

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

Corso di Laurea in Fisica

# Caratterizzazione di scintillatori di ioduro di cesio in funzione della concentrazione di drogante

Candidato: Frosini Maddalena

Relatore: Giovanni Casini

Correlatore: Giacomo Poggi

Anno accademico 2005-2006

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Cenni sugli scintillatori</b>	<b>2</b>
2.1	Gli scintillatori inorganici . . . . .	3
2.1.1	Il drogaggio . . . . .	3
2.2	Il quenching . . . . .	4
2.3	I rivelatori CsI(Tl) . . . . .	5
<b>3</b>	<b>L'apparato di misura</b>	<b>5</b>
3.1	Sorgente e rivelatore . . . . .	6
3.2	Catena elettronica . . . . .	6
3.3	DAQ e acquisizione degli spettri . . . . .	8
<b>4</b>	<b>La misura</b>	<b>9</b>
4.1	Rapporto $\frac{\alpha}{\gamma}$ . . . . .	9
4.2	Descrizione della misura . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Analisi dei dati</b>	<b>10</b>
5.1	La taratura . . . . .	10
5.2	Valutazione dei parametri e loro errori . . . . .	12
5.3	Presentazione dei risultati . . . . .	13
5.3.1	Rivelatori GARFIELD . . . . .	13
5.3.2	Rivelatori FAZIA . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>17</b>
<b>A</b>	<b>Cenni di interazione radiazione materia</b>	<b>19</b>
A.1	Diffusione di particelle pesanti . . . . .	19
A.2	Assorbimento dei fotoni . . . . .	19

## 1 Introduzione

Gli scintillatori inorganici vengono largamente utilizzati in numerosi settori della fisica nucleare, sia per la misura di raggi  $\gamma$  che per la spettroscopia di particelle cariche[1, 2]. Tuttavia alcuni aspetti del loro funzionamento sono ancora oggetto di studio. Come si dirà più avanti, gli scintillatori inorganici funzionano bene con piccole quantità di elementi di drogaggio dispersi nel cristallo. Di solito la concentrazione di questi droganti è intorno a 1000 ppm (= 0.1 % mol). Per molte applicazioni una concentrazione più elevata non offre miglioramenti decisivi per misure di  $\gamma$  o particelle leggere ed è in genere difficile da ottenere senza disomogeneità tali da compromettere la qualità del cristallo.

Recentemente il problema del drogaggio ha suscitato un nuovo interesse in fisica nucleare[3, 4, 5] ed è stato affrontato da vari lavori, spinti dall'esigenza di migliorare la risposta di questi dispositivi per poter essere impiegati nella costruzione di nuovi strumenti.

In particolare si prevede la costruzione di nuovi rivelatori da usare per studi con fasci radioattivi che richiederanno prestazioni spinte per l'identificazione in carica e massa degli ioni prodotti nelle reazioni. Ciò ha motivato un'attività di ricerca sugli scintillatori con ricerche sui fattori che influenzano la risposta in luce dei CsI(Tl), fra i quali la concentrazione del drogante. Questo lavoro dà un contributo proprio in questo campo perché abbiamo studiato la risposta di alcuni cristalli in funzione della concentrazione di drogante specie per elevati valori della stessa anche in regioni prima inesplorate. Alcuni recenti lavori hanno infatti ipotizzato un miglioramento del rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  (rapporto fra le luminescenze di particelle  $\alpha$  e di raggi  $\gamma$  di pari energia) e in generale un aumento della fluorescenza per nuclei pesanti ( $Z$  elevato) ad alte concentrazioni di drogante.

Per questo scopo si è lavorato su un campione di cristalli uguali in forma e volume ma di drogaggio diverso e provenienti da varie ditte produttrici. Per ogni rivelatore abbiamo misurato il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  e abbiamo cercato di verificare la dipendenza di tale parametro sia dallo shaping time che soprattutto dal drogaggio. Nell'ambito più ampio di prove su cristalli di CsI(Tl), in questo lavoro abbiamo anche valutato risoluzione energetica e rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per un gruppo di rivelatori in uso presso i Laboratori Nazionali di Legnaro costituiti da cristalli di forma, dimensioni diverse ma uguale drogaggio e forniti dalla stessa ditta.

## 2 Cenni sugli scintillatori

Gli scintillatori si suddividono in due categorie, gli *organici* e quelli *inorganici*, secondo il tipo di sostanza di cui sono costituiti. Il principale meccanismo di funzionamento è quello della *fluorescenza*: la radiazione incidente penetra nel rivelatore e interagisce con esso eccitando gli atomi o le molecole del materiale (le modalità di eccitazione dipendono sia dalla radiazione sia dal tipo di scintillatore) che decadono rapidamente (da  $\sim 10^{-9}$  s per gli organici a  $\sim 10^{-6}$  s per gli inorganici) emettendo luce nel visibile, o a frequenze vicine.

Esistono altri processi di emissione di luce su scale di tempo maggiori che vanno sotto il nome di *fosforescenza*. Essa consiste nell'emissione ad una lunghezza d'onda più lunga e con un tempo caratteristico generalmente molto più lento, rispetto alla fluorescenza. Di solito nei rivelatori è di interesse solo il contributo di fluorescenza e si cerca di minimizzare quello dovuto alla fosforescenza che è indesiderato nei casi di misure di particelle singole in quanto i lunghi tempi di emissione limitano il ritmo di conteggio. L'efficienza di scintillazione  $S$  è un parametro caratteristico dello scintillatore ed è il rapporto tra l'energia convertita in luce e l'energia incidente:

$$S = \frac{L}{E} \quad (1)$$

La luce emessa dal cristallo deve essere poi convertita in un impulso di carica, per essere raccolta e analizzata da una catena elettronica di misura. A questo scopo si utilizzano fotodiodi o fotomoltiplicatori: nel primo caso la radiazione luminosa produce un segnale nel volume attivo di una giunzione al silicio contropolarizzata; nel secondo caso essa incide su un sottile strato di materiale fotosensibile (fotocatodo) che libera fotoelettroni; essi sono poi moltiplicati mediante una serie di elettrodi (sotto vuoto) opportunamente polarizzati ad alta tensione.

## 2.1 Gli scintillatori inorganici

Tralasciando gli scintillatori organici, diamo alcuni cenni sul funzionamento di quelli inorganici poiché questo lavoro si occupa proprio di questo tipo di rivelatori. Uno scintillatore inorganico è generalmente un cristallo di un alogenuro alcalino, drogato con particolari elementi per aumentare  $S$ . Nel processo di fabbricazione il sale che forma la matrice, contenuto in ampolle di quarzo, viene mantenuto allo stato liquido in una fornace; dopo aver disperso nel sale fuso quantità piccole di attivatore si passa alla cristallizzazione che avviene trasferendo lentamente le ampolle in zone più fredde. Eventuali tracce d'acqua possono compromettere la qualità del cristallo: per eliminarle, le ampolle vengono preriscaldate. Con questo metodo (metodo di Bridgman, [5]) è possibile ottenere grandi cristalli molto trasparenti.

Il meccanismo di scintillazione nei materiali inorganici è dovuto alle transizioni fra gli stati energetici, determinati dalle caratteristiche del reticolo cristallino. L'interazione reciproca tra gli atomi posti nei siti reticolari crea una struttura a livelli discreti, raggruppati in bande permesse agli elettroni (fig.1). La banda più bassa è quella di *valenza*, occupata dagli elettroni legati ai siti reticolari. Al contrario, i livelli della banda di *conduzione* sono occupati da elettroni che hanno un'energia abbastanza alta per migrare all'interno del cristallo. I livelli intermedi tra la banda di valenza e quella di conduzione non possono essere occupati, dando luogo così ad una banda *proibita*. Nei materiali isolanti, come i cristalli che stiamo considerando, a temperatura ambiente la banda di valenza è completamente riempita, al contrario di quella di conduzione, e il *gap* di energia che le separa è troppo alto per essere superato dagli elettroni termici.

Quando una data radiazione investe il cristallo parte dell'energia ceduta dalla radiazione incidente può eccitare alcuni elettroni, permettendo loro di superare il *gap* di energia (di pochi eV) e di salire in banda di conduzione, lasciando le corrispondenti lacune in banda di valenza; quando poi l'atomo si diseccita, gli elettroni tornano in banda di valenza emettendo un fotone.

### 2.1.1 Il drogaggio

Per aumentare le probabilità di emissione fotonica durante il processo di diseccitazione e per spostare lo spettro di emissione in una regione adatta al fotorivelatore vengono aggiunte al cristallo piccole quantità (attorno al permille) di atomi attivatori. Questi creano particolari siti nel reticolo dove la struttura dei livelli atomici risulta modificata rispetto a un cristallo puro: infatti vengono inseriti nel *gap* di energia proibita una serie di livelli energetici intermedi (fig.1) che favoriscono l'intrappolamento delle coppie elettrone-lacuna e la successiva diseccitazione attraverso emissione radiativa. Poiché l'emissione tra questi stati avviene ad una lunghezza d'onda inferiore a quella di assorbimento del cristallo, quest'ultimo risulta trasparente alla radiazione che emette.

