energia residua E_{res} sono associati rispettivamente alla carica prodotta direttamente nel silicio e a quella prodotta dai fotoni di scintillazione rivelati dal silicio stesso. Nell'articolo originale [3] i due contributi venivano separati con una procedura in due passi: il segnale veniva inviato in parallelo a due amplificatori-formatori con diverse costanti di tempo (una dell'ordine del centinaio di nanosecondi, l'altra dell'ordine del microsecondo) le cui ampiezze, rispettivamente G_{short} e G_{long} , venivano acquisite e successivamente utilizzate per calcolare ΔE ed E_{res} .

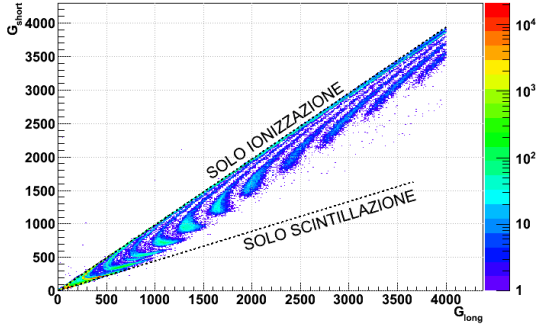


Figura 11: G_{short} vs. G_{long}

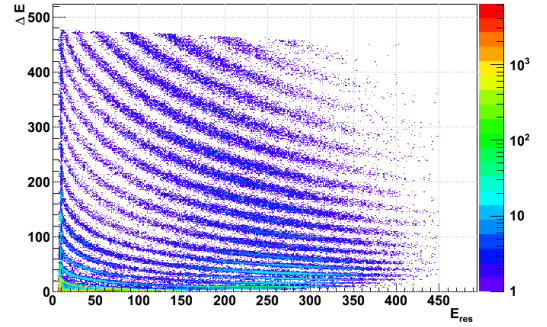


Figura 12: ΔE vs. E_{res} ottenuti dalla (21)

Riportando tali ampiezze in un grafico G_{short} vs. G_{long} (figura 11) tutti gli eventi appaiono racchiusi in una regione di piano delimitata da semirette associate agli eventi in cui si ha rispettivamente solo ionizzazione in silicio (particelle che si fermano in silicio) o sola scintillazione in CsI(Tl) (ad esempio neutroni o raggi γ che interagiscono nel CsI(Tl) senza dare segnale in silicio). I tempi di formazione scelti fanno sì che G_{long} sia proporzionale alla somma dei due contributi, Si e CsI(Tl), mentre G_{short} è principalmente legata alla risposta del silicio pur includendo una piccola frazione di segnale del CsI(Tl). Ne risulta una correlazione fra le ampiezze G_{short} e G_{long} che risentono entrambe sia della perdita di energia ΔE che dell'energia residua E_{res} . La relazione fra tali ampiezze ed i valori di ΔE ed E_{res} può così esprimersi [3]:

$$G_{short} = \Delta E + \alpha E_{res} \quad G_{long} = \Delta E + \beta E_{res} \quad (21)$$

I coefficienti α e β dipendono dai tempi di picco dei formatori e dal tempo di decadimento della luce di scintillazione. I tempi di picco dei formatori utilizzati sono rispettivamente $700ns$ e $8\mu s$.

Per ottenere ΔE ed E_{res} si utilizzano le relazioni inverse (22), ottenute determinando empiricamente i valori dei coefficienti α e β in modo da ottenere una correlazione ΔE vs E_{res}

del tipo mostrato in fig. 12.

$$\Delta E = G_{short} - 0.32G_{long} \quad E_{res} = G_{long} - 1.02G_{short} \quad (22)$$

In questo lavoro la procedura appena descritta, applicata ai segnali digitalizzati, è stata utilizzata come termine di paragone per valutare l'efficacia del metodo di fit descritto nel §4.2.

4.1 Riconoscimento delle particelle fermate in silicio

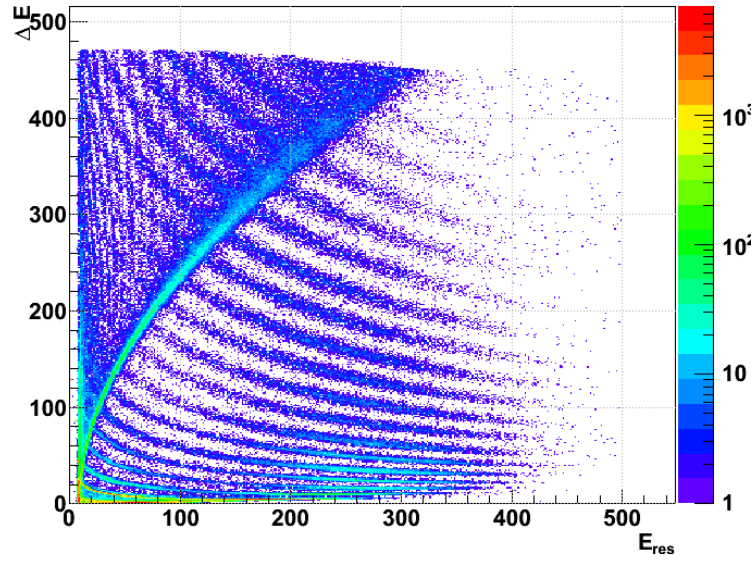


Figura 13: Stessa correlazione ΔE vs E_{res} di fig. 12 in cui sono incluse le particelle fermate in silicio.

Se una particella incidente sul SCT viene fermata nel silicio, non sempre la procedura descritta nel precedente paragrafo assegnerà all'evento un valore non nullo di E_{res} . Ciò è vero in particolare per gli ioni più pesanti, per i quali il tempo di salita del segnale di carica diventa confrontabile con la costante di decadimento τ_f dello scintillatore. Infatti, le elevate densità di ionizzazione raggiunte sono tali da modificare localmente il valore del campo elettrico presente nel semiconduttore, rallentando così il moto di deriva dei portatori verso gli elettrodi. Su di un grafico $\Delta E - E_{res}$ questi eventi non vanno a cadere, come dovrebbero, sulla retta $E_{res} = 0$, ma si sovrappongono alle linee dei vari elementi, come si vede nella figura 13 in alto a sinistra.

Riconoscere le particelle fermate in silicio è importante non solo per ottenere grafici “puliti” con il metodo appena descritto: conoscendo a quale classe di eventi appartiene l'evento analizzato (sola ionizzazione oppure ionizzazione+scintillazione) è possibile eseguire il fit del segnale mediante il modello più opportuno. Poiché i segnali di particelle fermate in silicio sono costituiti dal solo contributo di ionizzazione, è possibile identificarli in base al differente andamento del fronte di salita del segnale rispetto al caso in cui è presente anche il contributo di scintillazione. In particolare, i segnali di sola ionizzazione sono caratterizzati da un fronte di salita approssimativamente lineare, mentre quelli che contengono un contributo di

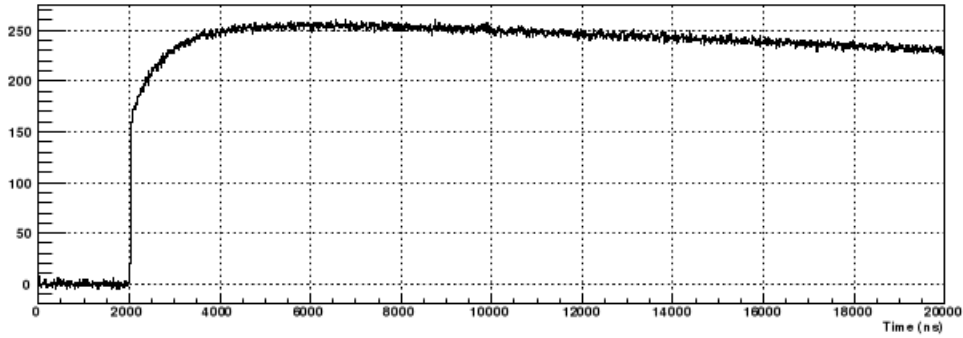


Figura 14: Tipico segnale del SCT, sono ben visibili i due diversi andamenti temporali.

scintillazione, una volta esaurito il contributo della ionizzazione diretta in silicio, mostrano un rallentamento del fronte di salita ed un andamento di tipo $1 - e^{-t/\tau}$ (vedi fig. 14).

L'andamento del fronte di salita del segnale può essere caratterizzato mediante i tempi che il segnale impiega a raggiungere frazioni fissate dell'ampiezza finale, ad esempio calcolando gli istanti $t_{50\%}$, $t_{80\%}$, $t_{90\%}$ corrispondenti al superamento rispettivamente del 50%, 80% e 90% dell'ampiezza finale. Empiricamente, si è trovato che la variabile

$$asym = (t_{90\%} - t_{80\%}) - (t_{80\%} - t_{50\%})$$

(interpretabile come una stima della "curvatura" del segnale nella zona dell'80%) può essere utilizzata per selezionare gli eventi di sola ionizzazione, semplicemente imponendo che $asym$ sia inferiore ad un dato valore ($4.1ns$ nel nostro caso). La selezione basata sulla sola $asym$ non è però efficiente al 100%: essa fallisce per gli isotopi dell'idrogeno e dell'elio vicini al minimo della perdita di energia nel silicio. Il problema può essere risolto aggiungendo una condizione sul tempo di salita del segnale $t_r = t_{90\%} - t_{10\%}$.

Dato che la discriminazione degli eventi di sola ionizzazione da quelli di ionizzazione + scintillazione non è stata oggetto di questo lavoro, questa selezione non verrà ulteriormente discussa in questa sede. Per questo lavoro di tesi è sufficiente notare che, come evidente dal confronto fra figura 13 e figura 12, questa procedura permette la separazione fra le due classi di eventi con ottima efficienza.

4.2 Fit lineare per il calcolo dei contributi di ionizzazione e scintillazione

Avere a disposizione segnali digitalizzati ne permette l'analisi mediante metodi numerici, cosa impossibile da realizzare con elettronica interamente analogica. Sfruttando questa possibilità si è sviluppato un procedimento di fit del segnale del telescopio *single chip* che permette di determinare le ampiezze dei contributi di ionizzazione e scintillazione che lo costituiscono. Possiamo, infatti, considerare i nostri segnali come vettori di campioni $S[k]$ con $k = 1, \dots, N$. E' del tutto ragionevole ipotizzare che i contributi di risposta alla ionizzazione, f_{Si} , e alla scintillazione, f_{Csi} , vadano a comporsi linearmente per originare il segnale, cioè che valga una relazione del tipo:

$$S_{SCT}[k] = A_i f_{Si}[k] + A_s f_{Csi}[k] \quad k = 1, \dots, N \quad (23)$$

Si è optato per un fit di tipo lineare, in cui i parametri da stimare sono solo le ampiezze dei diversi contributi al segnale complessivo. In tal caso, il problema è ricondotto alla valutazione della forma più appropriata per f_{Si} e f_{CSi} : mediante il fit lineare sarà poi possibile ricavare i pesi A_i e A_s dei due contributi. L'ampiezza A_i del contributo di ionizzazione è proporzionale alla carica prodotta direttamente dal passaggio della particella nel rivelatore a silicio e quindi all'energia ΔE in esso depositata. L'ampiezza A_s del contributo di scintillazione sarà proporzionale alla carica prodotta in silicio dai fotoni di scintillazione da esso raccolti e quindi (idealmente) proporzionale all'energia E_{res} depositata nello scintillatore.

Il metodo impiegato per la stima dei parametri è quello dei minimi quadrati, realizzato mediante alcuni metodi predefiniti in Root. La stima dei parametri avviene tramite la minimizzazione della funzione χ^2 : in generale, per un set di N misure indipendenti y_k ognuna con incertezza σ_k e che si vogliono rappresentare con una funzione $F(x_k)$, si definisce

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \left(\frac{y_k - F(x_k)}{\sigma_k} \right)^2 \quad (24)$$

Nel caso in cui si voglia rappresentare il segnale $S[k]$ con una combinazione lineare a pesi $\underline{\mathbf{A}} = A_1, \dots, A_i, \dots, A_n$ di n forme $\underline{\mathbf{f}} = f_1, \dots, f_i, \dots, f_n$, l'equazione (24) diventa:

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^N \left(\frac{S[k] - \sum_{i=1}^n A_i f_i[k]}{\sigma_k} \right)^2 \quad (25)$$

Nel seguito assumeremo che i campioni $S[k]$ siano effettivamente indipendenti (cfr. §4.2.1 per una breve discussione) ed anche che l'incertezza sia la stessa per tutti i campioni, con quest'ultima ipotesi minimizzare la (25) equivale a minimizzare

$$\tilde{\chi}^2 = \sum_{k=1}^N \left(S[k] - \sum_{i=1}^n A_i f_i[k] \right)^2 \quad (26)$$

Il "miglior" set di coefficienti della combinazione lineare potrà quindi essere ottenuto minimizzando il valore di $\tilde{\chi}^2$ ovvero imponendo l'annullarsi del suo gradiente del rispetto ai parametri. Per il j^{esimo} coefficiente avremo:

$$\frac{\partial \tilde{\chi}^2}{\partial A_j} = 0 \iff \sum_{k=1}^N \left(S[k] f_j[k] - \sum_{i=1}^n A_i f_i[k] f_j[k] \right) = 0 \quad (27)$$

Considerando tutte le n forme f_i si vede dalla (27) che la condizione di minimo per il chi-quadro equivale al sistema lineare:

$$\mathcal{M} \underline{\mathbf{A}} = \underline{\mathbf{b}} \quad \text{con} \quad \mathcal{M}_{ij} = \sum_{k=1}^N f_i[k] f_j[k] \quad \underline{\mathbf{b}} = \sum_{k=1}^N S[k] \underline{\mathbf{f}}[k] \quad (28)$$

la cui soluzione può essere facilmente calcolata una volta determinata la matrice inversa \mathcal{M}^{-1} e il vettore dei termini noti $\underline{\mathbf{b}}$.

Rispetto ai metodi di fit iterativi, il fit lineare possiede molteplici vantaggi. La durata della procedura per un dato valore di N è nota dato che, come si vede dalla (28), il numero di operazioni necessarie è finito e determinato dal numero di campioni del segnale. Soprattutto, questo tipo di fit risulta essere più rapido limitandosi a calcolare, per ogni evento, solo il

vettore \mathbf{b} . La matrice \mathcal{M} è infatti definita una volta fissate le forme \mathbf{f} . Infine, si tratta di un calcolo che si può realizzare facilmente *on board* sulla scheda di digitalizzazione mediante, ad esempio, un *digital signal processor*.