Una particella carica che penetra nel cristallo produce un certo numero di coppie elettrone-lacuna (dipendente dal tipo di particella e dalla sua energia) innalzando gli elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione. L'elettrone (la lacuna) decadono rapidamente verso il fondo (la superficie) della banda di conduzione (di valenza), dissipando termicamente l'energia in eccesso. A questo punto si possono ricombinare

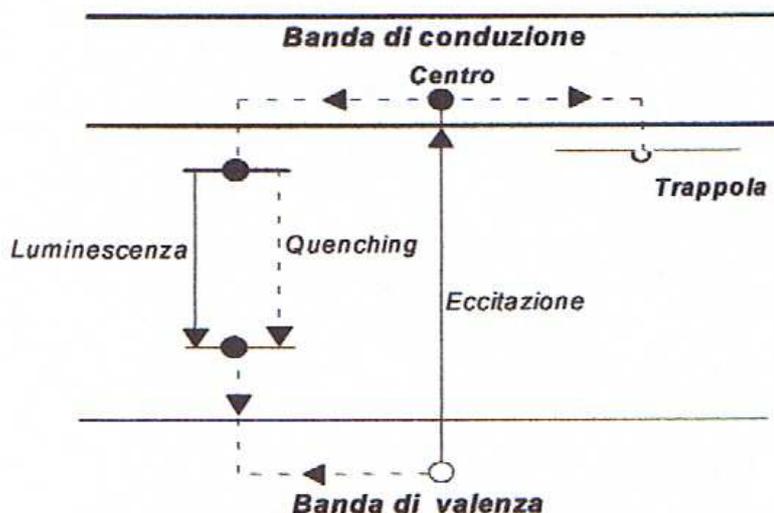


Figura 1: Livelli energetici introdotti nel *gap* di energia dalla presenza di atomi attivatori.

formando un eccitone, cioè uno stato legato eccitato, oppure possono migrare nel cristallo individualmente, rimanendo ognuno nella propria banda. Sia l'eccitone, sia le due particelle separate possono essere catturate:

- da un centro di luminescenza A, nel quale la transizione dallo stato eccitato (che si forma in seguito alla cattura) al fondamentale avviene con emissione radiativa;
- da un centro di intrappolamento B, nel quale il processo di diseccitazione avviene tramite la dissipazione termica;
- da una trappola C, cioè da un livello metastabile inserito nel *gap* di energia, dal quale la transizione verso il fondamentale è proibita. In questo caso la particella può innalzarsi a un livello superiore, per assorbimento di fononi e decadere successivamente.

Il secondo processo è detto *quenching* e compete con il primo: è una delle principali cause di dissipazione nel meccanismo di conversione in luce dell'energia incidente.

Il terzo processo dà luogo alla fosforescenza, la componente luminosa ritardata.

## 2.2 Il quenching

In un cristallo ideale possiamo ipotizzare che, in assenza di *quenching*, la fluorescenza prodotta (*light output*) sia proporzionale all'energia depositata dalle particelle. Detta  $\frac{dL}{dx}$  la luce di fluorescenza e  $\frac{dE}{dx}$  l'energia ceduta dalla particella, entrambe per unità di cammino, abbiamo che:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2)$$

dove S è l'efficienza dello scintillatore.

Se S è costante, integrando la (2) su tutto il percorso si ottiene la (1). Questa semplificazione per gli scintillatori inorganici è valida con buona approssimazione soltanto per gli elettroni. Già per i protoni si inizia

a vedere l'effetto del *quenching* che diventa significativo al crescere del numero atomico. L'espressione (2) va corretta con una formula proposta da Birks:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (3)$$

dove  $kB \frac{dE}{dx}$  rappresenta la probabilità che un atomo ionizzato lungo il percorso della particella sia soggetto a *quenching*. È possibile aggiungere a denominatore termini successivi del tipo  $C(\frac{dE}{dx})^2$ , per riprodurre meglio l'andamento dei dati sperimentali: infatti  $kB$  e  $C$  sono parametri aggiustabili mediante procedure di fit.

Ovviamente questo fenomeno riduce l'efficienza di scintillazione del rivelatore rispetto al caso degli elettroni, e diventa tanto più evidente quanto più la particella è pesante, poiché  $\frac{dE}{dx}$  cresce come  $Z^2$ ; di conseguenza, mentre per fotoni ed elettroni la (1) è ben verificata, la relazione  $L = L(E)$  per ioni pesanti si discosta dalla linearità.

### 2.3 I rivelatori CsI(Tl)

Lo ioduro di cesio trova largo impiego come rivelatore in numerosi campi. Come la maggior parte degli scintillatori inorganici è un alogenuro alcalino e si trova in commercio con due tipi di drogaggio, con il sodio o con il tallio. Nel nostro lavoro abbiamo utilizzato rivelatori drogati con il tallio, quindi in seguito ci occuperemo solo di questo tipo di drogaggio.

I CsI(Tl) hanno l'importante proprietà di avere un elevato numero atomico ( $Z=53$ ): per rivelatori di fotoni questo comporta una buona efficienza intrinseca (rapporto tra il numero di fotoni rivelati e quello dei fotoni incidenti) mentre, nel caso di particelle cariche, grazie all'elevata densità ( $\rho= 4.51 \text{ gr cm}^{-3}$ ) consente il frenamento anche con spessori ridotti.

Il tempo caratteristico di emissione è lento rispetto a quello degli scintillatori organici ( $\tau \simeq 1 \mu s$ ). La *light output* è circa il 45-50 % di quella del NaI(Tl) ([9]): rispetto a quest'ultimo però lo ioduro di cesio è meno fragile e igroscopico (anche se si deteriora in caso di esposizione ad acqua o ad un'elevata umidità). Può essere ben lavorato e tagliato in molte forme, secondo le esigenze delle applicazioni, senza che si fratturi e non ha bisogno di essere utilizzato in vuoto o in capsule sigillate.

Per quanto riguarda il *read out*, la frequenza di massima emissione del CsI(Tl) ( $\lambda= 550 \text{ nm}$ ) è ben accoppiata con quella dei fotodiodi al silicio. Questo significa che, per molte applicazioni, è preferibile usare questo tipo di dispositivi al posto dei fototubi, più ingombranti e costosi. Per i fotodiodi sono sufficienti tensioni di contropolarizzazione di 50-100V, molto inferiori a quelle necessarie per un fototubo, il quale dissipa, a causa del partitore di tensione resistivo, una maggiore potenza e necessita di dispositivi di raffreddamento, specie se usato in vuoto, e di controllo di stabilità.

## 3 L'apparato di misura

La fig.2 illustra schematicamente l'apparato di misura, costituito dalle sorgenti  $\alpha$  e  $\gamma$ , dal rivelatore e dalla catena elettronica necessaria per l'analisi del segnale. Quest'ultima è una catena elettronica standard per spettroscopia nucleare e comprende il preamplificatore (CANBERRA 2004), il formatore (CANBERRA 2022 o ORTEC, con la selezione dello *shaping time*), che produce i segnali finali da inviare ad un ADC per la conversione numerica e il salvataggio su disco. La stabilità del sistema era controllata con i segnali di

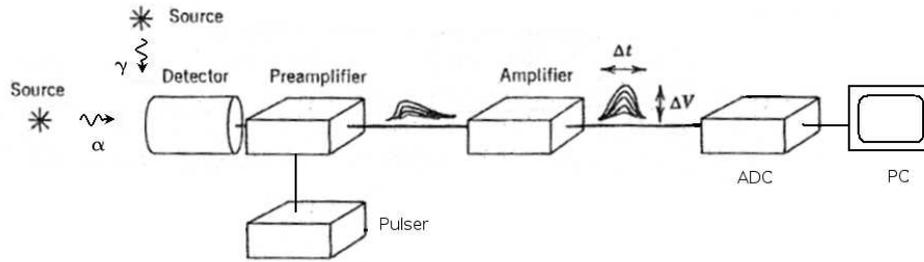


Figura 2: Rappresentazione schematica dell'apparato di misura: nel nostro caso l'uscita del PA è collegata ad uno *shaper* che, oltre ad amplificare il segnale, lo forma con varie costanti di tempo a scelta.

un impulsatore BERKELEY PB-5. Di seguito i vari componenti della catena saranno descritti con maggior dettaglio.

### 3.1 Sorgente e rivelatore

Il rivelatore è costituito da un cristallo di CsI incollato su una faccia ad un fotodiodo al silicio. La faccia opposta (di ingresso) è coperta con un sottile strato di mylar metallizzato ( $1.5\mu\text{m}$ ) per dare minimo disturbo alle particelle cariche e al tempo stesso riflettere all'interno la luminescenza. Le altre superfici del cristallo sono rivestite con un doppio strato di carta bianca diffusiva e di nastro adesivo opaco. Il rivestimento ha lo scopo di proteggere la superficie, evitando l'esposizione alla luce proveniente dall'ambiente esterno, e di diffondere al massimo all'interno del cristallo la luce prodotta dentro di esso. L'accoppiamento con il PD è realizzato tramite una particolare colla ottica al silicone che limita gli assorbimenti nell'attraversamento dei due mezzi, avendo indice di rifrazione intermedio tra quello del CsI e quello del PD. Il rivelatore in esame viene irraggiato con raggi  $\alpha$  e  $\gamma$ . La sorgente  $\alpha$  è una sorgente a tre radionuclidi di  $^{239}\text{Pu}$  ( $t_{1/2} = 2.41 * 10^4 \text{ yr}$ ),  $^{241}\text{Am}$  ( $t_{1/2} = 430 \text{ yr}$ ) e  $^{244}\text{Cm}$  ( $t_{1/2} = 18 \text{ yr}$ ) che emettono particelle rispettivamente di energia media 5105 keV, 5480 keV e 5800 keV.

Siccome le particelle  $\alpha$  sono rallentate significativamente da spessori anche piccoli di aria (il *range* è circa 4 cm) la sorgente, insieme al rivelatore, è stata posta all'interno di una camera a vuoto ad una distanza di circa 3-4 cm da esso. Il fascio di particelle non è stato collimato per poter esplorare tutta la superficie attiva del rivelatore.

La sorgente  $\gamma$  è costituita dall'isotopo  $^{60}\text{Co}$ , con due righe di emissione a 1173 keV e a 1331 keV, e per comodità era appoggiata sopra il coperchio del contenitore in aria e posta ad una distanza di  $\sim 15 - 20 \text{ cm}$ . Così si otteneva circa lo stesso ritmo di conteggio della sorgente  $\alpha$  (pari a circa 11 Hz per le  $\alpha$  e 24 Hz per i  $\gamma$ ). Il vuoto era assicurato nella camera da una pompa rotativa fino a valori di circa 0.3-0.4 mbar.

### 3.2 Catena elettronica

I fotoni assorbiti dal PD producono una carica di ionizzazione che viene raccolta dalla catena elettronica: il preamplificatore ha il compito di integrare questo impulso di corrente in un segnale a gradino, la cui altezza è proporzionale alla carica prodotta nell'evento. Il preamplificatore è costituito da un integratore di Miller (blocco *PA* in fig.3). Il segnale è rappresentato da un generatore di corrente  $Q_s i(t)$  la cui estensione temporale è di pochi ns; il PD è invece indicato da un diodo la cui capacità è indicata con  $C_D$ . Il generatore

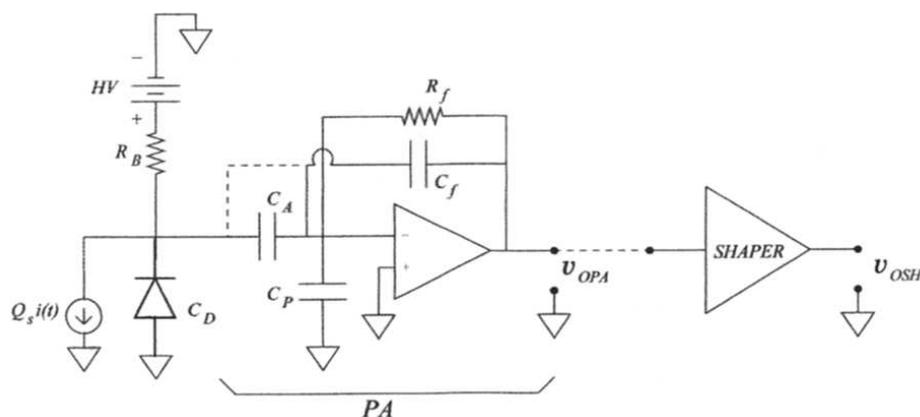


Figura 3: Circuito elettronico del PA ([8]).

di tensione  $HV$  tiene contropolarizzato il rivelatore con una tensione di circa 100 V; questo ha l'effetto di allargare la zona di svuotamento e diminuire la  $C_D$ , aumentando così il rapporto segnale/rumore. Nel nostro caso, il PD Hamamatsu ha spessore  $500 \mu\text{m}$  e area  $18 \times 18 \text{ mm}^2$  e  $C_D$  vale circa 100 pF. La resistenza  $R_B$  in serie deve essere necessariamente inserita affinché il segnale proveniente dal generatore di corrente non venga assorbito da  $HV$ ; essa deve essere anche di valore elevato ( $100 \text{ M}\Omega$ ) di nuovo per diminuire gli effetti del disturbo.

Lo stadio d'ingresso del preamplificatore è un  $FET$ , la cui capacità parassita è indicata con  $C_P$ . La capacità  $C_A$  (0.95 nF) disaccoppia il circuito di polarizzazione del rivelatore dall'ingresso dell'integratore; la sua capacità è sufficientemente elevata da essere trascurabile rispetto alle altre poste in parallelo ( $C_D$  e  $C_P$ ). La capacità  $C_f$  in reazione ha un valore di circa 2.2 pF e definisce la sensibilità del preamplificatore, mentre la resistenza  $R_f$  posta in parallelo ( $1 \text{ G}\Omega$ ) permette di scaricare il condensatore senza aggiungere circuiti dedicati a questo scopo.

Lo stadio successivo è costituito da un formatore-amplificatore. Si tratta di un amplificatore lineare con filtro passa-banda: l'uscita conserva l'informazione sulla quantità di carica dell'evento, essendo proporzionale a  $Q_s$ . Contemporaneamente però confina il segnale (che in uscita dal PA ha un'estensione temporale di qualche ms) in un breve intervallo di tempo, evitando che si abbia il fenomeno di impilamento dei segnali (*pile-up*) all'uscita del PA. Il tempo  $\tau_s$  caratteristico del filtro che costituisce il passa-banda è detto *shaping time*. La scelta di  $\tau_s$  dipende dal tipo di segnale che proviene dal rivelatore; nel nostro caso è  $4 \mu\text{s}$  e questo valore è stato utilizzato per tutte le misure, salvo diversamente specificato.

All'uscita dell'amplificatore è stato ommesso il circuito della *pole/zero*, costituito essenzialmente da un parallelo con una resistenza variabile e un condensatore: variando la resistenza è possibile modificare la costante di tempo e riportare il segnale al livello di riferimento senza *overshoot* o *undershoot*.

L'impulsore è un generatore in grado di immettere nella catena elettronica segnali di ampiezza e forma variabili che simulano quelli corrispondenti agli eventi fisici (in questo caso il passaggio di una particella  $\alpha$  o di un fotone nel cristallo): come il PD, l'impulsore è collegato al PA attraverso un ingresso specifico con in serie una piccola capacità ( $\sim 1 \text{ pF}$ ). L'uso di questo strumento permette di controllare la stabilità dell'apparato elettronico, proprio per il fatto che l'ampiezza del segnale prodotto è costante, entro la precisione garantita dal costruttore. È possibile attenuare con precisione il segnale di fattori impostati dall'utente ( $\times 2$ ,  $\times 5$  e  $\times 10$ ). Nelle misure effettuate sono stati raccolti anche i segnali dell'impulsore, scalati per i fattori  $\times 2$  e  $\times 5$ : questo ha prodotto negli istogrammi due picchi, le cui intensità stanno in rapporto 2.5 tra loro.

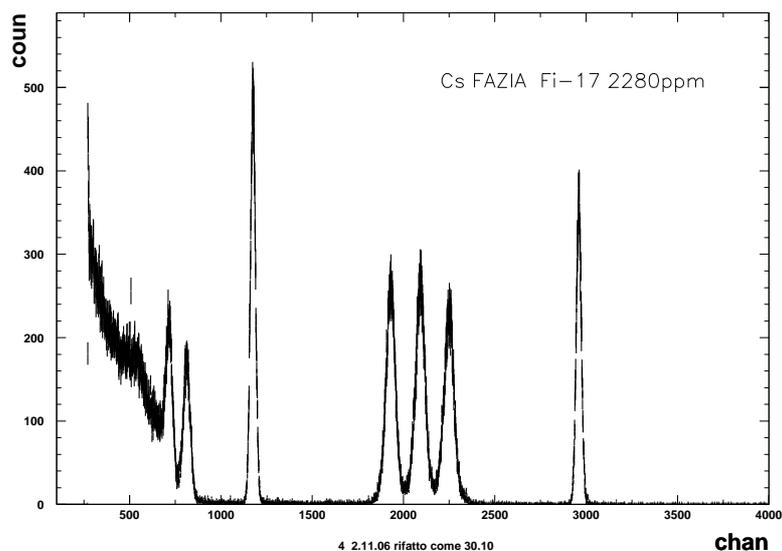


Figura 4: Esempio di spettro acquisito, per il rivelatore Fi17 (2280 ppm)

La misura della posizione dei due picchi permette di controllare contemporaneamente eventuali dilatazioni, compressioni e spostamenti della catena elettronica nell'arco di tempo della misura. Per le misure con i cristalli FAZIA si è sempre effettuata ogni misura acquisendo contemporaneamente due ampiezze di pulser. Per i cesi GARFIELD si dispone sovente di un solo picco corrispondente alla posizione  $\times 2$ . Abbiamo usato i due picchi del pulser in fase di taratura, per riportare ogni istogramma ad una data situazione di riferimento, rendendo le misure confrontabili tra loro.

### 3.3 DAQ e acquisizione degli spettri

Il sistema di acquisizione permette essenzialmente di convertire in unità digitali l'informazione relativa all'altezza del segnale per ciascun evento. Tale altezza viene convertita in numero con un ADC e salvata nella memoria di un PC per la successiva analisi.