4.2.1 Considerazioni sul rumore

Torniamo al problema dell'effettiva indipendenza dei campioni uno dall'altro. Ciascun campione $S[k]$ costituisce una misura dell'ampiezza del segnale ad un dato istante. Al fine di tener conto della presenza di rumore elettronico sovrapposto al segnale, l'ampiezza $S[k]$ potrà essere espressa come somma di un valore "vero" $S_v[k]$ e di un contributo di rumore $n[k]$. In assenza di rumore, le singole misure $S_v[k]$ possono a buon diritto essere considerate indipendenti. Il rumore aggiunto $n[k]$ potrebbe però introdurre correlazioni fra i vari $S[k]$. Ad esempio fluttuazioni dovute al rumore potrebbero far sovrastimare l'ampiezza di un certo numero di campioni adiacenti. Dalla teoria del rumore si sa che solo nel caso ideale di rumore "bianco" non vengono introdotte correlazioni fra le misure [5].

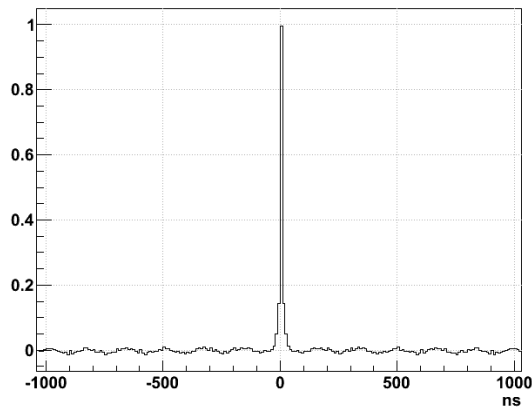


Figura 15: Funzione di autocorrelazione

Allo scopo di valutare se nel nostro caso il rumore sia da considerarsi in buona approssimazione "bianco", ne abbiamo calcolato la funzione di autocorrelazione [5]. La funzione di autocorrelazione per una sequenza di campioni di rumore si avvicina tanto più ad una delta di Dirac quanto più il rumore è bianco. Abbiamo quindi calcolato questa funzione per i campioni del segnale lungo la cosiddetta "linea di base", zona in cui si ha $S[k] = n[k]$. Questa zona "piatta" è visibile anche in fig. 14 per tempi inferiori a $2000ns$. La forma della funzione di autocorrelazione ci conforta nella scelta di considerare il rumore bianco ed i singoli campioni come indipendenti (vedi fig. 15).

Infine, un'annotazione sull'ipotesi di uguaglianza delle incertezze σ_k . Supponiamo che l'incertezza σ_k sulla misura $S[k]$ dell'ampiezza segnale ad un dato istante sia dovuta prevalentemente al rumore elettronico $n[k]$, allora σ_k sarà pari alla standard deviation che otterremmo ripetendo più volte la misura di $n[k]$ per un fissato k . Nel nostro caso, non c'è motivo di pensare che tale standard deviation dipenda dal tempo, e quindi dal particolare valore di k considerato. E' quindi ragionevole assumere che l'effetto del rumore, e quindi l'incertezza su $S[k]$, non dipenda da k .

4.2.2 Calcolo di f_{Si} e f_{CsI} mediante convoluzione con la funzione di trasferimento del sistema

L'efficacia del metodo scelto dipende grandemente dalle forme f_{Si} e f_{CsI} . Queste devono rappresentare, nella maniera più accurata possibile, la risposta del rivelatore e dell'elettronica di acquisizione ai segnali originati dalle cariche di ionizzazione prodotte nel silicio e dai fotoni di scintillazione generati dallo ioduro di cesio. Anche ipotizzando che il segnale in corrente prodotto dal rivelatore abbia la forma "ideale" predetta dalle equazioni (18), (19) e (20), tale segnale viene prima integrato dal preamplificatore, la cui risposta impulsiva non è quella di un integratore ideale, poi inviato alla scheda campionatrice attraverso una decina di metri di linea di trasmissione (cavo differenziale). Infine viene amplificato e filtrato (*anti aliasing*) dallo stadio di ingresso della scheda digitalizzatrice. La forma campionata risente quindi della risposta del preamplificatore, della linea di trasmissione e dello stadio di ingresso del digitalizzatore.

In particolare, la trasmissione del segnale lungo il cavo differenziale (lunghezza complessiva $\approx 10m$) risente del cosiddetto "effetto pelle", che per i segnali del SCT si manifesta come un rallentamento del fronte di salita del segnale, ad iniziare da circa il 95% della sua ampiezza finale, che si svolge su tempi confrontabili con quelli di interesse (circa $600ns$). Come mostrato in fig. 14, i segnali del SCT mostrano anch'essi un rallentamento del fronte, associato alla raccolta della luce di scintillazione: il rallentamento dovuto all'effetto pelle può rendere più difficile la stima di tale componente, ad esempio se tale effetto non è incluso nelle forme impiegate per il fit.

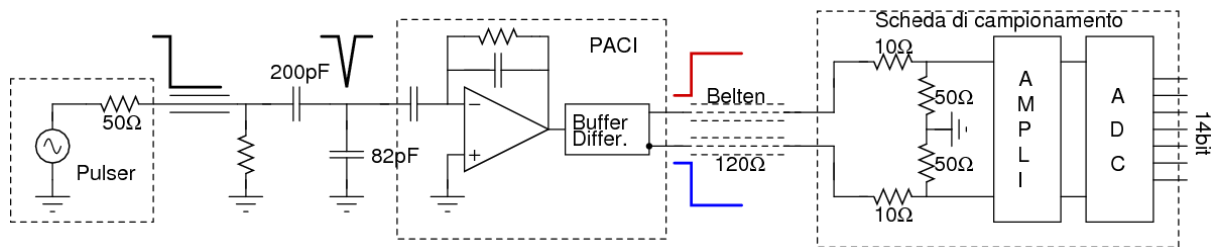


Figura 16: Misura della risposta impulsiva del sistema. Il rivelatore è stato sostituito con una capacità di 82pF

Si possono adottare due metodi per tenere conto della presenza della catena elettronica. Il primo consiste nell'esprimerne matematicamente l'effetto sui segnali per poi applicare ai segnali stessi la trasformazione inversa: i segnali corretti potranno essere così confrontati direttamente con le forme "ideali" previste sulla base delle equazioni (18), (19) e (20). Il secondo metodo sfrutta una misura della risposta impulsiva del sistema impiegato per l'acquisizione dei segnali: tale risposta viene applicata alle forme "ideali", in modo da poterle confrontare direttamente con i segnali campionati. Il vantaggio di quest'ultimo metodo è che non necessita di modelli o simulazioni del comportamento della linea di trasmissione e del preamplificatore.