Ogni misura è soggetta ad eventuali instabilità su tempi brevi della catena elettronica o nella conversione in unità digitali, al rumore elettronico e a fluttuazioni poissoniane della quantità di luce prodotta e di carica raccolta: tutti questi elementi causano un allargamento dei picchi, che assumono un andamento di tipo gaussiano. Si noti che nel caso dell'impulsatore l'allargamento dei picchi è dato da tutti gli effetti tranne quelli intrinseci del rivelatore. Per avere sufficiente statistica le misure duravano almeno 20 min.

Utilizzando una routine già presente sul computer, è stato possibile eseguire su ogni spettro un fit multiplo gaussiano su tutti i 7 picchi presenti (tre per la radiazione  $\alpha$ , due per quella  $\gamma$  e due per l'impulsatore, ove presenti): dall'analisi abbiamo determinato, per ogni picco, il centroide, la FWHM e l'area, ognuno con il proprio errore statistico; i valori ottenuti erano poi trascritti dalla stessa routine su un file creato per ogni rivelatore. Poiché su alcuni rivelatori sono state effettuate misure in varie condizioni, nei file corrispondenti sono stati registrati più spettri, uno in ciascuna condizione di misura.

## 4 La misura

### 4.1 Rapporto $\frac{\alpha}{\gamma}$

A causa del *quenching* la quantità di luce raccolta per 1 MeV di energia incidente è maggiore per i raggi  $\gamma$  che per particelle  $\alpha$ . Un parametro spesso usato in laboratorio per valutare il *quenching* è il cosiddetto rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  che è il rapporto tra le quantità di luce raccolta nel caso di radiazione  $\alpha$  e  $\gamma$  a parità di energia depositata: tanto più  $\frac{\alpha}{\gamma}$  è vicino a 1, tanto migliore in generale è il cristallo per rivelare particelle cariche. È per questo che  $\frac{\alpha}{\gamma}$  è considerato un buon indicatore del funzionamento di uno scintillatore in funzione del drogaggio.

Tuttavia esistono altri fattori che influenzano questo parametro: il trattamento della superficie, lo *shaping time*, la forma e le dimensioni del rivelatore. Per quest'ultimo fattore, come sarà possibile vedere dai risultati (par. 5.3), le nostre misure non sono in grado di verificare un'effettiva dipendenza dal volume e dalla forma del cristallo.

Esaminiamo l'influenza sul rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  del drogaggio e dello *shaping time*.

- Come abbiamo già accennato, una radiazione che ha un'elevata densità di ionizzazione provoca la saturazione dei centri degli attivatori. Il loro riempimento forza la cattura di coppie o di eccitoni da parte dei siti reticolari occupati dagli atomi della matrice, i quali hanno una minore efficienza nel produrre luce di fluorescenza (circa  $3000 \text{ MeV}^{-1}$ , contro  $50000 \text{ MeV}^{-1}$  per gli attivatori, [3]). Questo provoca una perdita nella produzione di luce. Ovviamente la probabilità che avvenga il completo riempimento degli attivatori disponibili diminuisce con l'aumentare della loro densità: quindi il fenomeno della saturazione è meno rilevante in cristalli fortemente drogati.

Questo comportamento non si osserva nella diffusione degli elettroni, come quelli prodotti dalla radiazione  $\gamma$ .

Per quanto detto ci possiamo aspettare che le quantità di luce raccolta  $L_\alpha$  e  $L_\gamma$  (rispettivamente nel caso di radiazione  $\alpha$  e  $\gamma$ ) abbiano una diversa dipendenza dalla concentrazione di drogante  $C_{TI}$ .

- Per quanto riguarda la dipendenza dallo *shaping time*  $\tau_s$ , ci aspettiamo che all'aumentare di  $\tau_s$ , cresca la quantità di luce raccolta, per entrambi i tipi di radiazione. Anche in alcuni recenti lavori ([3]) si osserva una dipendenza più forte da  $\tau_s$  per  $\gamma$ , che hanno un basso stopping power, rispetto alle particelle  $\alpha$ . In particolare esiste un intervallo di tempi in cui  $L_\alpha$  rimane circa costante mentre  $L_\gamma$  cresce. Ci aspettiamo quindi una dipendenza da  $\tau_s$  del rapporto tra le due quantità. Questi effetti sono un altro modo di osservare che le costanti di tempo della luminescenza sono diverse a seconda della radiazione incidente.

### 4.2 Descrizione della misura

Nelle misure sono stati presi in considerazione due gruppi di rivelatori:

- il primo è costituito da rivelatori di uguale drogaggio (circa 1000 ppm nominali), ma con forma e dimensioni diverse (rivelatori per l'esperimento GARFIELD, Laboratori Nazionali di Legnaro). I cristalli sono sagomati a tronco di piramide e hanno un volume di circa  $30\text{-}60 \text{ cm}^3$ . Su questi rivelatori non è stato possibile effettuare tutte le misure necessarie perché non erano più a disposizione del laboratorio di Firenze al momento di questo lavoro: ci siamo perciò limitati all'analisi su spettri acquisiti in precedenza;

Ditta produttrice	$C_{Tl}$ nominale (ppm)	$C_{Tl}$ misurata (ppm)	Errore relativo (%)
SCIONIX	500	440	12
SCIONIX	200	280	10
GB	2000	290	14
GB	3000	2280	4
MARKETECH	700	520	6
SCIONIX	2500	5230	3
GB	4000	6400	3.4
GB	1000	300	10
S.GOBAIN	2500	*11000	3
S.GOBAIN	1000	1270	8

Tabella 1: Valori ottenuti per la concentrazione di tallio con il rispettivo errore: per confronto sono stati riportati anche i drogaggi dichiarati dal produttore. Le sigle a sinistra corrispondono alle ditte produttrici: GB è GB Group, Inc., USA; SCIONIX è Scionix, USA; MARKETECH è Marketech International, USA.; S.GOBAIN è S.Gobain Crystals, Francia. \* misura preliminare.

- il secondo è costituito da rivelatori di uguale forma e dimensione ma con diversi valori di drogaggio (rivelatori per l'esperimento in sviluppo, FAZIA). Le concentrazioni assumono valori compresi tra i 200 ppm e i 6000 ppm; i cristalli sono parallelepipedi  $20 \times 20 \times 40 \text{ mm}^3$ . Su questi cristalli abbiamo potuto fare numerose e mirate misure.

Per il primo gruppo, di circa 50 rivelatori, i risultati ottenuti per il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  sono stati messi in relazione con le dimensioni e la forma mentre, per il secondo gruppo, con la concentrazione di tallio. È importante sottolineare che su questo secondo insieme di rivelatori sono state effettuate alcune analisi quantitative della concentrazione di tallio con la tecnica PIXE, per verificare l'affidabilità dei valori nominali comunicati dal costruttore. Per ogni rivelatore abbiamo usato come valore di concentrazione  $C_{Tl}$  quello misurato e, solo in assenza di esso, quello dichiarato dal produttore. Le misure PIXE sono state condotte al LABEC di Firenze irraggiando i cristalli con protoni da 3 MeV dopo aver tolto il rivestimento di mylar sulla faccia di ingresso. Il fascio di protoni ( $\varnothing 1 \text{ mm}$ ) scansiona la superficie descrivendo un percorso a greca dell'involuppo di circa  $1 \text{ cm}^2$ . Quindi questa misura ci ha permesso di valutare la concentrazione media di tallio sulla superficie d'ingresso e non su tutto il volume. Poiché il range di penetrazione del fascio di protoni è di circa  $85\text{-}90 \mu\text{m}$ , con la PIXE abbiamo potuto esplorare la regione superficiale del cristallo interessata proprio alla radiazione  $\alpha$  (range intorno a  $30 \mu\text{m}$ ).

Nella tabella confrontiamo i valori ottenuti nell'indagine PIXE; come si vede i valori misurati sono in alcuni casi molto diversi da quelli dichiarati dal produttore; le misure PIXE si sono perciò rivelate essenziali per lo scopo di questo lavoro. Specie per alti valori di  $C_{Tl}$  sembra che il controllo della concentrazione sia difficile da parte del costruttore.

## 5 Analisi dei dati

### 5.1 La taratura

Come già accennato in precedenza, le scale in canali di ciascuno spettro, possono essere soggette a derive e a variazioni di amplificazione a causa delle instabilità della catena elettronica; perciò le varie misure, ottenute nell'arco di alcuni giorni, non sono esattamente confrontabili tra loro e possono produrre risultati

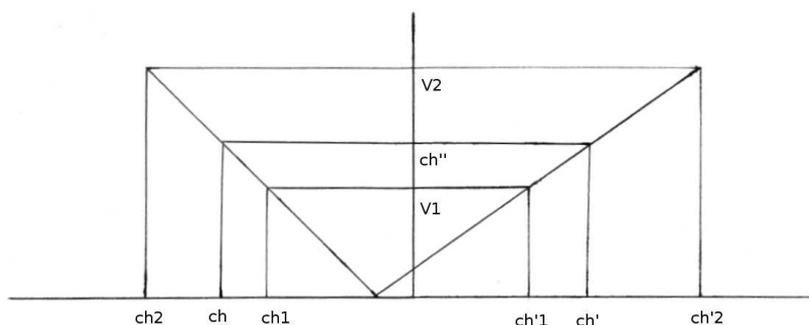


Figura 5: Retta di taratura

leggermente diversi.