Avendo a disposizione la stessa catena elettronica impiegata per l'acquisizione dei segnali delle particelle, si è scelto di misurarne la risposta impulsiva. E' ben noto, infatti, che la risposta $\mathcal{R}(t)$ di un sistema lineare ad un qualunque segnale in ingresso $\mathcal{S}(t)$ può essere ottenuta convoluendo il segnale con la risposta impulsiva del sistema, $r(t)$. Quest'ultima è definita come la risposta del sistema ad una delta di Dirac, in pratica ad un impulso di durata molto minore

di quella della risposta impulsiva stessa [5].

$$\mathcal{R}(t) = (\mathcal{S} * r)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{S}(t - \tau)r(\tau)d\tau \quad (29)$$

In figura 16 è mostrato il *setup* utilizzato per la misura della funzione di trasferimento. All'ingresso del preamplificatore, dove normalmente è connesso il rivelatore, viene iniettato un impulso di corrente avente durata dell'ordine del nanosecondo, ottenuto differenziando su una capacità di $200pF$ il gradino di tensione prodotto dal *pulser* (HP 8007D). Il tempo di salita del segnale all'uscita del preamplificatore di carica è di circa $20ns$, determinato quindi dalle caratteristiche del circuito e non dalla durata dell'impulso di ingresso. I segnali, campionati dalla stessa scheda impiegata per i segnali delle particelle, sono stati mediati per ridurre le fluttuazioni dovute al rumore ed ottenere quindi una versione campionata della risposta impulsiva del sistema.

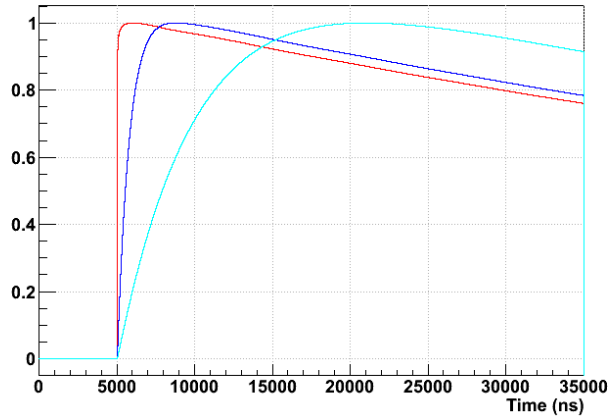


Figura 17: Forme “ideali” per il fit del segnale: f_{Si} in rosso, f_{CsI}^{fast} in blu, f_{CsI}^{slow} in celeste

Le componenti f_{Si} e f_{CsI} con cui verrà “fittato” il segnale acquisito potranno essere ottenute convoluendo con la risposta impulsiva misurata i segnali calcolati che rappresentano la risposta del rivelatore alla raccolta delle cariche di ionizzazione e dei fotoelettroni. Per la risposta alla ionizzazione è stato usato il segnale ricavato nel §2.2.4 mentre per quella ai fotoni di scintillazione si è proceduto utilizzando i due esponenziali del §2.3.2 con costanti di tempo $\tau_f = 750ns$ e $\tau_s = 5\mu s$; le forme che abbiamo ottenuto sono presentate in fig. 17. Per tenere conto della dipendenza del rapporto L_f/L_s dal tipo di particella si è scelto di separare le due componenti, quella veloce (f_{CsI}^{fast}) da quella più lenta (f_{CsI}^{slow}). La relazione (30) deve quindi essere riscritta come:

$$S_{SCT}[k] = Af_{Si}[k] + Bf_{CsI}^{fast}[k] + Cf_{CsI}^{slow}[k] \quad (30)$$

Avremo che $A \propto \Delta E$, $(B + C) \propto E_{res}$ ¹.

Nelle figure 18, 19 e 20 riportiamo alcuni esempi del fit per diverse particelle; il segnale sperimentale S_{SCT} è in nero, in verde è riportato invece il segnale riprodotto come somma

¹A rigore, è $(B + C) \propto L$, con L emissione luminosa totale dello scintillatore; la proporzionalità di E_{res} alla somma $B + C$ è in realtà valida nei limiti in cui la risposta in luce del CsI(Tl) si può considerare lineare con l'energia (cfr. § 2.3.2).

delle tre componenti, le quali sono a loro volta mostrate (f_{Si} in rosso, f_{CsI}^{fast} in blu e f_{CsI}^{slow} in celeste). Come si può vedere l'accordo fra il segnale originale e quello riprodotto dal fit è molto buono. Nel capitolo 5 procederemo a valutare quantitativamente le prestazioni del fit per le diverse lunghezze dei segnali. Infine, in figura 21, è mostrata la correlazione fra l'ampiezza A della componente di silicio e la somma ($B + C$) delle due componenti di cesio.

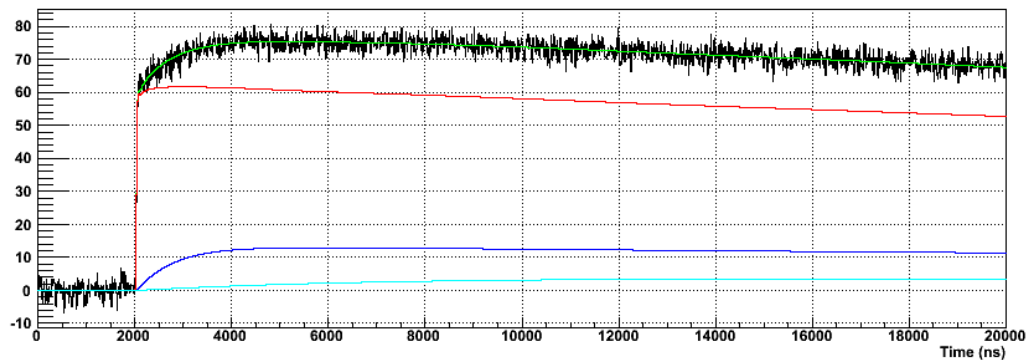


Figura 18: Segnale e fit per un protone.

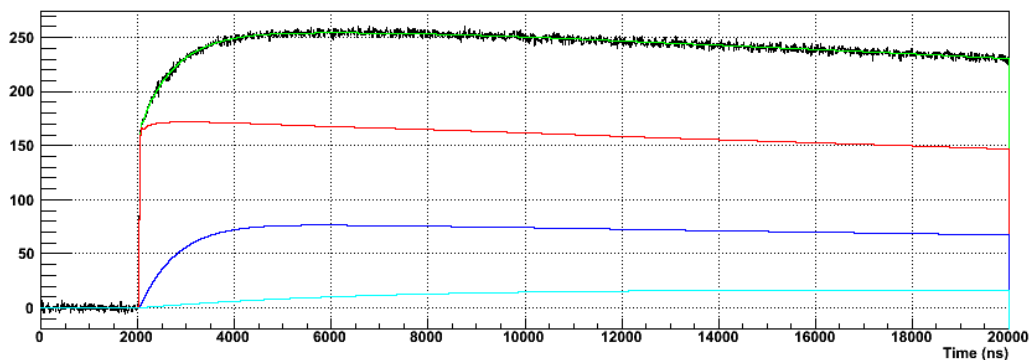


Figura 19: Segnale e fit per una particella alpha.