Non solo, per varie misure si sono cambiate volontariamente alcune condizioni (*shaping time*, guadagni dello *shaper*, aggiustamenti della P/Z con conseguenti cambiamenti sulla posizione dei picchi misurati). Per correggere gli effetti di queste instabilità o modifiche e poter riportare tutti gli istogrammi ad un'unica scala sono stati usati i segnali dell'impulsore; fornendo segnali di ampiezza controllata e di stabilità garantita esso permette di riportare tutte le misure ad una stessa condizione effettuando una trasformazione di coordinate.

Abbiamo verificato la linearità della catena elettronica con una misura dedicata, acquisendo i picchi corrispondenti a cinque valori dell'ampiezza dell'impulsore. La linearità è molta buona ( $\pm 0.25\%$ ) in un'ampia zona dello spettro eccettuato la regione dove cadono i picchi  $\gamma$ , dove risulta del 1.5%. Per questo motivo abbiamo scelto una trasformazione lineare scaricando la maggiore incertezza a bassi canali con un errore più elevato sui baricentri delle righe del cobalto. La trasformazione è quindi definita dalla seguente relazione (vedi fig.5):

$$ch'' = ch' * m + q \quad (4)$$

$$ch = k * ch'' \quad (5)$$

La (4) è l'equazione della retta passante per due punti aventi come ascisse i centroidi dei picchi del pulser ( $ch'_1$  e  $ch'_2$ ) e come ordinate due valori  $V_1$  e  $V_2$  in rapporto 2.5, arbitrariamente scelti ma proporzionali all'ampiezza dei due valori selezionati per gli impulsi dell'impulsore. La (4) definisce una nuova scala di canali  $ch''$  dalla quale si passa alla scala definitiva attraverso la (5), con  $k = 1$ . Nel seguito tutti i risultati si riferiscono alle scale corrette dei canali  $ch$  salvo diversamente specificato.

**Rivelatori GARFIELD** Si tratta di 47 rivelatori che, come già detto, non erano più a disposizione per ulteriori misure. Per motivi di urgenza non tutti gli spettri precedentemente acquisiti avevano i due picchi di impulsore necessari per fissare la retta. Abbiamo però controllato che le varie rette di calibrazione (4) a disposizione (8 su 47) fossero pressoché uguali. I coefficienti angolari sono risultati uguali entro  $10^{-3}$  e le quote all'origine entro il 10%; perciò si è deciso di prendere, per tutti i cristalli i

valori medi di  $m$  e  $q$  assegnando ad essi come errore lo scarto massimo dalla media in via conservativa:

$$ch = ch' * \bar{m} + \bar{q} \quad (6)$$

dove  $\bar{m}$  e  $\bar{q}$  sono rispettivamente le medie di  $m$  e  $q$ .

**Rivelatori FAZIA** Su questi cristalli, appositamente acquistati da varie ditte con drogaggi di tallio differenti, abbiamo svolto diverse misure prestando attenzione ad acquisire sempre anche due picchi di impulsatore, in modo che tutte le misure fossero confrontabili con maggiore precisione riportando la scala alle stesse condizioni.

L'analisi dei dati è stata svolta da una routine sul calcolatore in gran parte messa a punto dalla sottoscritta in ambiente PAW.

## 5.2 Valutazione dei parametri e loro errori

Utilizzando i dati corretti abbiamo calcolato i rapporti  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per la riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  e la riga 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$ , normalizzandoli alle energie  $E_\alpha$  ed  $E_\gamma$  di queste righe, secondo la relazione:

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{ch_\alpha/E_\alpha}{ch_\gamma/E_\gamma} \quad (7)$$

dove  $ch_\alpha$ ,  $ch_\gamma$  sono rispettivamente i baricentri della riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  e della riga 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$ , quest'ultima scelta perché non disturbata dal fondo Compton dell'altra. Il valore di  $E_\alpha$  è stato corretto per la perdita di energia nel sottile strato di mylar ( $1.5\mu\text{m}$ ) usato per il rivestimento.

Per ogni spettro sono state valutate anche (quando possibile) le risoluzioni energetiche  $R$  associate alle righe  $\alpha$  e  $\gamma$  dette sopra. La risoluzione complessiva è essenzialmente data da tre contributi:

$$\sigma^2 = (\sigma_{STA})^2 + (\sigma_{EL})^2 + (\sigma_{SCI})^2 \quad (8)$$

dove  $(\sigma_{STA})^2$  è il contributo della statistica di produzione degli elettroni che costituiscono l'impulso di corrente a partire dai fotoni di fluorescenza generati nel cristallo;  $(\sigma_{EL})^2$  è dovuto all'elettronica;  $(\sigma_{SCI})^2$  è il contributo intrinseco del rivelatore per tutto ciò che non riguarda direttamente la statistica (disomogeneità del cristallo, effetti di bordo e superficie, opacità, fratture). Per isolare i contributi  $(\sigma_{STA})^2$  e  $(\sigma_{SCI})^2$  abbiamo sottratto in quadratura la deviazione standard del picco di pulser da quello della riga in esame. Infatti l'impulsatore produce segnali che si inseriscono nella capacità di test del PA, quindi l'allargamento della riga corrispondente può essere causato unicamente dal rumore complessivo associato alla catena elettronica (l'impulsatore utilizzato è di grande precisione, inferiore al permille). La risoluzione per le  $\alpha$  viene quindi stimata come:

$$R_\alpha = \frac{\sqrt{(FWHM_\alpha)^2 - (FWHM_P)^2}}{ch_\alpha} \quad (9)$$

dove  $FWHM_\alpha$  e  $FWHM_P$  sono rispettivamente le FWHM della riga  $\alpha$  e del pulser (infatti le deviazioni standard e la FWHM sono uguali a meno di una costante moltiplicativa), mentre  $ch_\alpha$  è il baricentro della riga  $\alpha$ . Una formula analoga vale per la risoluzione  $R_\gamma$  della riga  $\gamma$ .

Per le tre quantità di interesse, il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  e le risoluzioni  $R_\gamma$  e  $R_\alpha$ , sono stati valutati gli errori, propagando quelli statistici ottenuti dai fit gaussiani sui picchi. Per stimare correttamente l'errore statistico sia per le risoluzioni che per  $\frac{\alpha}{\gamma}$ , dove  $m$  e  $q$  compaiono sia al numeratore che al denominatore è necessario prima

risalire alle quantità indipendenti. A questo scopo abbiamo riscritto la relazione per il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  in funzione delle quantità indipendenti  $ch'_\alpha, ch'_\gamma, ch'_1, ch'_2, V_1$  e  $V_2$ , detto  $\Delta V = V_2 - V_1$ :

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{ch'_\alpha \Delta V + V_1 ch'_1 - ch'_1 V_2}{ch'_\gamma \Delta V + V_1 ch'_1 - ch'_1 V_2} \quad (10)$$

abbiamo calcolato le derivate rispetto ad ognuna di esse e sommato i relativi contributi linearmente. Le righe del  $^{60}\text{Co}$  si trovano nella zona dello spettro dove si ha la massima non linearità dello spettro; abbiamo quindi ritenuto opportuno maggiorare l'errore valutato dal fit sul baricentro (dell'ordine del canale) attribuendogli, come detto, l'incertezza dovuta alla non linearità (pari a circa 1.5%).

Analogamente si è proceduto per gli errori sulle risoluzioni per le quali è comunque doveroso notare che il contributo dell'elettronica (cfr. *FWHM* dell'impulsore) contribuisce pesantemente alla larghezza complessiva. Pertanto, specie per  $\gamma$  le risoluzioni sono affette da notevoli incertezze.

Per i rivelatori FAZIA si disponeva in qualche caso di più misure nelle stesse condizioni; per questi casi le quantità finali e i loro errori si sono stimate con la media pesata.

Per i rivelatori GARFIELD i valori di  $m$  e  $q$  medi descritti prima si sono presi per la correzione di tutti gli spettri. L'elevato numero di spettri da analizzare ha reso necessario automatizzare il procedimento di elaborazione dati. Per questo alcuni programmi già presenti, da compilare sotto PAW, sono stati modificati o integrati con nuove routine, secondo le esigenze. In questo modo abbiamo potuto effettuare automaticamente i calcoli dei rapporti  $\frac{\alpha}{\gamma}$ , delle risoluzioni e dei rispettivi errori e riportare in grafico i dati ricavati.