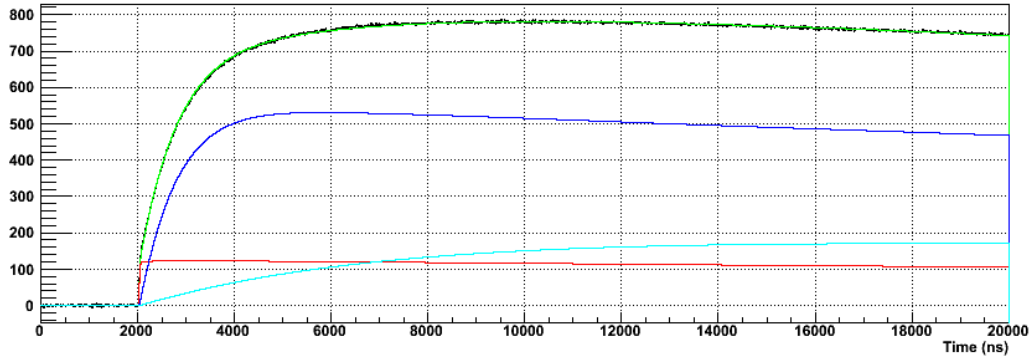


Figura 20: Segnale e fit per un ${}^7\text{Li}$.

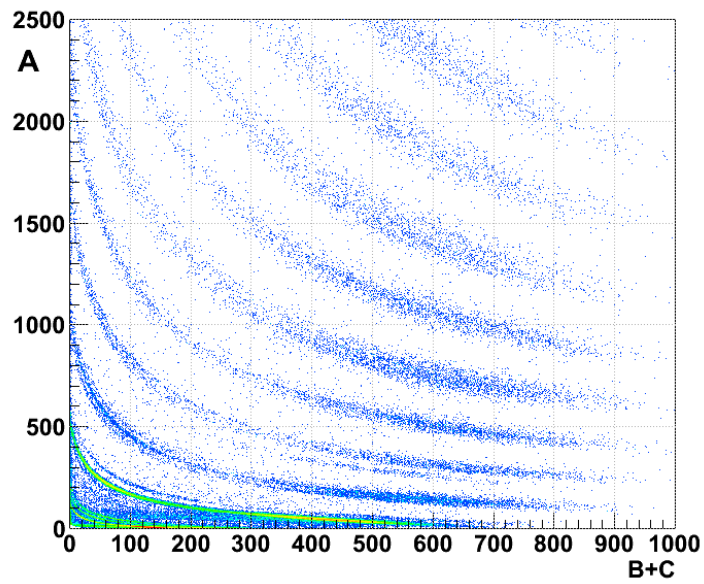


Figura 21: Correlazione A vs $B + C$ ottenuta dal fit su segnali di $20\mu\text{s}$ ed equivalente ad un grafico ΔE vs E_{res} . Sono visibili, del tutto o in parte, le curve degli elementi fino al Ne .

4.3 Analisi dei segnali

Il programma di analisi dei segnali è stato scritto in linguaggio **C++** e sfrutta le classi del sistema Root del CERN, oltre ad alcune classi dedicate specificamente al trattamento dei segnali digitalizzati, quest'ultime sviluppate nell'ambito del gruppo di "Fisica degli Ioni pesanti" della sezione di Firenze dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare.

Alla partenza il programma carica da disco le forme di riferimento f_{Si} , f_{Csl}^{fast} e f_{Csl}^{slow} da impiegare per il fit e calcola una volta per tutte la matrice inversa \mathcal{M}^{-1} (cfr. eq. (28)). Successivamente, per ciascun segnale analizzato, vengono calcolati il vettore \mathbf{b} dei termini noti e, dalla soluzione del corrispondente sistema lineare (cfr. §4.2), i coefficienti A , B , C della eq. (30). La soluzione del sistema lineare sfrutta il metodo `Solve()` della classe `TDecompLU` di Root in modo da ridurre i tempi di calcolo.

Una certa attenzione è stata posta nell'ottimizzare l'allineamento nel tempo del fronte di salita del segnale con quello delle forme di riferimento: la qualità del fit dipende infatti sensibilmente da tale allineamento. A causa delle fluttuazioni nel tempo (*jitter*) del segnale logico di *trigger* che fa partire il campionamento, il fronte di salita del segnale non inizia sempre dopo lo stesso numero di campioni della linea di base, presentando variazioni di alcuni campioni (ovvero di alcune decine di *ns*). Il riallineamento del segnale da fittare alle forme di riferimento è basato sul superamento di una soglia in ampiezza, posta ad un livello dell'ordine delle fluttuazioni di rumore (vedi fig. 22). A partire dal punto del fronte di salita in cui il segnale supera il 50% della sua ampiezza finale, si cerca nei campioni immediatamente precedenti il superamento della soglia vicina al rumore, ottenendo così una stima dell'istante in cui il fronte stesso ha inizio.

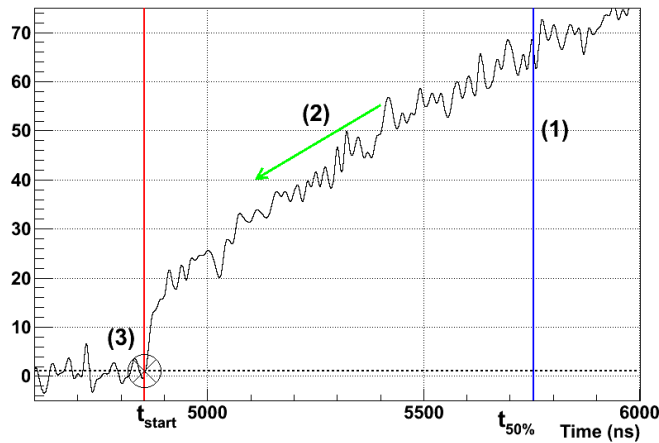


Figura 22: Esempio del procedimento per determinare l'istante t_{start} di partenza del segnale: (1) si trova il tempo $t_{50\%}$ per cui il segnale raggiunge metà della sua ampiezza. (2) Partendo da $t_{50\%}$ si scorrono a ritroso i campioni del segnale. (3) si determina in questo modo la marca di tempo cercata come il primo istante a cui si ha il passaggio della soglia.

L'allineamento ed il fit sono ottenuti interpolando a passi di $1ns$ il segnale originale, campionato a $10ns$. Un nanosecondo (ovvero un campione del segnale interpolato) è anche la precisione con cui viene eseguito l'allineamento.

Avendo a disposizione segnali di durata complessiva $\approx 30\mu s$, il fit dei segnali è stato eseguito

per tre diverse lunghezze del segnale, $10\mu s$, $15\mu s$, $20\mu s$, allo scopo di valutare l'influenza della durata del segnale sulle prestazioni del fit, con particolare riguardo all'identificazione delle particelle. In vista di una elaborazione "in tempo reale" del segnale, si vorrebbe ridurre al minimo il numero di campioni da elaborare, allo scopo di ridurre i tempi di calcolo.

Lo stesso programma esegue sul segnale anche l'analisi "standard" basata su formatori semigaussiani descritta all'inizio di questo capitolo.