## 5.3 Presentazione dei risultati

### 5.3.1 Rivelatori GARFIELD

I rivelatori GARFIELD sono suddivisi in quattro gruppi di cristalli di uguale forma e dimensione. In fig.6 sono riportati i valori del rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per tutti i rivelatori, identificati sull'asse x con un numero pari a  $f * 100 + s$  dove  $f$  è l'indice di forma mentre  $s$  rappresenta il numero di settore in cui sono montati nell'apparato presente a Legnaro. Le diverse centinaia corrispondono perciò alle quattro forme possibili dei cristalli che hanno anche volumi crescenti, dal tipo 1 ( $\simeq 30 \text{ cm}^3$ ) al tipo 4 ( $\simeq 60 \text{ cm}^3$ ). A parte forma e dimensioni, i cristalli hanno tutti lo stesso drogaggio nominale intorno a 1000 ppm. I rapporti  $\frac{\alpha}{\gamma}$  sono intorno a 0.6-0.62 per quasi tutti i cristalli e questo ambito è del tutto compatibile con un drogaggio effettivo intorno a 1000 ppm, come emerge dal seguito (cfr. fig.10). Non si nota nessuna dipendenza evidente dalla forma del rivelatore. In fig.7 sono mostrate le risoluzioni energetiche di questi cristalli,  $R_\alpha$  e  $R_\gamma$ , in modo analogo a come fatto nella fig.7. Anche per  $R$  non esistono evidenti effetti di forma/dimensione. Le risoluzioni sono intorno al 3-4% ma  $R_\gamma$  è affetta da pesanti errori dovuti al fatto che il contributo di rumore è confrontabile con la larghezza misurata delle righe 1173 e 1332 keV. In fig.8 si mostra la correlazione tra  $R_\gamma$  e  $R_\alpha$ ; si nota un gruppo di rivelatori con risoluzione  $R_\alpha$  molto peggiore. Tale gruppo, che era escluso dalla precedente figura, è verosimilmente costituito da cristalli con problemi di produzione/raccolta di luce presso la superficie ovvero nella zona di rivelazione delle  $\alpha$ . Questi cristalli sono stati esclusi dal montaggio nel rivelatore di Legnaro. Per alcuni cristalli con la migliore risoluzione, misurati in condizioni migliori di rumore elettronico è possibile riportare la risoluzione in funzione dell'ampiezza dell'impulso; in tal modo ci si può confrontare il contributo intrinseco alla risoluzione dovuto alle fluttuazioni poissoniane sulla produzione di cariche nel PD. Per esso ci si aspetta una dipendenza del tipo:

$$\frac{FWHM}{ch} \propto \frac{1}{\sqrt{ch}} \quad (11)$$

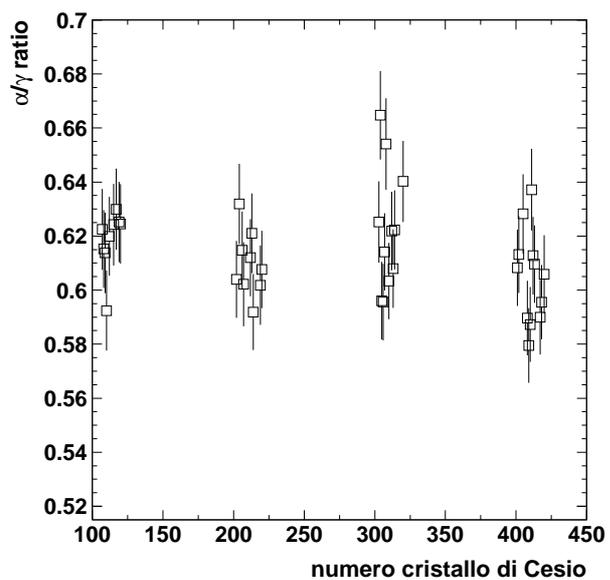


Figura 6: Rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per i rivelatori GARFIELD

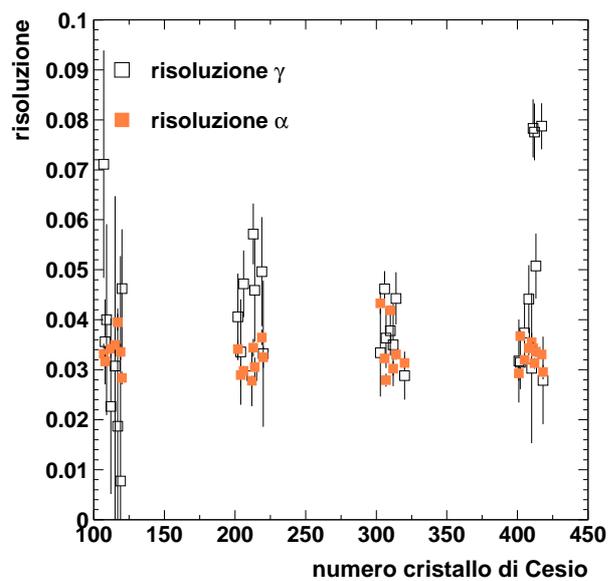


Figura 7: Risoluzioni per la riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  e per la riga 1331 keV del  $^{60}\text{Co}$  per i rivelatori GARFIELD

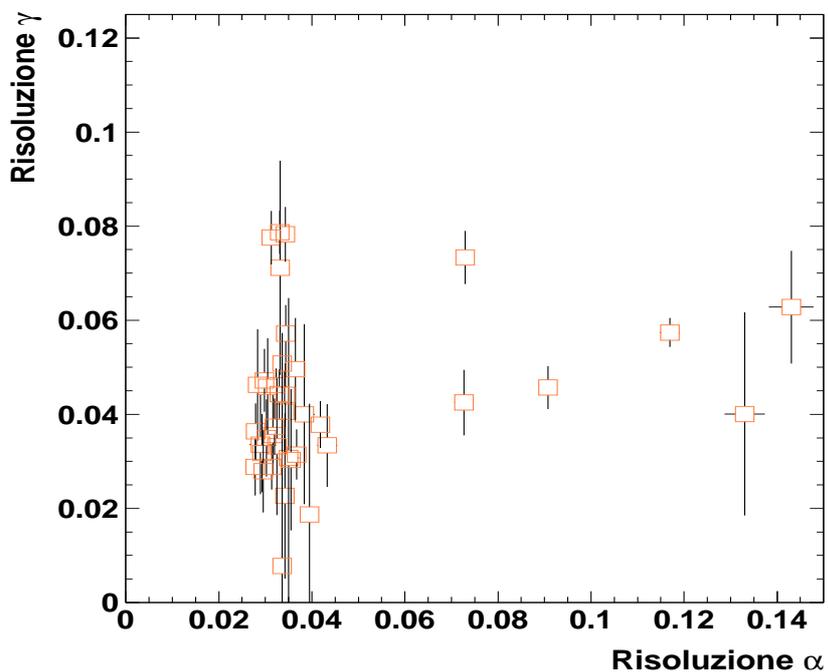


Figura 8: Risoluzioni della riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  e della riga a 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$

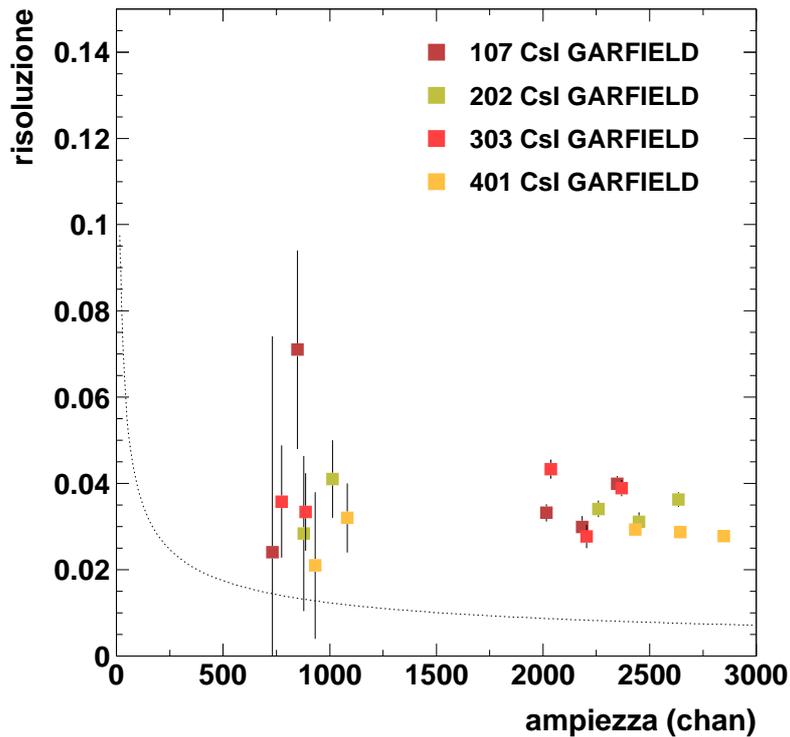


Figura 9: Andamento della risoluzione per i picchi  $\alpha$  e  $\gamma$  dello spettro con la posizione del centroide per quattro cristalli tipo GARFIELD

perché la varianza cresce con il numero di aspettazione di portatori di carica nel PD. Una valutazione molto approssimata del numero di elettroni, a partire dal numero di fotoni di fluorescenza, dal *quenching* per le  $\alpha$ , assumendo valori ragionevoli di frazione di fotoni raccolti (0.2-0.3) e di efficienza quantica del PD ( $\sim 0.8$ ), porta per la (11) a circa lo 0.6% (curva disegnata in figura). Il paragone suggerisce che altri effetti (e.g. la disomogeneità di drogaggio o di raccolta di luce) contribuiscano largamente alla risoluzione misurata.

### 5.3.2 Rivelatori FAZIA

In fig.10 riportiamo i risultati relativi al rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per i rivelatori FAZIA. Le misure sono messe a confronto con i risultati recentemente apparsi in letteratura ([3]).