4.3.1 Calibrazioni

Per poter confrontare le prestazioni del SCT e del telescopio campione a parità di energia di incidenza delle particelle, si è resa necessaria una calibrazione in energia dei due telescopi. Si è scelto, però, di limitare la calibrazione ai ΔE misurati dai rivelatori a silicio, in quanto il CsI(Tl) presenta sia problemi di non linearità sia dipendenza della calibrazione dal tipo di particella (cfr. §2.3.2). Come punti di riferimento per la calibrazione si sono scelti i valori di $\Delta E(Si1)$ e $\Delta E(Si2)$ corrispondenti al *punch through* delle particelle nel secondo silicio. Noti gli spessori dei due silici ed il tipo di particella, le energie depositate in essi da una particella di Z e A fissati e di energia appena sufficiente ad oltrepassare il secondo silicio sono facilmente calcolabili mediante tavole di perdita di energia o programmi appositi.

Nella correlazione $\Delta E(Si1)$ vs $\Delta E(Si2)$ è facile individuare i punti corrispondenti al *punch through* delle varie particelle nel secondo rivelatore a silicio. E' quindi possibile assegnare alle ampiezze dei segnali al *punch through* le corrispondenti quantità di energia depositate da impiegare per la calibrazione. Per la calibrazione, come di consueto per i silici, si è adottata una relazione lineare ampiezza vs energia, determinandone i parametri tramite fit.

4.3.2 Identificazione delle particelle

Come abbiamo visto nel paragrafo §2.1, sul piano $\Delta E - E_{res}$ le diverse particelle si disporranno lungo curve la cui distanza dall'origine aumenta all'aumentare della massa e della carica della particella. Sarà quindi possibile identificare le particelle rivelate in base alla loro posizione rispetto alle curve corrispondenti ai vari nuclei. A tale scopo, ad ogni curva viene sovrapposta una *spline* passante per una serie di punti scelti manualmente sui grafici $\Delta E - E_{res}$ (fig. 23). Ad ognuna di queste curve è assegnato un valore numerico del "parametro di identificazione" (detto PI - da *particle identification*) che servirà per classificare gli eventi ed assegnare a ciascuna particella i valori di Z ed A . Definito in tal modo questo insieme di curve sarà possibile assegnare ad ogni punto il valore di PI che lo identifica, interpolando linearmente: detta y l'ordinata del punto considerato, di ascissa E_{res} , e dette y_1 e y_2 le ordinate delle curve PI_1 e PI_2 fra cui è compreso, calcolate per lo stesso E_{res} , sarà:

$$PI = PI_1 + \frac{(y - y_1)(PI_2 - PI_1)}{y_2 - y_1} \quad (31)$$

5 SCT ed l'identificazione delle particelle

Quanto migliori sono le prestazioni di un telescopio $\Delta E - E_{res}$ in termini di identificazione di particelle, tanto più i picchi associati alle particelle nello spettro di PI risulteranno stretti (la loro separazione è fissata dai valori assegnati alle curve di figura 23). Un buon parametro per quantificare tali prestazioni è quindi il cosiddetto "fattore di merito". Facendo riferimento alla figura 24, dove $FWHM_1$ e $FWHM_2$ sono le FWHM dei due picchi, questo si definisce come

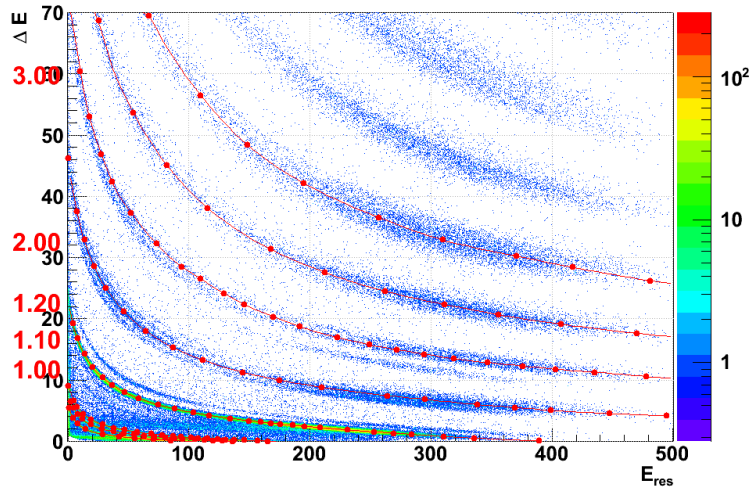


Figura 23: Correlazione $\Delta E - E_{res}$ ottenuta dal fit con sovrapposte le curve per il calcolo del parametro identificativo PI .

il rapporto $T/(FWHM_1 + FWHM_2)$ fra la distanza dei due centroidi e la somma delle loro FWHM e sarà tanto maggiore quanto più i due picchi risultano risolti.

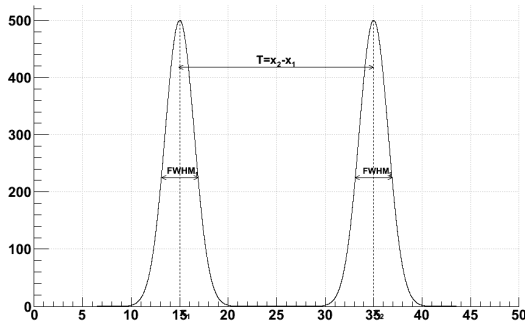


Figura 24: La separazione di due picchi gaussiani può essere stimata attraverso il fattore di merito.

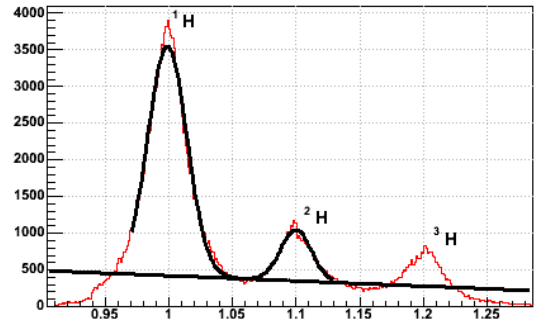


Figura 25: Fit che calcola il fattore di merito: separazione $^1H-^2H$ per il fit su $20\mu s$ di segnale.

In questo capitolo ricorreremo al fattore di merito per paragonare le prestazioni ottenute dal SCT con il metodo “standard” e con il metodo di fit. A titolo di esempio presenteremo i dati relativi agli isotopi dell’idrogeno e del litio. Per il calcolo del fattore di merito è stata messa a punto una procedura di fit basata sulla funzione \mathcal{F} così definita:

$$\mathcal{F} = A_1 \exp \left\{ -\frac{(x - \bar{x}_1)^2}{2\sigma_1^2} \right\} + A_2 \exp \left\{ -\frac{(x - \bar{x}_2)^2}{2\sigma_2^2} \right\} + r(x) \quad \text{dove} \quad r(x) = mx + q \quad (32)$$

Si tratta della somma di due gaussiane e di un fondo lineare. Dai valori restituiti dal fit per i parametri \bar{x}_1 , \bar{x}_2 , σ_1 e σ_2 è possibile calcolare il fattore di merito come:

$$M = \frac{(x_2 - x_1)}{2.35(\sigma_1 + \sigma_2)} \quad (33)$$

Una verifica effettuata ripetendo più volte la procedura ha evidenziato come l'incertezza su M derivi più dalla scelta dell'intervallo di PI per il fit che da fattori statistici ed è dell'ordine di 0.05 per i casi qui presentati.

5.1 Fattori di merito del SCT

Riportiamo nella tabella 5.1 i fattori di merito relativi agli spettri ottenuti dai due metodi di trattamento del segnale, il fit e l'utilizzo di formatori. Per il metodo di fit sono riportati i risultati ottenuti per le tre diverse lunghezze dei segnali analizzati. Non è stata effettuata alcuna selezione sull'energia.

	Fit			Formatori
	$10\mu s$	$15\mu s$	$20\mu s$	
$^1H - ^2H$	1.6	1.6	1.6	1.5
$^2H - ^3H$	1.4	1.6	1.6	1.5
$^6Li - ^7Li$	0.6	0.7	0.7	0.7
$^7Li - ^8Li$	×	×	0.8	0.8

Tabella 1: Fattori di merito per la separazione degli isotopi dell'idrogeno e del litio ottenuti da fit (con tre diverse lunghezze del segnale) e dal metodo standard.

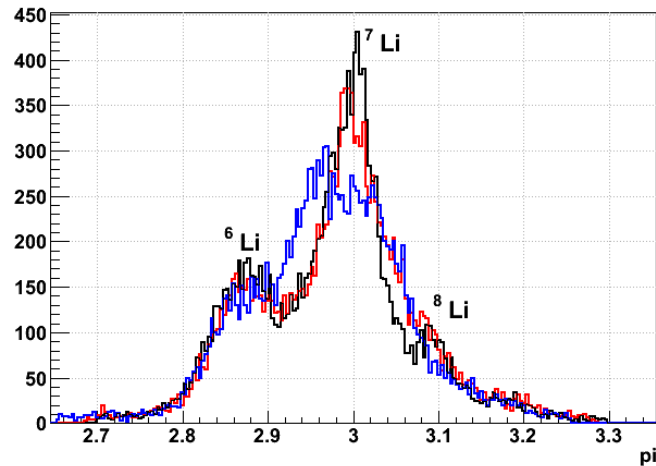


Figura 26: Spettri di PI ottenuti dal fit per gli isotopi del litio per diverse durate del segnale ($20\mu s$: nero, $15\mu s$: rosso, $10\mu s$: blu).

Notiamo come per gli isotopi dell'idrogeno la separazione ottenuta sia praticamente la stessa con ambo i metodi e con tutte le lunghezze impiegate. Il metodo basato sul fit è forse leggermente superiore al metodo standard. Nel caso degli isotopi del litio, invece, si ha un netto peggioramento della risoluzione per le lunghezze di $10\mu s$ in $^6Li-^7Li$, mentre 7Li e

	Fit con $\Delta E \in [15, 70]\text{MeV}$		
	$10\mu s$	$15\mu s$	$20\mu s$
${}^6\text{Li} - {}^7\text{Li}$	0.8	0.9	0.9
${}^7\text{Li} - {}^8\text{Li}$	0.8	0.9	0.8

Tabella 2: Fattori di merito per la separazione degli isotopi del litio ottenuti escludendo le particelle a più alta energia

${}^8\text{Li}$ sono risolti solo per la massima lunghezza impiegata, come mostrato in figura 26. Questo peggioramento delle prestazioni del fit (relative a tutto lo spettro di energia) al diminuire della lunghezza del segnale è dovuto principalmente ad una perdita di risoluzione per le particelle più energetiche. Se infatti, si limita lo spettro in energia alla parte più alta del ΔE (vedi fig. 23), in questo modo evitando le particelle a più alta energia, si ottengono i fattori di merito riportati in tabella 5.1: in questo caso, i risultati del fit per le tre lunghezze del segnale sono tutti confrontabili fra loro, come nel caso degli isotopi dell'idrogeno.

Una possibile spiegazione di questo comportamento è legata al fatto che le particelle più energetiche danno segnali in cui il contributo di scintillazione è dominante rispetto a quello di ionizzazione (si veda ad esempio la fig. 20). In questi casi, in cui il tempo di salita del segnale è molto lungo, “fittare” una porzione più corta del segnale può portare ad errori sulla determinazione della sua ampiezza asintotica (si noti come nella fig. 20 la componente $f_{C_{SI}}^{slow}$ raggiunga il massimo ben oltre i $10\mu s$). Maggiori fluttuazioni del valore fittato per l'ampiezza delle componenti di scintillazione si ripercuotono anche sulla componente di silicio, essendo le tre ampiezze fra loro correlate (la somma dei contributi deve dare il segnale sperimentale), provocando così perdita di risoluzione alle energie più alte.

Rispetto all'uso di formatori, il metodo di fit presenta ancora un certo margine di miglioramento, soprattutto per l'identificazione delle particelle pesanti. La forma che abbiamo usato per riprodurre la componente di silicio è stata ottenuta calcolando la risposta del rivelatore ad una ionizzazione uniforme lungo tutta la traccia e trascurando gli effetti della densità di ionizzazione sul tempo di raccolta della carica. Si constata, al contrario, che la componente di silicio nei segnali acquisiti è sempre più lenta all'aumentare del numero atomico delle particelle. Il nostro “modello”, sufficientemente accurato per $Z \leq 3$, è sempre meno corretto all'aumentare di Z come si vede in fig. 27 dove si è riportata la correlazione fra PI e il chi quadro per grado di libertà (DoF) del fit

$$\frac{\chi^2}{DoF} = \frac{\sum \left(S[k] - Af_{Si}[k] - Bf_{C_{SI}}^{fast} - Cf_{C_{SI}}^{slow} \right)^2}{DoF \cdot \sigma_n^2} \quad (34)$$

dove σ_n è la varianza di rumore del segnale calcolata sulla linea di base (vedi §2.2.1) e DoF è il numero di gradi di libertà del fit. Si noti come $\frac{\chi^2}{DoF}$ sia vicino a 1 per $Z \leq 3$, segno che il modello riproduce bene i dati, ed aumenti all'aumentare di PI , e quindi di Z .

6 Confronto del SCT con il telescopio campione

Uno degli obiettivi della misura effettuata presso LNS era valutare se il SCT fosse competitivo con un telescopio tradizionale in termini di identificazione delle particelle. A tale scopo i segnali

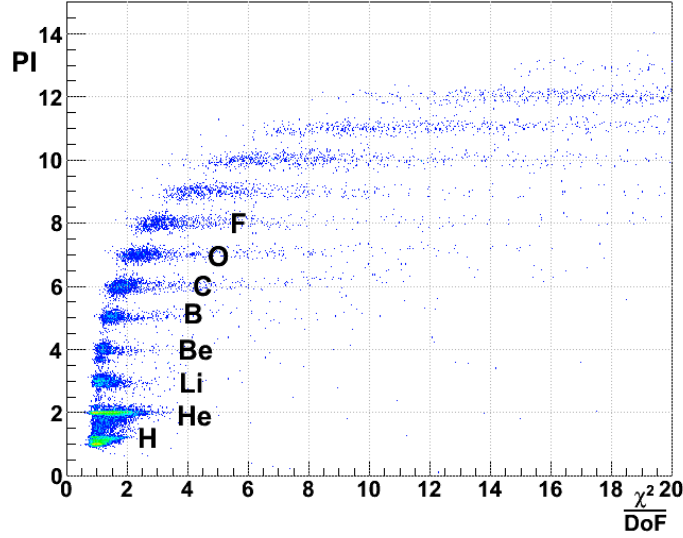


Figura 27: Correlazione PI vs. $\frac{\chi^2}{DoF}$. La qualità del fit peggiora all'aumentare della massa delle particelle.