Per questi rivelatori avevamo una sola forma (parallelepipedo) e dimensione ( $20 \times 20 \times 40 \text{ mm}^3$ ) e ciò che variava era la concentrazione di tallio. Perciò sull'ascissa è proprio riportato questo parametro con il valore misurato, ove possibile, con la tecnica PIXE (Tab.1). I punti circondati da un rettangolo rappresentano cristalli di cui non si hanno misure PIXE e la concentrazione è quella nominale. Abbiamo ritenuto necessario evidenziare i drogaggi nominali perché, come si è visto in Tab.1 in diversi casi la concentrazione nominale è completamente diversa (sbagliata) da quella misurata. E infatti questi casi sono abbondantemente fuori della sistematica. Quanto all'errore possiamo dire che l'incertezza relativa statistica nella media pesata è compresa entro il mezzo per cento mentre gli scarti fra le diverse misure (riproducibilità e altri effetti incon-

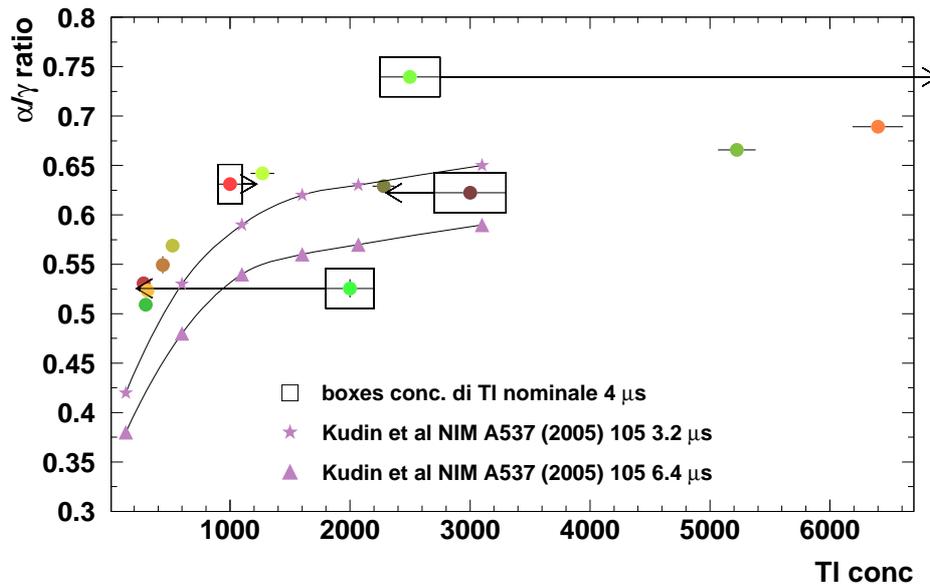


Figura 10: Rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per i rivelatori FAZIA. Si notino i punti a concentrazioni di Tl molto elevate

trollati) assommano a circa qualche percento e sono quelli che si riportano nelle figure successive.

In fig.10 sono mostrati anche i valori di  $\frac{\alpha}{\gamma}$  riportati da [3]. Le due curve disegnate sono state da noi ricavate dalla figura 5 di [3] e si riferiscono ai due valori di *shaping time* ( $3.2 \mu s$  e  $6.4 \mu s$ ), tra i quali è compreso quello usato durante le nostre misure. Si noti che in [3], l'impulso di corrente era integrato da un preamplificatore di carica ma proveniva da un fotomoltiplicatore e non direttamente da un PD come nel nostro caso. Comunque, l'accordo è tutto sommato ragionevole, in particolare per quanto riguarda l'andamento globale; si conferma la forte dipendenza sotto 1000 ppm del rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$ , la lenta crescita sopra 1500 ppm, ma non è del tutto evidente che si raggiunga una saturazione. Anzi, sulla base di misure con PIXE recentissime (dati molto preliminari) si potrebbe correggere le ascisse per i rettangoli in figura come indicato dalle frecce; in particolare, il punto con  $\frac{\alpha}{\gamma} = 0.75$  corrisponderebbe ad una concentrazione superiore a 11000 ppm. In ogni caso i nostri risultati hanno ampliato il range di concentrazioni finora studiate.

Per quanto riguarda le risoluzioni, esse sono presentate in fig.11 per la riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  stavolta in funzione della concentrazione di tallio. Con i simboli grandi abbiamo riportato i casi dei cesi per cui non si ha una misura diretta della concentrazione e l'ascissa è scelta ipotizzando il valore misurato con PIXE del cristallo della stessa fornitura. Si nota un peggioramento della  $R_\alpha$  sotto 1000 ppm quando la fluorescenza per le  $\alpha$  decresce sensibilmente. La cattiva risoluzione del cristallo con oltre 6000 ppm è quasi certamente dovuta a problemi di superficie, che appariva screpolata. Per cercare di correlare meglio la  $R_\alpha$  con l'uscita assoluta di luce abbiamo considerato due buoni cristalli ove anche la risoluzione per i  $\gamma$  era valutabile con una certa affidabilità. In fig.12 riportiamo le risoluzioni delle righe  $\alpha$  e  $\gamma$  dello spettro, in funzione dei baricentri. I dati si riferiscono a due rivelatori molto diversi in concentrazione ma di buona qualità apparente (lucidatura, trasparenza, assenza di microfratture). Si presentano due misure fatte in giorni diversi per il rivelatore Fi17 (alta concentrazione di Tl) e una misura del rivelatore Fi11 (bassa concentrazione). Si vede chiaramente la minore risposta in luce del cristallo con basso drogaggio per le particelle  $\alpha$  cui corrisponde una peggiore

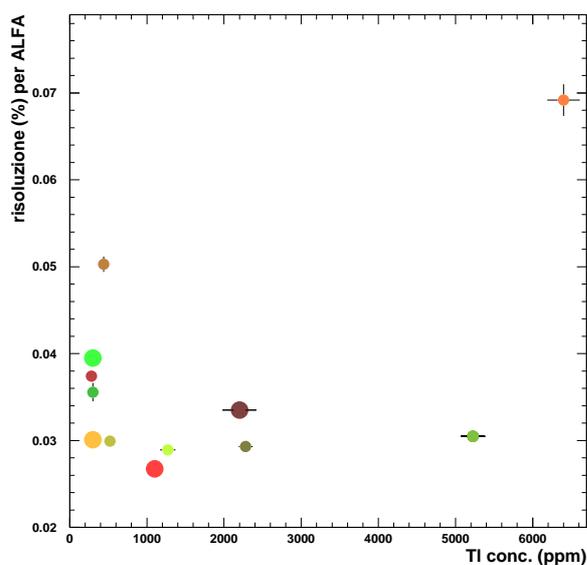


Figura 11: Risoluzioni per la riga  $\alpha$  del  $^{239}\text{Pu}$  per svariati rivelatori tipo FAZIA

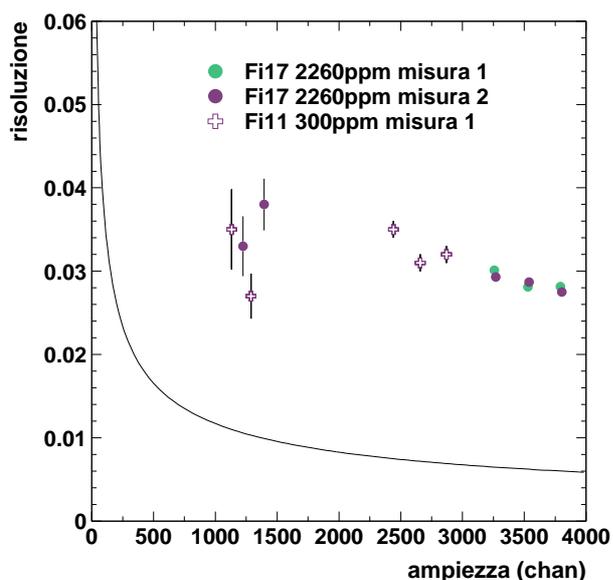


Figura 12: Andamento della risoluzione per le righe del cobalto e per quelle della sorgente  $\alpha$  del centroide (cristalli FAZIA)

risoluzione energetica. Per le righe del cobalto le risoluzioni sono pressoché eguali nei due casi entro gli errori. La curva rappresenta il contributo della formula (11) stimato come detto prima.

Infine, in fig.13, riportiamo l'andamento del rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  in funzione dello *shaping time*. Le misure sono state effettuate su due rivelatori di drogaggio 2280 ppm e 300 ppm, rispettivamente, utilizzando in fase di misura il formatore ORTEC, con il quale è possibile impostare lo *shaping time* a valori 0.5, 1, 2, 3, 6, 10  $\mu\text{s}$ . Il dato per il secondo rivelatore a 0.5  $\mu\text{s}$  è affetto da un errore maggiore in quanto la misura era soggetta a molto rumore. Questo è dovuto al fatto che al diminuire del tempo caratteristico dei due filtri dello *shaper*, si allarga la banda passante, permettendo il passaggio delle componenti di rumore a frequenze più alte (rumore del *FET*). A causa del cattivo rapporto segnale/rumore le due righe  $\gamma$  si presentavano non risolte perciò abbiamo dovuto fittare il picco complessivo: il centroide risulta quindi spostato a sinistra nello spettro (basse energie) e, di conseguenza, il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  per questo valore di  $\tau_s$  è sovrastimato. Anche in questo grafico le misure riportate sono normalizzate e, per confronto, sono stati riportati i dati di [3]. Anche l'andamento di  $\frac{\alpha}{\gamma}$  con la costante di tempo misurato per i cristalli FAZIA risulta in buon accordo con quello di Kudin [3]. Si noti infine che i dati della nostra fig.13 sono ricavati da un'altra figura (la figura 4) dello stesso lavoro [3] i cui punti non sembrano del tutto consistenti con quelli della figura 5 dello stesso lavoro.