del silicio e del CsI(Tl) del telescopio campione sono stati formati per ottimizzare il rapporto segnale-rumore, e l'ampiezza dei segnali formati è stata presa come stima rispettivamente di ΔE ed E_{res} . I valori di ΔE del Si1 e del Si2 del telescopio campione sono stati calibrati in energia, come già fatto per il SCT, e sono state prodotte le correlazioni ΔE (Si2)- E_{res} (CsI) con E_{res} in unità arbitrarie (fig. 2). Su queste sono state poste le linee di identificazione e calcolati i valori di PI come fatto per il SCT (cfr. 4.3.2). In tabella 6 riportiamo i fattori di merito ottenuti per i due telescopi (nel caso del SCT i dati sono relativi al fit con $20\mu s$ di segnale):

	<i>Single chip telescope</i>	Telescopio campione
$^1H - ^2H$	1.6	1.5
$^2H - ^3H$	1.6	1.6
$^6Li - ^7Li$	0.7	1.1
$^7Li - ^8Li$	0.8	1.3

Tabella 3: Fattori di merito per il SCT ed il telescopio campione

Come si può vedere l'identificazione degli isotopi dell'idrogeno ottenibile dal SCT è pari o leggermente migliore di quella del telescopio campione. Occorre tuttavia osservare che, sulla base dei risultati di una misura precedente, il guadagno del preamplificatore del SCT era stato aumentato rispetto a quello del telescopio campione: si ha così un miglior rapporto segnale-rumore per i segnali del SCT. Ad una prestazione paragonabile in PI è associata però una ridotta dinamica ($400MeV$ contro i $2GeV$ del telescopio campione).

Per il litio e gli elementi più pesanti le prestazioni del SCT risultano inferiori rispetto al telescopio campione. Confrontando la correlazione $\Delta E - E_{res}$ del telescopio campione (fig. 2)

con quella del fit (fig. 21) si vede come nel caso del “campione” si riesca a separare le particelle in massa fino a $Z = 6$ mentre per il SCT questa informazione si perde già a partire da $Z = 4$.

Poichè, come abbiamo visto nel §5.1, le prestazioni dei due metodi di analisi dei segnali del SCT sono, allo stato attuale, confrontabili, questa disparità di prestazioni non sembra legata al particolare metodo di analisi impiegato per il SCT. Essa potrebbe essere dovuta a differenze intrinseche fra i due telescopi. Le cause di questa differenza necessitano di ulteriore studio. Tuttavia, essendo nominalmente identici gli elementi ΔE dei due telescopi, è ragionevole ipotizzare che la peggiore risoluzione del SCT sia legata alla componente di scintillazione, ad esempio a maggiore disuniformità nella raccolta della luce di scintillazione al variare della posizione di impatto.

Conclusioni

In questo lavoro si è messa a punto una procedura di fit per i segnali del *single chip telescope*. Sono stati ricavati i segnali in corrente “ideali” dovuti alla ionizzazione prodotta dalla particella nel silicio e alla scintillazione in CsI(Tl). Si è misurata la risposta impulsiva della catena elettronica associata al rivelatore e si è calcolata la sua convoluzione con le forme ideali, ottenendo le forme dei contributi del silicio e del delle due componenti, veloce e lenta, della scintillazione. Tali forme sono state impiegate in una procedura di fit lineare che permette di ricavare, segnale per segnale, l’entità di ciascun contributo; è stato valutato l’effetto della lunghezza del segnale fittato sulle prestazioni del fit. Le entità dei contributi di ionizzazione e scintillazione ottenute dal fit hanno permesso di produrre la correlazione $\Delta E - E_{res}$ e di conseguenza assegnare a ciascun evento un valore del parametro identificativo PI .

E’ stata effettuata una calibrazione in energia dei rivelatori ΔE , sfruttando le ampiezze dei segnali in corrispondenza del *punch through* nel secondo ΔE ed i valori di energia noti dei *punch through* delle varie particelle nei corrispondenti spessori di silicio.

Riguardo all’identificazione delle particelle, le prestazioni del metodo di fit e del metodo di analisi “standard” sono state valutate calcolando i fattori di merito dei picchi negli spettri di PI relativi agli isotopi dell’idrogeno e del litio. In questo confronto il metodo di fit per la massima durata del segnale si è dimostrato leggermente superiore al metodo “standard”.

Per $Z \geq 4$ il fronte di salita dei segnali rallenta, a causa della maggior densità di ionizzazione in silicio: la procedura di fit nella sua versione attuale non tiene conto di tale effetto. Questo spiega l’aumento riscontrato del chi-quadro per grado di libertà all’aumentare dello Z delle particelle.

Confrontandolo con un telescopio campione di tipo tradizionale e di caratteristiche costruttive analoghe (a parte la dinamica in energia) il SCT ha mostrato capacità di identificazione simili al campione per gli isotopi dell’idrogeno ma nettamente peggiori per frammenti più pesanti. Allo stato attuale, quindi, il SCT sembra una valida opzione nel caso si voglia ridurre l’elettronica necessaria, ma solo nel caso che non sia richiesto il massimo delle prestazioni.

Riferimenti bibliografici

- [1] Kenneth S. Krane. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons, New York, 1988.
- [2] Fazia *Four- π A Z Identification Array*. <http://fazia.in2p3.fr/>.
- [3] G. Pasquali et al. A semiconductor-scintillator telescope using a single silicon diode. Nucl. Instr. and Meth., A301:101–108, 1991.
- [4] William. R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics. Springer Verlag, New York, 1987.
- [5] G. Poggi. Appunti sul rumore elettrico. Maggio 2004.
- [6] 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.
- [7] Wilfried von Ammon et al. The production and availability of high resistivity silicon for detector application. Nucl. Instr. and Meth., 226:94–102, 1984.
- [8] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurements. John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [9] Simon Ramo. Currents induced by electron motion. Proceedings of the I.R.E, September 1939.
- [10] Root, a data analysis framework. <http://root.cern.ch/>.
- [11] H. Grassmann et al. Properties of csi(tl) - renaissance of an old scintillation material. Nucl. Instr. and Meth., 228:323–326, 1985.
- [12] W.G Gong et al. Resolution tests of csi(tl) scintillators read out by pin diodes. Nucl. Instr. and Meth., A268:190–199, 1988.
- [13] H. Hamrita et al. Charge and current sensitive preamplifiers for pulse shape discrimination techniques with silicon detectors. Nucl. Instr. and Meth., A531:607–615, 2004.
- [14] Winyard et al. Pulse shape discrimination in inorganic and organic scintillators. i. Nucl. Instr. and Meth., 95:141–153, 1971.
- [15] G. Poggi. Esperimenti di elettricità e magnetismo. Università degli studi di Firenze, 1988.
- [16] M. Carlà. Appunti di elettronica per fisici. Dicembre 2002.

RINGRAZIAMENTI

Si ringraziano i dottori Sandro Barlini e Stefano Carboni per gli utili consigli. Un ringraziamento particolare al dott. Luigi Bardelli per il prezioso aiuto fornito sia nella scrittura dei programmi sia nella comprensione dei problemi legati all'analisi dei segnali digitalizzati.