## 6 Conclusioni

In questo lavoro ci siamo occupati di scintillatori inorganici essenzialmente con due scopi. Il primo era una sistematica del comportamento dei numerosi cristalli che costituiscono parte del rivelatore GARFIELD di Legnaro. Prima del loro impiego finale essi sono stati studiati con sorgenti per valutarne la qualità. Il secondo e principale scopo era nell'ambito della ricerca di migliori scintillatori inorganici da utilizzare in

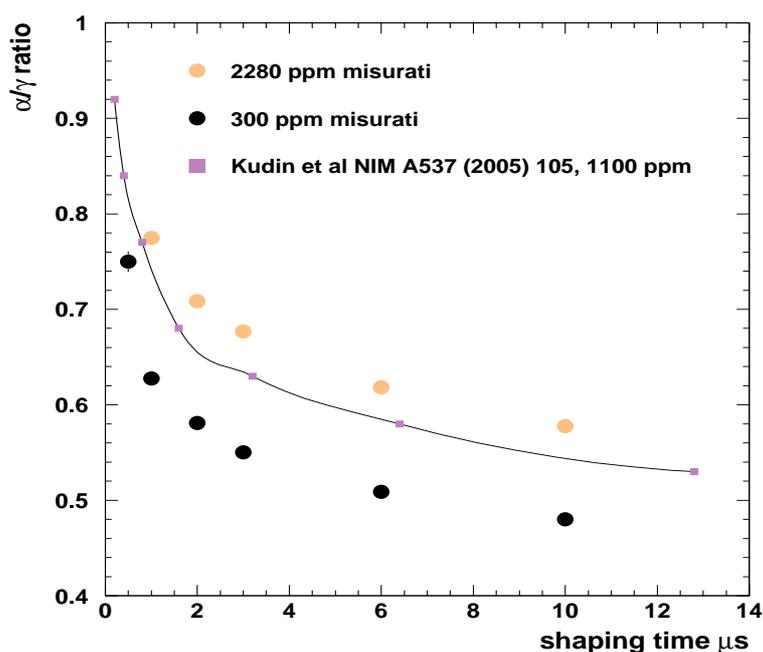


Figura 13: Andamento del rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$  con lo *shaping time*

futuro per spettroscopia di frammenti carichi, nella prospettiva dello sviluppo di rivelatori per apparati di prossima generazione. Per questo abbiamo studiato la risposta in luce di diversi cristalli di CsI(Tl) mediante irraggiamento con sorgenti, specie in funzione della concentrazione del drogante (Tl). Non è infatti ben noto se esistano effetti di saturazione della luminescenza e qual'è la risoluzione energetica (specie per ioni pesanti) ottenibile ad alte concentrazioni di Tl. La risposta in luce è stata valutata, come di sovente nel passato, mediante il rapporto  $\frac{\alpha}{\gamma}$ . I risultati che abbiamo ottenuto sono in buon accordo con quanto noto dalla letteratura anche se questo studio ha esteso l'ambito di concentrazioni fino a valori molto elevati. In particolare  $\frac{\alpha}{\gamma}$ , per un dato valore della costante di tempo di formazione, aumenta rapidamente con il drogaggio mentre per valori oltre 1000 ppm la dipendenza è molto più moderata anche se una vera e propria saturazione non sembra raggiunta almeno fino al limite superiore dell'intervallo di drogaggio indagato.

La risoluzione energetica per le  $\alpha$  non è buona solo per bassi drogaggi (sotto 1000 ppm) e non sembra peggiorare significativamente ad alti valori del drogaggio come ipotizzabile in caso di forti effetti di saturazione. Questi risultati pertanto non escludono di per sé la possibilità di avere elevata luminescenza e buone risoluzioni energetiche per frammenti carichi pesanti ad alte concentrazioni di Tl anche migliori di quelle ottenibili con valori di drogaggio convenzionale (circa 1000 ppm); a tale scopo i cristalli studiati in questo lavoro con sorgenti da laboratorio saranno in futuro provati sotto fascio di ioni pesanti.

## A Cenni di interazione radiazione materia

Nelle nostre misure abbiamo usato una sorgente  $\alpha$  e una  $\gamma$ . Diamo qui dei brevi cenni sul modo di interazione con la materia delle particelle cariche (come le  $\alpha$ ) e dei fotoni ( $\gamma$ ) per spiegare perché queste sonde permettono di studiare il cristallo, specie sulla sua superficie ( $\alpha$ ) o nell'intero volume ( $\gamma$ ).

### A.1 Diffusione di particelle pesanti

Il meccanismo principale attraverso il quale una particella carica perde la propria energia cinetica penetrando nel cristallo è lo scattering coulombiano con gli elettroni atomici del reticolo. L'interazione avviene con un numero elevato di elettroni  $e$ , ad ognuno di essi, la particella cede una frazione massima di energia pari a (caso non relativistico):

$$\Delta T_M = T_M \left( \frac{4m}{M} \right) \quad (12)$$

([7]) dove  $m$  è la massa dell'elettrone,  $M$  e  $T_M$  rispettivamente la massa e l'energia cinetica della particella (per una particella  $\alpha$  da 5 MeV  $\Delta T_M \simeq 2.7$  keV).

Gli elettroni liberati diffondono nel cristallo e possono a loro volta ionizzare altri atomi, producendo elettroni secondari.

Lo stopping power (energia ceduta per unità di cammino  $\frac{dE}{dx}$ ) dipende dalle caratteristiche del materiale (numero atomico, densità, peso atomico) e della particella (in particolare la carica e la velocità). Per una particella  $\alpha$  da circa 5 MeV nel CsI  $\frac{dE}{dx} = 450 \frac{\text{keV cm}^2}{\text{mg}} (\simeq 0.20 \frac{\text{MeV}}{\mu\text{m}}, [3])$ .

La densità di ionizzazione, cioè il numero di coppie elettrone-lacuna prodotte nell'interazione con gli atomi del cristallo per unità di volume cresce come il quadrato della carica. Nel caso degli scintillatori le coppie  $e^+ - e^-$  diffondono nel materiale fino a quando non vengono catturate dai centri di luminescenza degli attivatori o dalle trappole. La densità dei siti  $\text{TI}^+$  è molto inferiore a quella delle trappole, quindi ne risulta che nel volume di cristallo attorno al tragitto della particella, i primi vengono completamente riempiti, mentre le seconde no: questo processo provoca la cosiddetta saturazione dei centri attivatori, cioè lo svuotamento progressivo dei centri di luminescenza in grado di catturare eccitoni o coppie.

### A.2 Assorbimento dei fotoni

Al contrario della radiazione  $\alpha$ , i fotoni penetrano fino a interessare praticamente tutto il cristallo e interagiscono puntualmente con i suoi atomi attraverso tre meccanismi:

- l'assorbimento fotoelettrico (predominante alle basse energie fino a qualche centinaia di keV). L'elettrone liberato acquista un'energia cinetica pari a  $E_c = h\nu - E_b$  (dove  $E_b$  è l'energia di legame) che gli permette di diffondere nel cristallo;
- lo scattering Compton, che interviene a energie intermedie tra le centinaia di keV e pochi MeV. L'energia acquistata dall'elettrone dipende dall'angolo di scattering ed è sufficiente perché possa diffondere nel materiale; il  $\gamma$  secondario interagisce nuovamente attraverso scattering Compton o effetto fotoelettrico;
- per produzione di coppie elettrone-positrone. L'energia minima necessaria perché avvenga questo processo è pari alla somma delle due energie a riposo delle particelle, cioè circa 1.02 MeV e la sezione d'urto cresce con l'energia dei fotoni.

In ogni caso i  $\gamma$  producono nella materia elettroni veloci che diffondono dalla regione di produzione generando un certo numero di elettroni secondari, ma data la loro piccola carica elettrica non si raggiungono grandi densità di ionizzazione. Per questo motivo nel caso degli scintillatori non interviene la saturazione dei centri degli attivatori. Siccome i fotoni primari possono interagire in un qualsiasi punto del cristallo, l'uso di una sorgente  $\gamma$  permette di studiare la fluorescenza in tutto il volume attivo dello scintillatore.

## **Riferimenti bibliografici**

- [1] M.Bini et al. Nuclear Instruments and Methods A 497 (2003), 497
- [2] A. Moroni et al. Nuclear Instruments and Methods A 556 (2006), 516
- [3] A.M. Kudin et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 537, (2005), 105
- [4] E.V. Sysoeva et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 414, (1998), 274
- [5] N. Balamurugan et al. Journal of Crystal Growth, 286, (2006), 274
- [6] R.B. Murray, A. Mayer, Physics Review 122, (1961), 815
- [7] K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons
- [8] G. Poggi, Dispense sul rumore
- [9] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons