UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI CATANIA
FACOLTA' DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA SPECIALISTICA IN FISICA

MASSIMO BARBAGALLO

STUDIO DI FATTIBILITA' DI UN RIVELATORE COMPATTO PER NEUTRONI TERMICI

TESI DI LAUREA SPECIALISTICA

RELATORI:
CHIAR.MO PROF. GIORGIO BELLIA
DOTT. PAOLO FINOCCHIARO
DOTT. LUIGI COSENTINO

Anno Accademico 2008 – 2009

Indice

Introduzione 1

Capitolo 1 La rivelazione dei neutroni

1.1 Introduzione 7

1.2 Rivelazione dei neutroni lenti 9

1.2.1 Le reazioni di conversione 9

1.2.2 Rivelatori a scintillazione 11

1.2.3 Rivelatori a stato solido 15

1.2.4 Rivelatori a gas 17

1.2.5 Altri tipi di rivelatori 19

1.3 Rivelazione dei neutroni veloci 21

1.3.1 La fisica della rivelazione 21

1.3.2 Rivelatori basati su metodi diretti 23

1.3.3 Rivelatori basati su metodi indiretti 27

1.4 Conclusione 28

Capitolo 2 I sensori di base: i SiPM

2.1 Introduzione 30

2.2 Il SiPM 31

2.3 Principali caratteristiche del SiPM 35

2.3.1 Il guadagno 35

2.3.2 L'efficienza di rivelazione dei fotoni 37
2.3.3 La dinamica 38
2.3.4 Il rumore intrinseco 40
2.4 I SiPM: Hamamatsu ed STM 43
2.5 Conclusioni 48

Capitolo 3 I test con sorgente pulsata

3.1 Introduzione……...…49
3.2 La facility ISIS……...50
3.3 Il rivelatore……...…..53
3.3.1 La fibra scintillante……..…….....53
3.3.2 Il convertitore……..……...57
3.3.3 La fisica del rivelatore……..……..59
3.4 L'esperimento……...…....62
3.4.1 Le misure…….....62
3.4.2 Analisi dati e risultati ……..….67
3.5 Conclusioni……....74

Capitolo 4 I test con il rivelatore di riferimento

4.1 Introduzione 75
4.2 L'apparato sperimentale 76
4.2.1 La sorgente di neutroni 76
4.2.2 Il moderatore e la sua fisica di base 77
4.2.3 Il rivelatore di riferimento e l'elettronica di read-out 85

4.3 Le misure e le analisi dei dati 87
4.3.1 La calibrazione del rivelatore 87
4.3.2 L'individuazione dei segnali indotti dai neutroni 90
4.3.3 La stima del flusso di neutroni termici 94
4.3.4 L'evidenza della densità omogenea dei neutroni 96
4.4 Le misure con lo scintillatore pilot U 99
4.5 Conclusioni 101

Capitolo 5 I test del prototipo del rivelatore 103
5.1 Introduzione 103
5.2 Il prototipo del rivelatore 106
5.3 Il setup sperimentale 109
5.3.1 L'elettronica di read-out 109
5.3.2 Le configurazioni del prototipo 110
5.4 Le misure e le analisi dati 113
5.4.1 Le misure 113
5.4.2 Configurazione A: analisi dati e risultati 114
5.4.2 Configurazione B : analisi dati e risultati 120
5.5 Conclusioni 123

Conclusioni…… 124

Bibliografia 128

Ringraziamenti 133

Introduzione

Il rinnovato interesse che si ha in Italia intorno al settore dell'energia nucleare sta inducendo nel nostro paese una spinta per lo sviluppo di nuove tecnologie da applicare in tale settore.

In particolare è stata stipulata una convenzione tra l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) e l'Ansaldo Nucleare (ANN), che prevede l'utilizzo delle rispettive competenze e risorse sia per la realizzazione di tecnologie nell'ambito della ricerca di base, utilizzabili per eventuali innovazioni industriali, che per l'istruzione e formazione di personale tecnico specializzato.

Il lavoro di questa tesi si colloca all'interno di tale convenzione e del programma RIACE (RIvelatori e ACcelatori per l'Energia), in particolare nel progetto "*Detector Mesh for Nuclear Repositories"* (DMNR), proposto e sviluppato ai Laboratori Nazionali del Sud e sostenuto da ANN. Il progetto intende affrontare il problema del monitoraggio delle scorie radioattive.

Uno dei temi principali del decommissioning e stoccaggio dei rifiuti provenienti da un reattore nucleare riguarda il monitoraggio nel breve, medio e lungo termine, con particolare attenzione alla pronta rivelazione di perdite dovute a crepe strutturali o a lesione dei fusti.

Una panoramica, non certo esaustiva ma ragionevole, dei vari sistemi di monitoraggio utilizzati al mondo, evidenzia come sia pressoché assente il concetto di monitoraggio online della radioattività intorno ai fusti stoccati nei depositi.

L'obiettivo del progetto DMNR è quello di creare gli strumenti che rendano possibile la disposizione di una fitta griglia di monitoraggio che soddisfi determinati requisiti e che sia possibilmente in grado di fornire una mappa 3D real-time della radioattività del sito in esame.

Nel progetto, la base del sistema adatto allo scopo è condensata nel seguente elenco delle caratteristiche necessarie:

- Funzionamento da contatori (tipo Geiger-Muller).
- Resistenza alle radiazioni, in quanto devono permanere per tempi lunghi in zone ad alta attività.
- Bassa efficienza, in termini geometrici, per operare agevolmente nelle suddette zone.
- Alta sensibilità che compensi, almeno in parte, la bassa efficienza.
- Robustezza meccanica.
- Affidabilità, che si ottiene minimizzando il numero di componenti attivi.
- Facilità di assemblaggio , installazione, rimozione e manutenzione.
- Sensibilità alla posizione.
- Ridondanza.
- Costi molto ridotti

L’elemento sensibile attorno al quale gravita tutta lo schema che si propone nel progetto, è la fibra ottica scintillante. Il singolo elemento sensibile è costituito da una singola fibra o da un gruppo di fibre, con lunghezze dell’ordine di 1-2 metri, connesse con una fibra non scintillante che trasporta il segnale fino a dei fotosensori posti a distanza, in una zona a bassa radioattività.

La figura A mostra due possibili schemi per la disposizione della fibra intorno ai fusti contenenti le scorie radioattive.

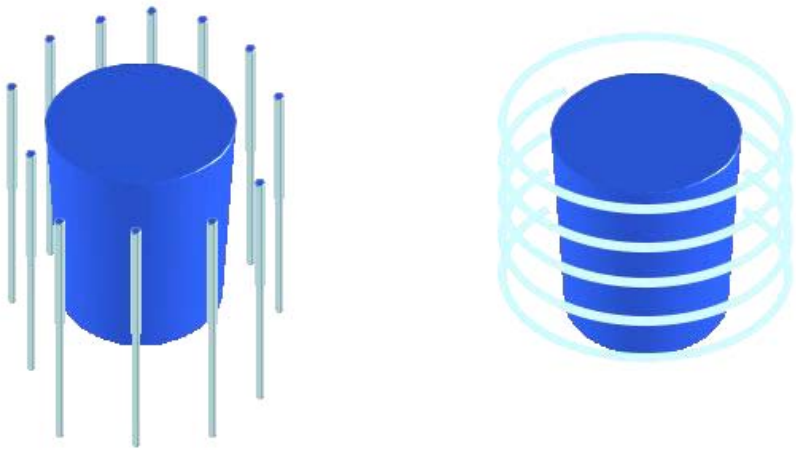

Figura A Schemi di posizionamento della fibra intorno i fusti. E’ possibile anche una configurazione mista.

La quantità di luce di scintillazione prodotta e trasferita a distanza, diminuisce a causa della lunghezza di attenuazione e della geometria stessa delle fibre. La capacità di rivelare un evento di rilascio di energia nella fibra, dunque, si traduce nella capacità del fotosensore collocato alla estremità della fibra di rivelare i pochi fotoni (al limite anche i singoli fotoni) che vi giungono.

Dispositivi che possiedono tali caratteristiche e che rispondono ai requisiti indicati nell'elenco redatto sono rappresentati dai Silicon Photon Multiplier (SiPM), che sono sostanzialmente degli array bidimensionali di fotodiodi a valanga a singolo fotone, operanti in regime Geiger.

Per via della struttura stessa del sistema, l'elettronica di front-end può non essere alloggiata nella zona ad alta intensità di radiazione, ma in aree prospicienti. Il read-out dei segnali provenienti dal rivelatore è essenzialmente basato sulla logica di coincidenza tra i due segnali alle estremità della fibra; la gestione dell'elevato numero di sistemi di coincidenza è affidato, nel progetto, a componenti FPGA (Field Programmable Gate Array), anche per la trasmissione dei dati.

Inoltre, all'interno del progetto, è previsto lo studio di fattibilità di un robot remotizzato in grado di gestire la griglia di sensori, in modo da operare sul sistema di rivelazione in modo rapido, affidabile e privo di rischi per l'operatore stesso. E' altresì previsto anche che il robot possa ispezionare, indipendentemente dalla griglia di sensori, i fusti contenenti il materiale radioattivo.

Riassumendo, il progetto DMNR si articola in quattro punti essenziali:

- Caratterizzazione dei fotosensori di nuova generazione
- Simulazione e test di un rivelatore per radiazione X e γ ed uno per neutroni.
- Gestione dei dati prodotti dal rivelatore.
- Progettazione di un sistema di movimentazione per l'ispezione ed il monitoraggio controllato.

Il presente lavoro di tesi consiste nello studio di fattibilità di un rivelatore per neutroni termici basato sui principi e sulla struttura di base sopra descritti.

La proposta di sviluppare il suddetto rivelatore ha suscitato un forte interesse da parte di ANN; inoltre la stessa azienda ha suggerito, come possibile estensione per il rivelatore, il suo utilizzo nel monitoraggio dei flussi neutronici "*out core*", ovvero nelle zone appena esterne ai reattori nucleari.

L'organizzazione della tesi è la seguente.

Nel primo capitolo è presentata una panoramica dei rivelatori per neutroni utilizzati sia nel campo della ricerca fondamentale sia nel campo delle applicazioni tecnologiche, con particolare attenzione alle problematiche tipiche di tale genere di rivelatori.

Il secondo capitolo riguarda invece i fotosensori di base utilizzati nel prototipo del rivelatore; in esso vengono presentati il funzionamento, le principali caratteristiche e le possibili evoluzioni del dispositivo stesso, che rappresentando la parte attiva del sistema di rivelazione, riveste il ruolo di elemento essenziale.

Nel terzo capitolo viene descritto la struttura stessa del rivelatore, in particolare le fibre e l'elemento che interagisce con i neutroni. Inoltre vengono presentati i risultati dei test preliminari del rivelatore che hanno avuto luogo alla facility inglese di ISIS, la sorgente a spallazione di neutroni.

Il quarto capitolo descrive e mostra i risultati di test effettuati ai Laboratori Nazionali del Sud; i test sono stati effettuati sia per verificare l'efficienza dell'elemento che interagisce direttamente con i neutroni, sia per sviluppare un rivelatore di riferimento per neutroni termici al quale rapportarsi per l'eventuale confronto con il prototipo da realizzare, sia per caratterizzare l'ambiente nel quale si sono svolte le misure successive e che hanno avuto per oggetto lo studio del rivelatore.

Tali misure sono descritte appunto nel quinto ed ultimo capitolo, ed hanno avuto come fine il test dell'efficienza del rivelatore proposto (allo stato ancora di prototipo).

Capitolo 1

La rivelazione dei neutroni

1.1 Introduzione

La prima osservazione sperimentale del neutrone avvenne nel 1930 quando Bothe e Becker, bombardando berillio con particelle alfa, ottennero una radiazione molto penetrante ma non ionizzante; essi pensarono si trattasse di "radiazione gamma dura", ovvero di alta energia. Successivamente Curie e Joliot scoprirono che quando tale radiazione passava attraverso della paraffina, questa emetteva un protone la cui energia era circa 5 MeV. Da semplici calcoli cinematici e assumendo che la misteriosa radiazione in questione fossero raggi gamma che interagivano via Compton con il protone, essi calcolarono che la radiazione avrebbe dovuto avere una energia di almeno 52 MeV.

Nel 1932 Chadwick fornì la corretta interpretazione del fenomeno, affermando che la radiazione in questione poteva essere interpretata come una particella sprovvista di carica elettrica e con una massa simile a quella del protone, di energia pari a 5MeV, essendo appunto in grado di poter trasferire tutta la sua energia al protone. Lo stesso fisico inglese effettuò altri esperimenti, che confermarono la sua ipotesi e per questo è ritenuto lo

scopritore del neutrone (sebbene affermasse che “fu il neutrone stesso a rivelarsi a noi” [1]).

Il neutrone rappresenta una particella molto interessante e ricca di applicazioni, in quanto è in grado di penetrare nel nucleo ignorandone la barriera coulombiana e dare luogo così a reazioni nucleari. Per lo stesso motivo è tuttavia non banale selezionare in energia o direzione i fasci di neutroni, che possono essere usati come sonde nucleari. Nel campo della rivelazione invece è chiaro che i meccanismi da utilizzare per i neutroni debbano essere basati per lo più su metodi indiretti perché, a differenza della radiazione gamma che pure è neutra, i neutroni non interagiscono nemmeno con gli elettroni del mezzo attraversato. Tali meccanismi, che sono regolati dunque dalla interazione forte, sono fortemente dipendenti dalle energie del neutrone che vi è coinvolto e dunque è opportuno fare la scelta giusta sul tipo di rivelatore da utilizzare, sulla base del regime energetico dei neutroni che si vogliono rivelare.

Sebbene in letteratura si suddivida l’energia dei neutroni in cinque intervalli, enunciate nella tabella 1.1, i metodi di rivelazione sono fondamentalmente divisi in due categorie: per neutroni lenti e per neutroni veloci.

Freddi	$E \leq 0.010$ eV
Termici	$E \leq 0.100$ eV
Epitermici	$E \leq 1$ eV
Lenti	$E \leq 1$ keV
Veloci	$E \geq 100$ keV

Tabella 1.1 Classificazione dei neutroni riscontrata in letteratura.

Inoltre il fine della rivelazione può essere misurare l'energia dei neutroni o "semplicemente" registrare il loro numero senza misurare la relativa energia: si parlerà allora rispettivamente di spettrometria o conteggio.

Questo capitolo è dedicato principalmente ad una panoramica delle tecniche di rivelazione utilizzate dai gruppi sperimentali che si occupano di neutronica, nel campo della ricerca fondamentale così come nelle molte applicazioni che questa branca della fisica nucleare consente, dalla produzione di energia alla scienza medica, dalla ispezione non distruttiva di reperti archeologici allo studio della materia condensata. Lungi dall'essere esaustiva, tale panoramica tuttavia vuole soffermarsi sulle problematiche tipiche della rivelazione dei neutroni, problematiche di carattere fisico (sensibilità, efficienza), applicativo (robustezza meccanica e resistenza alle radiazioni nonché facilità d'uso) e, non ultimo in ordine di importanza, economico (i costi).

1.2 Rivelazione dei neutroni lenti

1.2.1 Le reazioni di conversione

La rivelazione dei neutroni lenti è principalmente basata sull'utilizzo di rivelatori adoperati per la rivelazione delle radiazioni cariche, coniugati(?) con materiali detti convertitori, che reagiscono in modo efficiente con i neutroni, consentendone la rivelazione. Quale che sia la struttura del rivelatore, ovvero a scintillazione, a stato solido o a gas, è chiaro che un buon convertitore deve avere essenzialmente le seguenti caratteristiche:

- Grande sezione d'urto, per massimizzare l'efficienza del rivelatore e ridurne così le dimensioni spaziali.
- Grande valore Q, per avere prodotti che lascino nel rivelatore segnali ben distinti da quelli provenienti dal fondo dei gamma, che sono sempre associati ai neutroni.

I convertitori le cui reazioni con neutroni soddisfano a tali requisiti, e che quindi trovano più comunemente applicazione, sono:

- $^{6}Li(n,\alpha)t$, il cui unico canale di uscita ha un fattore Q pari a 4.78 MeV.
- $^{10}B(n,^{7}Li)\alpha$, il cui canale con fattore Q pari a 2.79 MeV ha branching ratio del 6% e quello con Q pari a 2.31 MeV ha branching ratio del 94%.
- $^{3}He(n,t)p$ con Q pari a 0.76 MeV e branching ratio del 100%.

Gli andamenti delle sezioni d'urto per ciascuna delle tre reazioni sono mostrate in figura 1.1

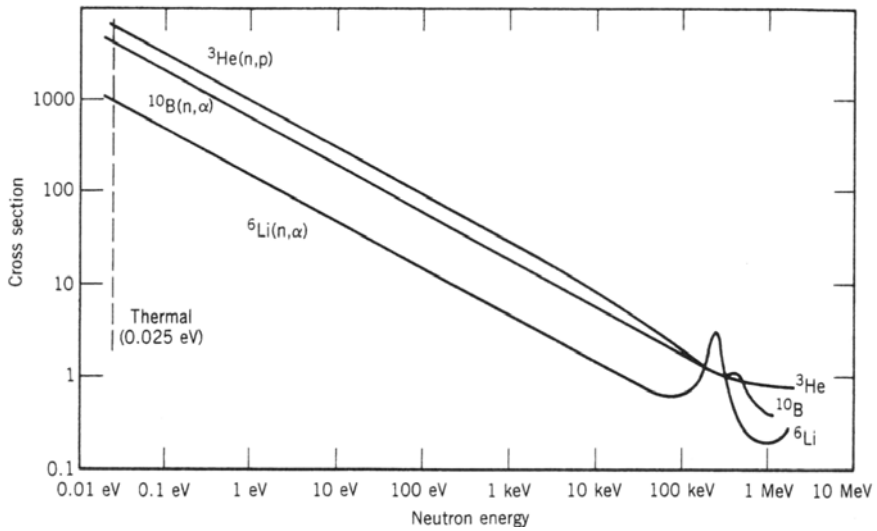

Figura 1.1 Sezione d'urto delle principali reazioni usate per la rivelazione dei termici.

Oltre ad evidenziare un andamento che va come v^{-1}, si può notare come alle energie dei termici i valori della sezione d'urto siano rispettivamente 940 barns, 3840 barns e 5330 barns, e questo le rende interessanti anche quando il flusso di termici non è molto elevato.

Per l'altissimo valore della sezione d'urto merita anche una menzione la reazione di cattura del gadolinio, il cui isotopo ^{157}Gd ha una sezione d'urto di cattura neutronica per termici pari a 255.000 barns. Tuttavia i prodotti della reazione sono raggi X e elettroni di conversione e questo la rende meno interessante, specie se una discriminazione n/γ è richiesta.

Infine, sfruttando le reazioni di fissione indotte da neutroni, di elementi come ^{235}U o ^{239}Pu, reazioni che hanno sezioni d'urto di 600-700 barns nel range dei termici e fattori Q di circa 200 MeV, sono stati realizzati rivelatori performanti, sebbene dai costi elevati e la cui gestione è complessa.

1.2.2 Rivelatori a scintillazione

Per realizzare rivelatori di neutroni termici di grande superficie, negli ultimi trent'anni hanno trovato una notevole applicazione tutte le categorie di materiali scintillanti, dagli organici, liquidi o plastici, agli inorganici o ai scintillatori vetrificati. Stabilire quali hanno fornito i risultati migliori non è cosa semplice e dipende dalle condizioni di misura, nel senso soprattutto dei flussi neutronici da indagare e dell'intensità delle radiazioni gamma che, come già accennato, sono sempre presenti negli ambienti di misura per via dell' attivazione dovuta ai neutroni stessi.

A seconda della struttura chimica dello scintillatore, i convertitori possono essere o depositati sulla superficie o anche inseriti nella struttura dello stesso materiale. Tra gli scintillatori inorganici è stato spesso utilizzato il ZnS(Ag); è stato mostrato che inserendo in un sottile schermo a prova di luce una piccola quantità di ZnS(Ag) dell'ordine del millimetro, accoppiata ad una estremità con un convertitore, preferibilmente litio o boro, e all'altra con una fibra ottica per trasportare il segnale fino ad un fotomoltiplicatore, si ottiene un rivelatore le cui prestazioni, quando sottoposto a flussi pulsati di neutroni, sono allo stesso livello di un contatore a gas di ^{3}He (di cui si accennerà in seguito), ma con il vantaggio di una minore invasività nell'ambiente di misura [2]. La discriminazione del contributo dovuto ai neutroni rispetto ai gamma, è fatta analizzando lo spettro in energia. [3]. Un esempio è mostrato in figura 1.2:

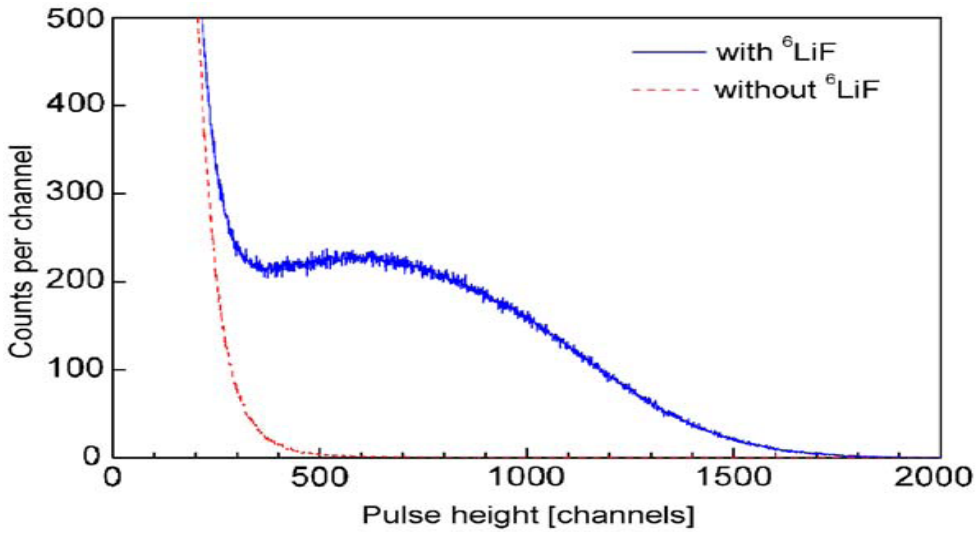

Figura 1.2 Esempi di spettri ottenuti con convertitore e senza. La discriminazione dai gamma è abbastanza evidente.

Tale rivelatore è in grado di funzionare in maniera lineare sottoposto a flussi che vanno da 10^{5} n/cm^{2}/s a 10^{9} n/cm^{2}/s.

Una configurazione molto simile può essere realizzata con scintillatori a vetro in cui il convertitore, specialmente litio, è già nella matrice del materiale. Sebbene in linea di principio anche in questo caso sia possibile stabilire una soglia per eliminare il fondo gamma, ciò che in realtà viene fatto è circondare lo scintillatore a vetro con un altro scintillatore, come ad esempio lo ioduro di cesio attivato con tallio CsI(Tl). Mentre la particella alfa ed il trizio, prodotti dalla reazione del neutrone con il litio si fermano nel vetro, gli elettroni secondari prodotti nei tre processi di interazione dei gamma con la materia (fotoelettrico, Compton e produzione di coppie), depositano una parte significativa della loro energia nel CsI(Tl), consentendo una identificazione dei gamma e il conseguente rigetto degli eventi correlati, mediante una tecnica di anticoincidenza [4].

Similmente, accoppiando uno scintillatore plastico caricato con boro con un $Bi_4Ge_3O_{12}$ (germanato di bismuto), è possibile effettuare la coincidenza tra il segnale dal plastico con il gamma da 478 keV che proviene dal canale di reazione tra neutrone e boro con branching ratio del 94% [5], con il vantaggio di rigettare molti eventi non significativi.

La discriminazione n/γ può anche essere effettuata a partire dalla proprietà intrinseche dello scintillatore: è noto che alcuni materiali esibiscono come risposta ad un evento ionizzante sia una componente *fast* che una componente *slow* [6]; ciascuna di esse proviene dalla diseccitazione di stati che sono popolati in funzione della perdita specifica di energia dE/dx della radiazione ionizzante, cosicché il tempo di decadimento del segnale complessivo fornisce una indicazione sul tipo di radiazione.

La possibilità di discriminare in forma l'impulso (o, dall'inglese, *Pulse Shape Discrimination*) è soprattutto marcata negli scintillatori organici, e tra questi in particolare i liquidi. Tuttavia per la modesta qualità in termini di sicurezza di questi ultimi, si preferisce usare scintillatori organici plastici.

Per effettuare in tempo reale la PSD è necessario un trattamento del segnale proveniente dal fotomoltiplicatore accoppiato allo scintillatore; il segnale analogico è prima integrato e poi differenziato da un opportuno modulo (shaping amplifier) che produce un segnale bipolare. Tramite la misura del tempo necessario ad attraversare la linea di base (*zero crossing*), tempo che dipende appunto dal tipo di particella, è possibile effettuare la suddetta discriminazione [7]. La figura 1.3 mostra schematicamente il processo che subisce il segnale proveniente dal fotomoltiplicatore.

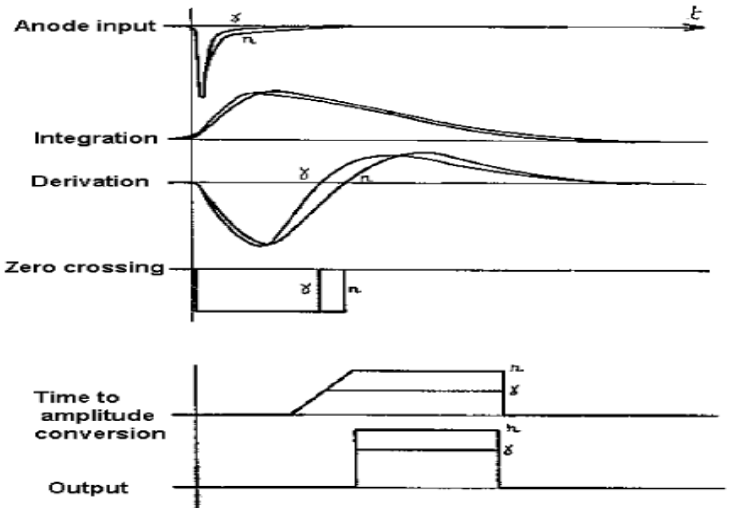

Figura 1.3 La storia elettronica del segnale per ottenere la discriminazione in forma d'impulso.

Nella referenza [7] è mostrato lo spettro ottenuto con la PSD. La figura 1.4 riporta tali spettri, quello a sinistra ottenuto con un plastico caricato con boro e quello a destra con un plastico non caricato.

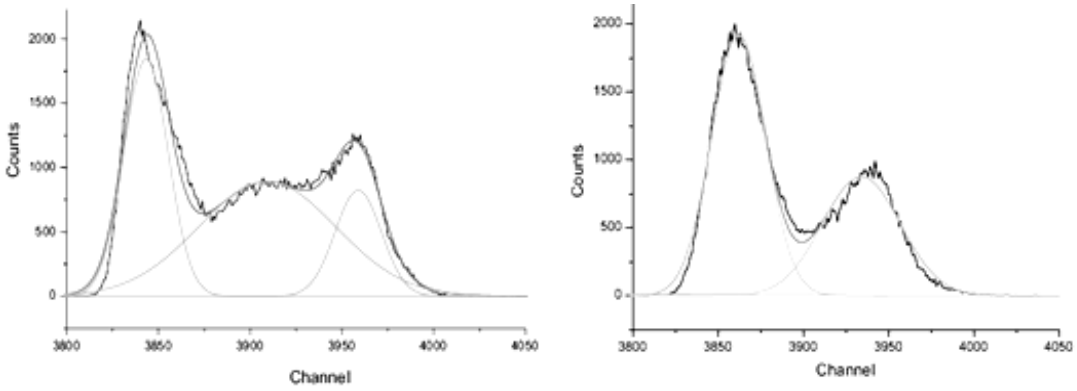

Figura 1.4 Spettri ottenuti effettuando PSD, con scintillatore caricato al boro (a) e non caricato (b)

Secondo gli autori, che pure manifestano incertezza, le tre gaussiane sono le risposte a gamma, neutroni veloci e neutroni temici in sequenza; nel secondo spettro non è presente la terza gaussiana in quanto non è presente il convertitore, ma anche le altre due sono più larghe perché è mutata la struttura chimica dello scintillatore.

1.2.3 Rivelatori a stato solido

La rivelazione dei neutroni a partire da rivelatori a stato solido è stata inizialmente ottenuta depositando, su una superficie dell'area sensibile di un silicio o un germanio, composti chimici contenenti un convertitore: ^{6}LiF, ^{6}Li puro o ^{10}B.

In questo genere di rivelatori un importante aspetto è rappresentato dalla competizione tra la sezione d'urto macroscopica e l'autoassorbimento cui i prodotti della reazione vanno incontro, attraversando lo spessore di convertitore stesso. Da questo punto di vista, a causa soprattutto della minore densità di atomi per centimetro cubo, un rivestimento di ^{6}Li puro è

più indicato; tuttavia la sua natura altamente reattiva e corrosiva lo rendono scarsamente utilizzato nella maggior parte dei casi. E' stato misurato che una mistura di LiF (arricchito con ^{6}Li) e ^{10}B triplica l'efficienza del rivelatore rispetto alla configurazione con un solo convertitore [8].

In questo lavoro di tesi, in cui, come verrà mostrato, è stato realizzato un dispositivo simile da impiegare come rivelatore di riferimento, è stato scelto di usare come convertitore il fluoruro di litio opportunamente arricchito con ^{6}Li, sulla base di tali considerazioni e alla luce della disponibilità materiali.

Recentemente sono stati realizzati rivelatori al silicio aventi al proprio interno strutture tridimensionali riempite con un convertitore. In funzione della grandezza e della forma di tali strutture sono state misurate e simulate efficienze di rivelazioni ai neutroni sei volte superiori a quella di un rivelatore realizzato a deposito superficiale [9].

Il principale problema di carattere fisico di tali rivelatori è l'impossibilità a lavorare con alti flussi neutronici a causa del danneggiamento provocato dalle radiazioni: nella referenza [9] ad esempio il flusso massimo è dell'ordine dei 10^{6} neutroni/cm^{2}/s; fluenze tipiche sono dell'ordine dei 10^{14} neutroni/cm^{2}.

A tale proposito sono stati sviluppati rivelatori al carburo di silicio che sono in grado di mostrare l'usuale risoluzione energetica, il basso rumore intrinseco e soprattutto la capacità di contare neutroni, anche dopo essere stati esposti a fluenze che sono dell'ordine di 10^{17} neutroni/cm^{2} [10]. Inoltre la risposta di tali dispositivi rimane altamente lineare fino a 10^{10}

neutroni/cm^2/s. La figura 1.5 mostra uno spettro misurato con uno di tali dispositivi accoppiato con uno strato di LiF.

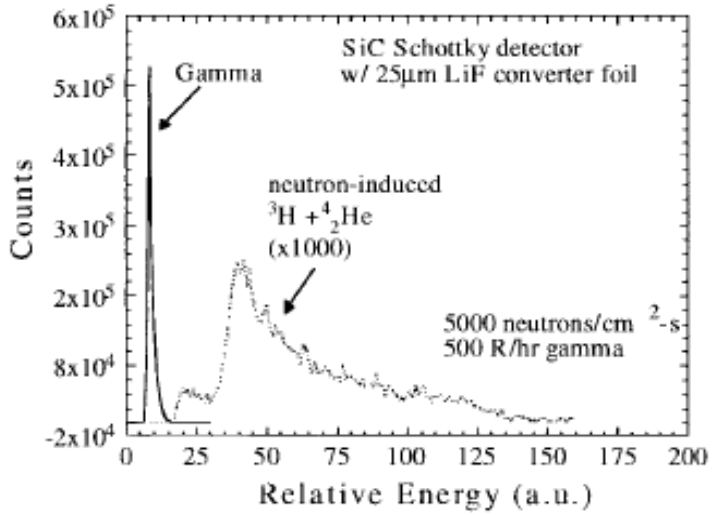

Figura 1.5 Spettri da un carburo di silicio esposto ad ambiente tipico nei reattori nucleari.

1.2.4 Rivelatori a gas

Storicamente sono stati tra i primi a trovare applicazione nella neutronica, ma attualmente sono stati sostituiti principalmente con i tipi di rivelatori descritti nei paragrafi precedenti. Si tratta di camere in cui il gas contenuto serve sia da convertitore che da rivelatore per le particelle provenienti dalla conversione; poiché non è possibile ottenere un gas stabile contenente litio, i gas più usati sono BF_3, opportunamente arricchito con ^{10}B, o ^3He.

Il vantaggio di tale genere di rivelatori è l'altissima efficienza ai termici che è possibile raggiungere (anche più del 90%) se hanno dimensioni che sono sufficientemente più grandi rispetto al range dei prodotti della conversione nel gas stesso, range che tipicamente è dell'ordine delle decine

di millimetri (*wall effect*). Inoltre, poiché l'interazione dei gamma con il rivelatore avviene soprattutto alle pareti della camera e gli elettroni ivi prodotti perdono poca energia nel gas, il segnale dai gamma può essere eliminato con una opportuna soglia nell'elettronica. Tuttavia se il rate di esposizione è dell'ordine della decina di Roentgen all'ora, sono stati osservati, sia per BF_3 che per ^3He, cambiamenti nella struttura chimica del gas, la cui risposta così diviene meno affidabile, nel senso soprattutto della discriminazione n/γ [11]. Altre problematiche che ne hanno limitato l'uso nel tempo sono tipiche di tutti i rivelatori a gas, ovvero la alta tensione di alimentazione per avere un regime di contatore proporzionale o le questioni legate alla purezza del gas e alla pressione.

Un'altra configurazione in cui sono stati realizzati rivelatori di neutroni a partire da rivelatori a gas, è quella in cui un rivestimento di convertitore è depositato sullo strato metallico delle pareti di una camera a ionizzazione, contenente un gas quale ad esempio CH_4. Questa configurazione fornisce il vantaggio di poter scegliere opportunamente il gas, in modo da evitare il deterioramento chimico riscontrato nel BF_3 e nell' ^3He ma, poiché solo uno dei due prodotti della reazione di conversione rilascia energia nel gas, la discriminazione dal fondo gamma è più problematica. In alternativa sulle pareti può essere depositato un sottilissimo strato di materiale fissionabile ed ottenere così una camera a fissione. Ciò azzera in pratica il problema della discriminazione con i gamma in virtù del Q della reazione, ma diminuisce anche l'efficienza stessa del rivelatore, perché il deposito deve essere molto sottile, in modo da permettere ai pesanti frammenti di fissione di passare nel gas senza

perdere una parte considerevole della loro energia all'interno del deposito in cui sono prodotti.

1.2.5 Altri tipi di rivelatori

Un modo per misurare il flusso di neutroni termici è quello di usare rivelatori ad attivazione. Questi consistono in materiali che presentano una alta sezione d'urto per cattura neutronica con conseguente emissione di radiazione, specialmente gamma. Se sottili fogli di tali materiali sono sottoposti per un determinato tempo ad un flusso di neutroni e una volta prelevati ne è misurata la radioattività indotta con i comuni rivelatori, è possibile risalire alla misura del flusso attivante. Poiché il processo di cattura ha alte sezioni d'urto soprattutto per neutroni termici (si ricordi l'andamento come 1/v), il metodo è efficace proprio per questa categoria di neutroni. Il principale limite di questo metodo è che tra le ipotesi di base vi è quella che il flusso da stimare sia costante nel tempo; inoltre il tempo di esposizione al flusso del materiale attivante per poter effettuare una analisi della attività indotta è funzione del tempo di decadimento dello stesso. In generale è sufficiente un tempo pari a quattro - cinque volte la vita media dell'attività indotta: ciò rende impossibile in pratica una misura in tempo reale del flusso.

Nonostante questi due limiti e in virtù delle ridotte dimensioni, del basso costo, della insensibilità ai gamma e della capacità di operare in ambienti dalle condizioni estreme, i fogli ad attivazione sono ampiamente usati nello studio dei flussi associati ai reattori nucleari [11]. Un esempio di misure di flusso effettuato con un filo di oro attivato è mostrato in figura 1.6

e comparato con un rivelatore basato sul sistema convertitore-scintillatore-fibra ottica come quello descritto nel paragrafo 1.2.2.

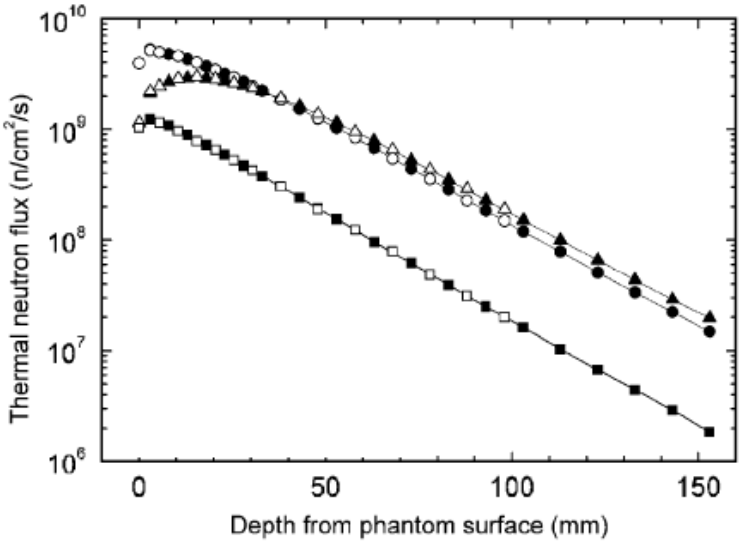

Figura 1.6 Misure di flusso in varie configurazioni con un foglio ad attivazione (simboli vuoti) e con un dispositivo del tipo convertitore-scintillatore-fibra ottica (simboli pieni).

Si vede come l'accordo sia più che buono in diverse posizioni e su più ordini di grandezza del flusso. Gli stessi autori tuttavia fanno notare che la misura ad attivazione è stata effettuata in un paio di giorni mentre l'altra in quindici minuti [3].

Infine, per quanto riguarda la spettrometria dei termici, è possibile ottenere misure piuttosto precise di energia sfruttando la diffrazione cui essi vanno incontro nei cristalli. Infatti, a quelle energie, i neutroni hanno lunghezza di de Broglie di circa 0.1 nm circa e questa è pari alla spaziatura degli atomi nel reticolo cristallino. Dalla legge di Bragg è allora possibile risalire alla lunghezza d'onda del neutrone incidente.

1.3 Rivelazione dei neutroni veloci

1.3.1 La fisica della rivelazione

Gli approcci per la rivelazione dei neutroni veloci sono in generale due, definiti in letteratura indiretti e diretti rispettivamente:

- è possibile prima ridurne la velocità con del materiale idrogenato e poi rivelare, con i dispositivi già presentati, i neutroni lenti così ottenuti.
- oppure è possibile rivelare neutroni veloci sfruttando opportune reazioni di questi con la materia.

L'approccio indiretto ha tuttavia il grande svantaggio di non poter fornire informazione sull'energia dei neutroni incidenti, in quanto ovviamente tale informazione va persa nel processo di rallentamento; inoltre non è possibile conoscere la direzione di emissione, né avere una pronta risposta del rivelatore in quanto il processo di moderazione dura tipicamente decine o centinaia di microsecondi.

Per quanto riguarda il secondo approccio, come già affermato e anche mostrato per alcuni elementi nella figura 1.1, la sezione d'urto di reazione dei neutroni ha andamento inversamente proporzionale alla velocità, e cioè rende la quasi totalità dei metodi finora esposti poco efficaci per la rivelazione dei neutroni veloci. Tuttavia, anche se con bassa efficienza, è possibile realizzare spettrometria per neutroni veloci a partire dalle stesse reazioni di conversione utilizzate per i termici; infatti, essendo l'energia del neutrone incidente più alta e comparabile con il fattore Q della reazione

stessa, i prodotti della reazione vengono emessi con una quantità maggiore di energia e dunque sottraendo alla loro energia totale il fattore Q è possibile in linea di principio avere una misura dell'energia del neutrone incidente.

In generale però il processo diretto più importante per la rivelazione dei neutroni veloci è lo scattering elastico. In tale processo una parte o la totalità dell'energia è trasferita dal neutrone ad un nucleo bersaglio e dunque la rivelazione di quest' ultimo diventa cruciale per la misura dell'energia del neutrone incidente. Il processo è inoltre efficace ed esclusivo per i neutroni veloci in quanto i termici non possono trasferire la loro bassissima energia al bersaglio. L'energia di rinculo E_r di quest'ultimo è data da:

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2}\left(\cos^2 \vartheta\right)E_n \qquad \text{(eq. 1.1)}$$

in cui A è la massa del bersaglio, θ è l'angolo di scattering nel sistema di riferimento del laboratorio ed E_n è l'energia del neutrone incidente. Poiché anche nel caso dei neutroni veloci è importante poter effettuare una soppressione del fondo gamma nella misura, il bersaglio più comunemente scelto è l'idrogeno dal momento che, come si vede dalle'equazione 1.1, è possibile trasferirgli una quantità maggiore di energia; in particolare per un urto frontale l'energia è completamente trasferita al protone di rinculo. Sono queste motivazioni che stanno alla base dell'ampio uso che si fa degli scintillatori organici (in cui è elevata la presenza di H) nella rivelazione dei neutroni veloci.

1.3.2 Rivelatori basati su metodi diretti

Un tipo di rivelatore sviluppato per effettuare misure di neutroni veloci e discriminazione dai gamma è quello realizzato con due scintillatori organici (plastici) a bassa densità separati da uno strato d'aria dell'ordine delle decine di centimetri, come mostrato in figura 1.7.

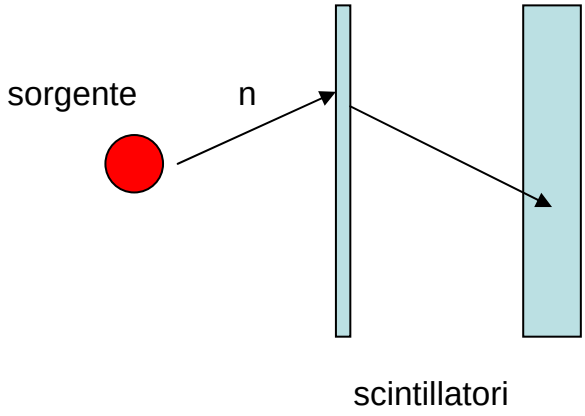

Figura 1.7 Schema indicativo della configurazione usata per la spettrometria.

Nello scintillatore i neutroni interagiscono soprattutto attraverso il canale elastico (n,p) e blandamente con i nuclei di carbonio; tuttavia nello scintillatore sottile rilasciano solo una piccola parte della loro energia, cosicché in sostanza è possibile effettuare una rozza spettrometria a tempo di volo, in quanto il segnale proveniente dal primo scintillatore viene usato come start e quello proveniente dal secondo come stop; i neutroni veloci impiegano un tempo ad attraversare lo strato d'aria che è sicuramente maggiore di quello impiegato dai gamma. Sebbene tale tempo non fornisca la misura rigorosa dell'energia del neutrone inizialmente incidente, ne rappresenta una stima abbastanza indicativa, e con un apparato del genere è stato possibile ottenere segnali neutronici provenienti da diverse sorgenti e

discriminarli dai gamma che le stesse sorgenti emettono [12]; la figura 1.8 mostra una spettro dalla referenza ottenuto con una sorgente di ^{239}Pu-^{9}Be. L'efficienza del dispositivo dipende dalla velocità dei neutroni da rivelare e va dall' 0.01% fino al 3%, essendo migliore quando i neutroni hanno energie dell'ordine di qualche MeV.

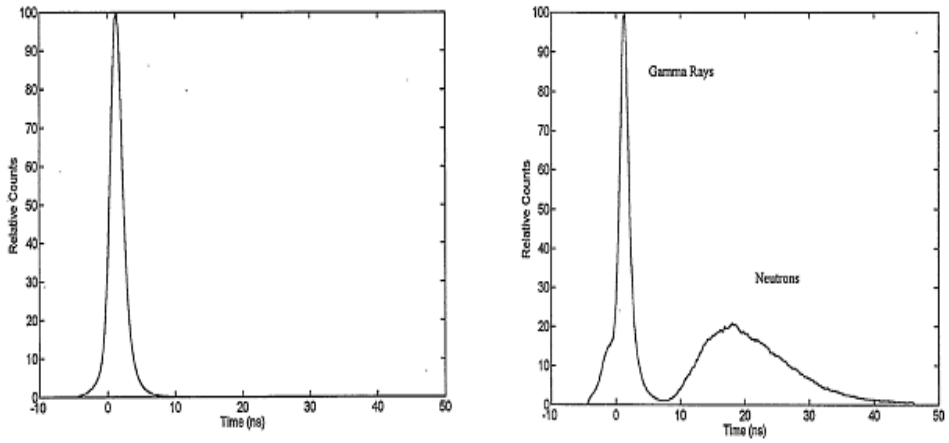

Figura 1.8 Spettri ottenuto da una sorgente di cobalto e da una sorgente di PuBe con il metodo del tempo di volo.

Il principale limite del sistema è quello di dipendere fortemente dall'angolo di scattering tra neutrone e protone, dal momento che per angoli troppo piccoli l'energia trasferita non è sufficiente da generare un segnale apprezzabile.

Un'altro tipo di rivelatori basati sullo scattering elastico è quella dei telescopi a rinculo di protoni. A partire dall'equazione 1.1, misurando l'energia E_r del protone scatterato e l'angolo di scattering θ, è possibile risalire all' energia del neutrone incidente; chiaramente il metodo richiede che il fascio di neutroni sia prima collimato. Alternativamente è possibile, sfruttando la stessa cinematica, ricostruire la direzione di incidenza di un

fascio monoenergetico di neutroni [13]. Anche in questo caso il materiale di base della rivelazione è costituito da fibre plastiche, equispaziate e disposte a formare una matrice in cui misurare sia l'energia che l'angolo di scattering del protone; la bassa efficienza dell'apparato è compensata dal guadagno in termini di ridotte dimensioni spaziali.

L'uso dei rivelatori a gas è esteso anche al caso dei neutroni veloci e con lo stesso principio già menzionato per i termici: il gas funge sia da bersaglio che da mezzo in cui è rilasciata l'energia del neutrone incidente. Anche in questo caso il gas scelto è composto da elementi leggeri, specialmente idrogeno o elio. Il vantaggio di tali rivelatori è la mancanza di processi competitivi con quelli deputati alla reale misurazione dei neutroni: infatti i gamma interagiscono poco con il gas a bassa densità e i neutroni stessi non subiscono scattering multipli che (come avviene invece nella maggior parte degli scintillatori) alterano lo spettro dei protoni di rinculo.

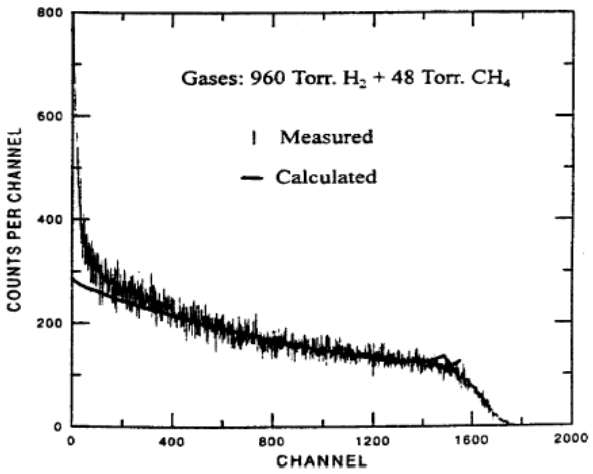

Figura 1.9 Impulsi misurati e calcolati indotti da neutroni monoenergetici in idrogeno.

La figura 1.9 mostra come la distribuzione degli impulsi indotti da neutroni monoenergetici in un contatore proporzionale ad idrogeno, sia in effetti rettangolare (nonché in ottimo accordo con la simulazione) [14].

L'efficienza di rivelatori di tal genere è legata all'energia dei neutroni incidenti e se questa eccede la decina di MeV, la maggior parte dei protoni non interagisce con il gas; questa e le problematiche tipiche di tutti i rivelatori a gas limitano l'utilizzo di tali dispositivi solo a specifici casi.

Un'altra famiglia di rivelatori "diretti" per neutroni è quella in cui l'elemento di base è il diamante naturale o, relativamente più economico, quello chimicamente depositato. Il principio di base è quello di rivelare i prodotti delle reazioni dei neutroni veloci con il carbonio: tali reazioni hanno sia soglie diverse che differenti energie per i prodotti, sicché è possibile non solo effettuare un conteggio dei neutroni veloci, ma anche averne indicazioni sulle energie. In particolare la reazione più sfruttata è $n(C,\alpha)^{9}Be$ con soglia di 6.2 MeV e energia per la particella alfa emessa pari a 9.1 MeV. In generale i diamanti chimicamente depositati hanno una scarsa risoluzione energetica, specie se confrontata con i comuni rivelatori a stato solido, ma l'alta energia della reazione sopra indicata genera nello spettro un picco sufficientemente distante dal fondo generato dai prodotti di altri canali di reazione.

E' stata misurata per tali rivelatori una efficienza ai gamma dieci volte inferiore a quella per i neutroni veloci e una capacità di lavorare senza subire inficio alcuno se sottoposti a flussi neutronici pari a circa 10^{8} $n/cm^{2}/s$ (massimo flusso disponibile), anche per diverse ore [15].

Chiaramente il principale svantaggio è il costo economico non contenuto.

1.3.3 Rivelatori basati su metodi indiretti

A causa delle problematiche già menzionate nella introduzione alla rivelazione dei neutroni veloci, tale genere di rivelatori attualmente non trovano più ampia applicazione, soprattutto nel campo della spettroscopia, ma sono invece ampliamente usati nell'ambito della radioprotezione.

Il primo e più famoso esemplare è quello denominato "sfere di Bonner", realizzato nel 1960 e ancora oggi rimasto molto simile alla sua prima configurazione. Consisteva, e appunto consiste, in dei cristalli di scintillatore al ^{6}LiI(Eu) con dimensioni dell'ordine dei millimetri piazzati all'interno di cinque sfere di polietilene aventi raggio diversi; lo scintillatore è sensibile ai neutroni termici che sono ottenuti dal processo di moderazione nelle sfere. Poiché in funzione del raggio delle sfere i neutroni veloci hanno storie diverse all'interno del polietilene, ogni singolo cristallo rivela neutroni termici provenienti dalla moderazione di neutroni aventi diverse energie di incidenza. Questo permette di rivelare, seppure con scarsa sensibilità, neutroni appartenenti a range energetici diversi, dalle frazioni di eV alle decine di MeV; in figura 1.10 è mostrata la efficienza di ciascuna delle cinque sfere [16].

Una più recente configurazione, che consente di eliminare i problemi legati al fatto che per conoscere il flusso totale in un punto sono necessarie più misure (una per ciascuna sfera a disposizione), è di piazzare i rivelatori

sensibili ai neutroni termici in diverse posizioni rispetto al flusso da misurare, all'interno di un unico blocco di polietilene.

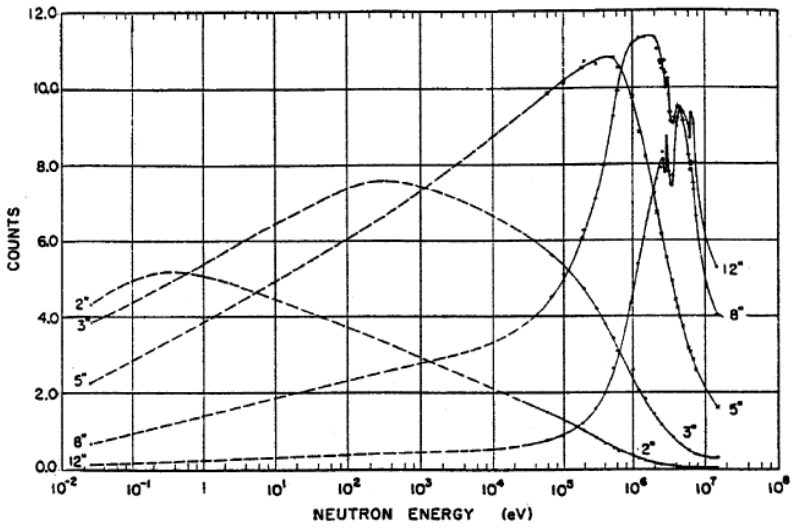

Figura 1.10 Sensibilità di ciascuna delle sfere ai vari range energetici.

La posizione dei rivelatori rimpiazza il diametro della sfera come grandezza variabile per indagare i vari range, infatti ciascun rivelatore viene raggiunto da neutroni che hanno attraversato spessori diversi di moderatore, e dunque possiedono velocità diverse. In tale modo tutte le misure possono essere effettuate simultaneamente [17].

1.4 Conclusione

Dalla panoramica presentata si può evincere come la rivelazione dei neutroni, ma in generale la neutronica, sia un settore assolutamente problematico. Quale che sia il range indagato, non esistono rivelatori in grado di presentare tutte, e probabilmente nemmeno la maggior parte, le caratteristiche richieste ad un buon sistema di rivelazione, quale alta

efficienza, bassa sensibilità ai gamma, capacità di lavorare in ambienti critici, facilità di utilizzo, capacità di effettuare misure di posizione, robustezza, affidabilità e ultimo, ma non ultimo, economicità.

Capitolo 2

I sensori di base: i SiPM

2.1 Introduzione

L’elemento base del sistema di monitoraggio proposto nel progetto DMNR è costituito da fotosensori di nuova generazione denominati SiPM (Silicon Photomultiplier).

Si tratta di un sensore di luce a stato solido, sensibile al singolo fotone, il cui sviluppo è stato indotto dalla crescente richiesta di dispositivi performanti, specialmente in termini di estrema capacità risolutiva, precisione temporale e affidabilità, nonché robustezza meccanica, tanto nel settore della ricerca di base quanto in quello dello sviluppo di nuove applicazioni tecnologiche.

Il rivelatore di neutroni termici sviluppato durante il lavoro della presente tesi, come si vedrà, risulta essere composto da una fibra scintillante accoppiata alle sue due estremità con altrettanti dispositivi SiPM e pertanto una descrizione del suo funzionamento non può prescindere dalla descrizione del funzionamento e delle principali caratteristiche di tale fotosensore.

In particolare i SiPM di cui ci si è serviti nei vari test del prototipo sono stati prodotti dalla casa giapponese Hamamatsu Photonics e sono stati

ampiamente caratterizzati e utilizzati ai Laboratori Nazionali del Sud; i risultati di tali indagini sono riportate in questo capitolo.

I risultati conseguiti hanno permesso di appurare che alcune proprietà dei SiPM Hamamatsu si sono rivelate poco idonee per l'applicazione in oggetto, pertanto sono state eseguite ulteriori caratterizzazioni di dispositivi simili, ma prodotti dalla STMicroelectronics e queste hanno fornito forti indicazioni sul fatto che tale famiglia di fotosensori è superiore a quelli forniti dalla Hamamatsu. Sebbene i SiPM STM non sono stati utilizzati nei test del rivelatore a causa di problemi legati all'accoppiamento con la fibra, che non è stato possibile risolvere nei tempi tecnici di questo lavoro di tesi, la prospettiva futura è quella di usare come fotosensori i SiPM STM.

Questo capitolo vuole esser una descrizione delle principali caratteristiche del sensore, in rapporto soprattutto al confronto tra il dispositivo Hamamatsu già utilizzato e quello STM, le cui specifiche appaiono compatibili con le specifiche richieste dal progetto DMNR.

2.2 Il SiPM

Il SiPM consiste in un array planare di fotodiodi a valanga a singolo fotone o SPAD (Single Photon Avalanche Detector), funzionanti in regime Geiger, e i cui anodi sono connessi in comune.

Ognuno degli SPAD è essenzialmente composto da una giunzione p-n, con una elevata concentrazione di drogante per lavorare in regime di valanga. Il diodo è alimentato con una tensione inversa superiore a quella di break-down, ovvero quel valore di tensione, nella curva caratteristica

inversa, oltre il quale la corrente dei portatori aumenta rapidamente. Se un fotone nel visibile raggiunge la zona di svuotamento produce in essa una coppia elettrone-lacuna; i portatori di carica si muovono verso il rispettivo elettrodo a seguito del campo elettrico applicato, il cui valore elevato (dell'ordine dei MV/m) eccedente quello di break down, consente al portatore primario di raggiungere altissime energie cinetiche, che gli permettono di strappare altre cariche agli ioni del reticolo cristallino e generare così una valanga, con un guadagno che arriva a 10^6 portatori prodotti per primario.

Un apposito circuito di quenching ha il compito di arrestare il processo di valanga, abbassando il valore della tensione di alimentazione al di sotto del break down, a seguito della produzione della valanga, con il suo conseguente spegnimento. Esso è basato su una resistenza da 1 MΩ connessa in serie a ciascuno SPAD, che abbassa il valore di tensione inversa, quando il diodo è attraversato dall'impulso di corrente legato alla valanga medesima.

La corrente in uscita da uno SPAD è dell'ordine delle centinaia di nA e la durata dell'impulso è dell'ordine delle centinaia di picosecondi; una tale prontezza nella risposta fa si che il segnale in uscita è strettamente legato temporalmente all'arrivo nella zona sensibile del fotone che avvia la valanga. Chiaramente il regime a valanga non permette il conteggio dei fotoni incidenti simultaneamente nello SPAD, ed inoltre finché il circuito di quenching non ripristina, la tensione di lavoro il dispositivo è insensibile ad ulteriori fotoni incidenti ($\tau<1\mu s$).

Da qui la necessità di realizzare matrici 1D e 2D di SPAD, ossia i SiPM, che consentono di contare più fotoni contemporaneamente e la cui dinamica è in linea di principio limitata solo dal numero di celle di cui è composto.

L'insieme di uno SPAD e del relativo circuito di quenching è detto cella o pixel del SiPM e a tutt'oggi è stato possibile integrarne fino a 1000 per mm^2. La figura 2.1 fornisce lo schema circuitale di un SiPM:

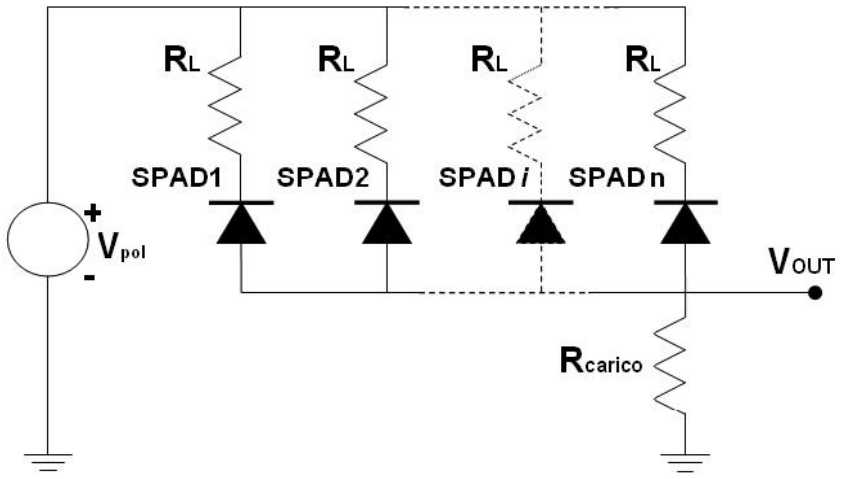

Figura 2.1 Schema circuitale di un SiPM.

Come si vede dalla figura, l'uscita è comune per tutte le celle ed il segnale prodotto è costituito dalla somma delle cariche emesse dalle singole celle, "accese" (*fired*) dall'assorbimento di un fotone o per generazione termica. Se tutte le celle sono identiche ed emettono ciascuna la stessa quantità di carica quando assorbono un fotone, misurando la carica totale in uscita si può risalire al numero di celle accese e quindi il numero di fotoni incidenti. La correlazione lineare tra intensità luminosa e ampiezza

dell’uscita si mantiene fintanto che la possibilità di avere più fotoni su una singola cella è trascurabile.

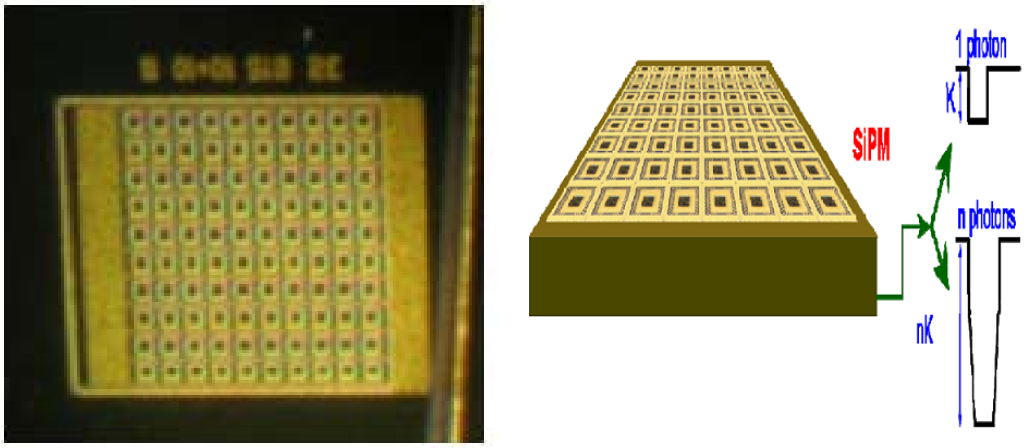

Figura 2.2 Foto e schematizzazione di un SiPM.

La figura 2.2 mostra una foto al microscopio elettronico ed una schematizzazione di un SiPM con la rappresentazione del segnale analogico in uscita. Invece la figura 2.3 mostra il segnale in uscita visto all’oscilloscopio:

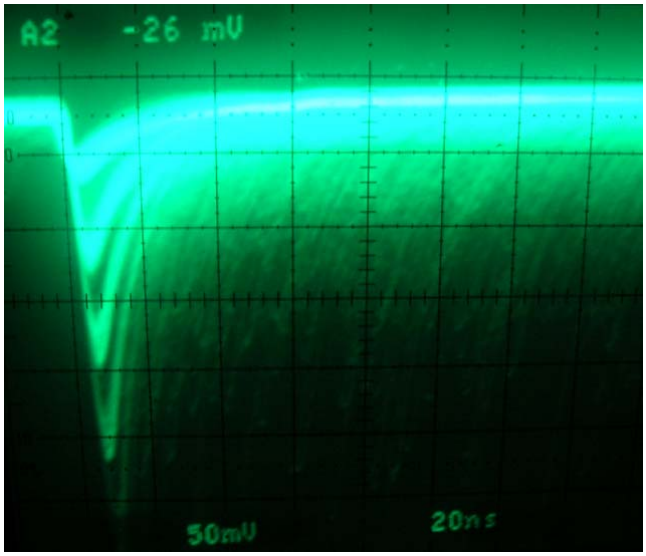

Fig.2.3 Segnale da un SiPM all’oscilloscopio.

Riassumendo, quando provenendo da una sorgente continua di radiazione, alcuni fotoni interagiscono con alcune celle, queste generano un impulso con la velocità di risposta che caratterizza il dispositivo, e poi rimangono inattive durante tutto il tempo di ricarica. L'impulso finale presenterà delle strutture ben distinguibili di singoli fotoni, di cui un esempio è in figura 2.3. La capacità di risoluzione al singolo fotone, la alta risoluzione temporale e di contro la bassa tensione di lavoro, le piccole dimensioni e l'insensibilità ai campi magnetici, sono tutte caratteristiche del SiPM che hanno fatto sviluppare intorno al dispositivo un notevole interesse, in vista di una possibile sostituzione, in certi ambiti, dei comuni fotomoltiplicatori. E' quindi possibile trovare una ampia letteratura con numerosi esempi di caratterizzazioni di tale genere di dispositivi, e qui se ne forniscono solo alcuni esempi [18] - [28].

Una caratterizzazione completa richiede la conoscenza di grandezze come il guadagno, l'efficienza di rivelazione, la risoluzione temporale, la tensione di alimentazione e la temperatura di lavoro ottimali nonché il rumore intrinseco.

2.3 Principali caratteristiche del SiPM

2.3.1 Il guadagno

Il guadagno G_{cella} è definito per una singola cella come il rapporto tra la quantità di carica Q_{cella} che attraversa la cella quando avviene la valanga e la carica elementare dell' elettrone, ovvero:

$$G_{cella} = \frac{Q_{cella}}{e} = \frac{C_{cella}\left(V_{pol} - V_{bd}\right)}{e} \qquad \text{(eq. 2.1)}$$

In cui C_{cella} è la capacità di ogni pixel , V_{pol} è la tensione di alimentazione e V_{bd} è la tensione di break down. Esso è dunque una caratteristica macroscopica che dipende dalla tensione di alimentazione e dalla capacità intrinseca della cella e rappresenta il numero medio di portatori prodotti durante la valanga.

Per stimare il guadagno di tutto il SiPM è necessario ipotizzare che G_{cella} sia uguale per tutte le celle, ed è dunque necessario realizzare un dispositivo per il quale la tensione di breakdown e la capacità intrinseca siano il più uniforme possibile; inoltre tale valore dipende dalla temperatura (attraverso V_{bd}).

Inoltre un guadagno uniforme per ogni cella permette l'individuazione dei segnali dalle singole celle e quindi il conteggio di fotoni con maggiore accuratezza.

Se la quantità di carica totale Q_{tot} raccolta all'uscita del SiPM è nota, è allora possibile conoscere il guadagno totale a partire dalla equazione:

$$G = \frac{Q_{tot}}{n_f e} \qquad \text{(eq. 2.2)}$$

In cui n_f è il numero di fotoni incidenti sul SiPM, chiaramente quando ogni cella interessata è colpita da un solo fotone. La figura 2.4 mostra

l'andamento del guadagno in funzione della tensione di alimentazione e a diverse temperature di lavoro per un dispositivo Hamamatsu formato da 10x10 celle (come quello utilizzato per lo sviluppo del rivelatore) [23].

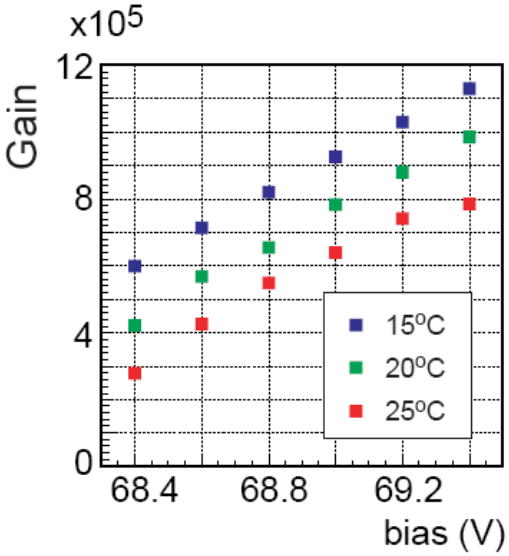

Figura 2.4 Guadagno misurato in funzione della tensione di alimentazione e temperatura.

Si osserva che il valore del guadagno, che è inversamente proporzionale alla temperatura, è tipicamente dell'ordine di 10^5-10^6.

2.3.2 L'efficienza di rivelazione dei fotoni

L'efficienza di rivelazione dei fotoni (o, dall'inglese, PDE) esprime la percentuale di fotoni rivelata sul totale di quelli che arrivano nella zona sensibile; è definita dal prodotto di tre fattori:

$$PDE = \varepsilon_{geom} \times \varepsilon_{geiger} \times QE \qquad \text{(eq. 2.3)}$$

ε_{geom} è l'efficienza geometrica del SiPM definita come il rapporto tra l'area sensibile e l'area totale del dispositivo, ε_{geiger} è la probabilità di produrre la valanga quando incide un fotoelettrone e dipende fortemente dalla tensione di lavoro, e QE è l'efficienza quantica del dispositivo che può essere fattorizzata come:

$$QE = T\left(1 - e^{-\mu \cdot x}\right) \qquad \text{(eq. 2.4)}$$

In cui T è il coefficiente di trasmissione per il sistema aria-ossido-silicio, μ è il coefficiente di trasmissione dei fotoni nel silicio ed x è lo spessore attraversato. Sia T che μ dipendono dalla lunghezza d'onda della radiazione luminosa incidente per cui anche la PDE, attraverso la 2.4, dipende da tale quantità. Per i SiPM Hamamatsu utilizzati il costruttore riporta una PDE massima pari al 20% nel range 410-425 nm e ed un confronto con l'efficienza quantica di un fototubo mostra un rapporto pari a due in favore del SiPM [23].

2.3.3 La dinamica

Per dinamica in un SiPM si intende il massimo numero di fotoni che possono essere simultaneamente rivelati. Come già accennato, tale numero è limitato dal numero di celle di cui è composto il dispositivo poiché ogni cella emette la stessa quantità di carica anche se assorbe contemporaneamente più di un fotone; inoltre va anche ricordato che ogni

cella colpita ha un suo “tempo morto” in cui la resistenza di quenching e la capacità della cella stessa, comportandosi come un circuito RC, si ricaricano.

Per tali motivi il SiPM funziona in modo lineare quando il numero medio di fotoni in ingresso per cella è molto piccolo (di solito inferiore a due, con una buona PDE). Se, invece, tale valore medio è un numero molto alto, il segnale in uscita dal dispositivo (ovvero il numero di pixel accesi $N_{pixel\text{-}fired}$) saturerà al numero di pixel del SiPM. L'andamento di tale saturazione può essere calcolato assumendo che la distribuzione σ dei fotoni che arrivano alla superficie del dispositivo sia poissoniana:

$$\sigma = \sqrt{N_{fotoni}\ \ PDE} \qquad \text{(eq. 2.5)}$$

Dove N_{fotoni} è il numero di fotoni che arrivano sulla superficie del SiPM. Da ciò si ricava la saturazione:

$$N_{pixel-fired} = m \cdot \left(1 - e^{\frac{-N_{fotoni} \cdot PDE}{m}} \right) \qquad \text{(eq. 2.6)}$$

In cui m è il numero di celle totali. Il rapporto N_{fotoni}/m esprime il numero medio di fotoni per cella. La figura 2.5 mostra l’andamento della saturazione calcolato per un dispositivo con 500 pixel e PDE del 20%.

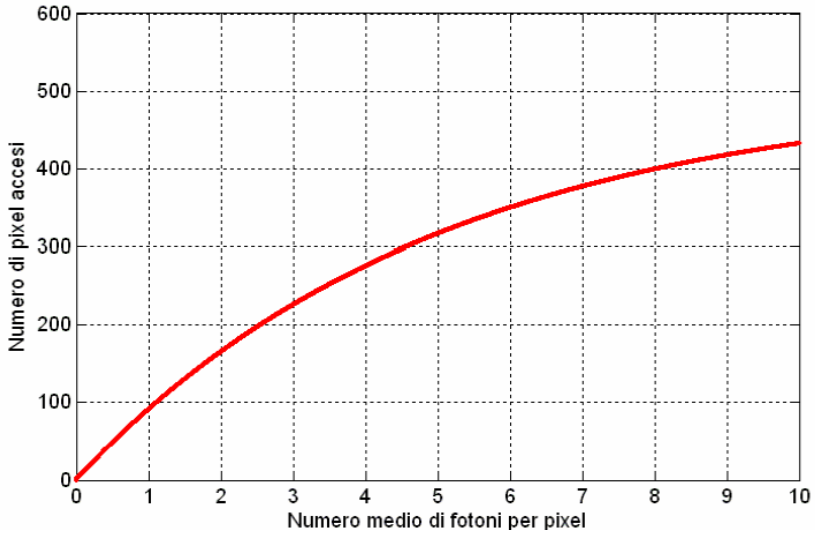

Figura 2.5 Saturazione di un SiPM con 500 celle ed una PDE del 20%.

Si può notare come la saturazione non sia un effetto predominante e come per un basso numero medio di fotoni per cella l'andamento sia linearizzabile con buona approssimazione. Il modello però non prende in considerazioni gli effetti dovuti al rumore intrinseco del dispositivo. E' stato anche mostrato che per PDE più elevate l'effetto della saturazione risulti essere più evidente.

2.3.4 Il rumore intrinseco

Come tutti i dispositivi a stato solido, anche i SiPM presentano un rumore intrinseco che trae origine dalle fluttuazioni termiche ("*dark count*") che generano la valanga nelle celle; un'altra sorgente di rumore è il rilascio dopo un certo tempo delle cariche intrappolate nei difetti del reticolo, ovvero l'*after pulsing*.

Il dark count è definito dunque come il numero di impulsi per unità di tempo in assenza di luce. Nel silicio infatti, diversi processi statistici causano la produzione spontanea di portatori di carica. Se questi portatori, generati in modo casuale, arrivano alla zona di moltiplicazione, possono dare origine a una scarica. Questo effetto non è distinguibile dagli effetti prodotti da eventi reali: ciò significa che il segnale risultante da un fotoelettrone generato nella regione di svuotamento è lo stesso di quello prodotto da un portatore generato casualmente.

L'afterpulsing invece è definito come la probabilità che un portatore sia intrappolato durante una valanga e che poi venga rilasciato dopo un tempo caratteristico. La presenza di impurezze all'interno del semiconduttore, può infatti produrre dei livelli aggiuntivi tra le bande, che possono di fatto costituire delle vere e proprie trappole per i portatori di carica, catturandoli e rilasciandoli successivamente. Se un portatore liberato trova una caduta di tensione sufficiente ad innescare nuovamente la valanga, si ha un fenomeno di afterpulsing dopo un tempo più o meno breve rispetto alla valanga primaria.

Contrariamente al rumore di origine termica, è inversamente proporzionale alla temperatura (nel senso che al diminuire della T, le costanti di tempo di rilascio si allungano, per cui un numero maggiore di portatori sono rilasciati quando il campo è oramai ripristinato) e può inficiare le prestazioni del dispositivo in termini di risoluzione temporale o energetica.

La figura 2.6 mostra l'andamento del rate di buio per un dispositivo 10x10 della Hamamatsu, misurato a tre temperature, con due diverse soglie che attivano il trigger della logica di acquisizione.

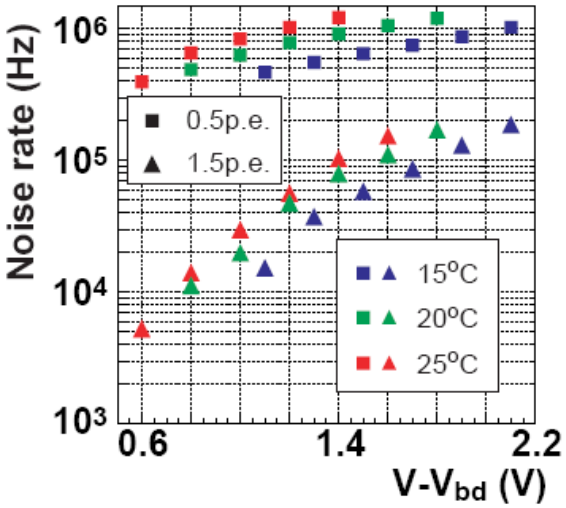

Figura 2.6 Rate del rumore in funzione della differenza tra tensione di alimentazione e tensione di break-down per sei configurazioni di lavoro diverse.

Si vede come, in proporzione alla differenza tra la tensione di alimentazione e quella di break-down, il rate aumenti ma, fissando una soglia pari a 1.5 volte l'output di una singola cella, diminuisca di uno o due ordini di grandezza; inoltre si può desumere dall'andamento in funzione della temperatura che il rumore intrinseco in dispositivi come quello caratterizzato (e come quello impiegato ad ISIS dunque) è principalmente di origine termica [23]. Dark count e after pulsing sono effetti caratteristici di tutti i rivelatori a stato solido, ma in un SiPM, in quanto matrice di fotosensori, si presentano altri due effetti che producono segnali indesiderati: il "*cross-talk* ottico" ed il "*cross-talk* elettronico".

Il cross talk ottico si verifica quando, durante la fotorivelazione, i portatori che formano la corrente inversa dovuta alla valanga generata dal fotone incidente, emettono dei fotoni nel visibile per effetto *Bremsstrahlung*, i quali si propagano isotropicamente lungo il silicio come su delle guide d'onda. Se uno di questi fotoni, dovuti proprio al meccanismo interno di funzionamento dello stesso dispositivo, raggiunge l'area attiva di un altro pixel del sensore e viene assorbito, innescando in questo una moltiplicazione a valanga, viene generato un impulso spurio fortemente correlato all'assorbimento del fotone primario. Il numero di fotoni emessi per effetto Bremsstrahlung non è molto elevato, circa 1 ogni 10^5 cariche elettriche prodotte [29] ma data la vicinanza tra le celle il fenomeno ha un certo peso: ad esempio in un SiPM Hamamatsu 10x10 è stimato che generi il 16% degli eventi misurati [24].

Il cross-talk elettronico invece si ha quando un fotoelettrone diffonde attraverso il substrato comune a tutte le celle, innescando in una cella vicina il fenomeno di moltiplicazione a valanga.

2.4 I SiPM: Hamamatsu ed STM

Come si è già avuto modo di accennare, tutti i test del prototipo del rivelatore di neutroni sono stati eseguiti accoppiando la fibra scintillante a sensori prodotti dalla Hamamatsu Photonics; i SiPM utilizzati sono array di 10x10 celle quadrate ciascuna avente lato pari a 100 μm, per una superficie totale del dispositivo di 1x1 mm^2.

Sperimentalmente si è osservato che le prestazioni di tali dispositivi sono state al di sotto di quelle sperate, specialmente nel senso che la quantità di rumore è stata piuttosto notevole. Tale situazione ha reso sempre necessario lavorare con valori molto elevati per la soglia per il trigger dell'acquisizione; questo, come si vedrà, ha sicuramente contribuito a scartare nell'acquisizione molti eventi significativi per evidenziare la presenza dei segnali indotti nella fibra dal trizio o dalla particella alfa e letti dal SiPM.

Per tale motivo una sviluppo più completo del rivelatore per neutroni termici non può prescindere da un dispositivo che sia caratterizzato da un livello molto basso di rumore, quale che sia la sua origine intrinseca.

In generale comunque tutte le aziende produttrici di SiPM, stanno via via migliorando le prestazioni in termini di dark noise e cross talk, e tra queste vi è STMicroelectronics. Al di là dei metodi di costruzione, la principale innovazione di tali dispositivi che riduce sensibilmente il cross talk, è dovuta ad uno solco di separazione tra pixel adiacenti, riempito di tungsteno, la cui funzione è quella di isolante ottico-elettrico tra le varie celle.

E' stato recentemente effettuato un confronto tra un SiPM realizzato dalla Hamamatsu da 10x10 celle identico, anzi coincidente con uno di quelli utilizzati per lo studio del rivelatore di neutroni termici, ed uno realizzato da STM formato da 10x10 celle quadrate, con un'area attiva totale di 0.5x0.5 mm^2 [28].

La figura 2.7 mostra i grafici di persistenza all'oscilloscopio digitale dei segnali di risposta dei due tipi di SiPM quando non sono esposti a nessuna sorgente luminosa; tali impulsi hanno tempi di salita dell'ordine dei nanosecondi.

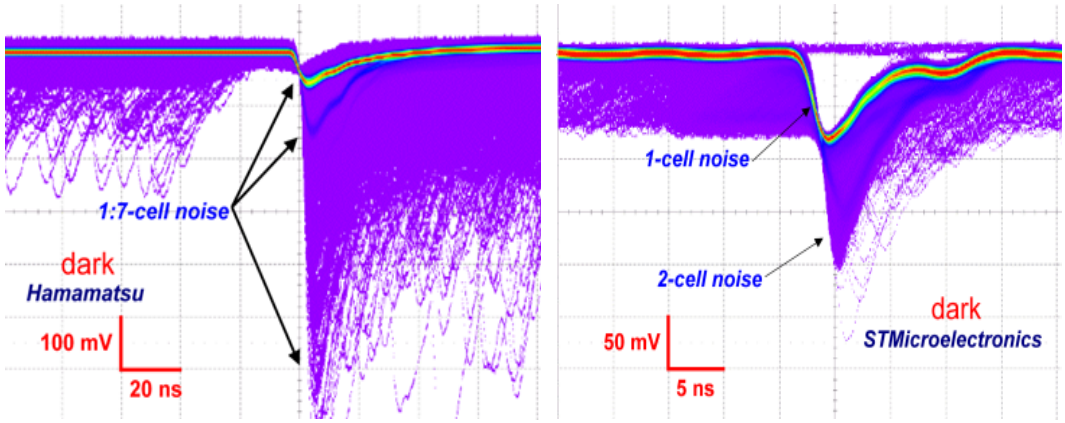

Figura2.7 Rumore di buio per SiPM Hamamatsu (a) e STM (b).

E' più che evidente come il comportamento al buio sia diverso: il sensore della STM non mostra impulsi con più di due celle coinvolte mentre quello Hamamatsu fino a sette celle in contemporanea; ciò è una indicazione di come il cross talk sia molto inferiore nel primo dispositivo piuttosto che nel secondo; infatti per motivazioni statistiche è piccola la probabilità che in una certa finestra temporale due eventi indipendenti accadano contemporaneamente, e ancor più bassa è la probabilità per un numero di eventi maggiore di due.

Un esame approssimativo della figura 2.7a mostra che per il dispositivo Hamamatsu, oltre a presentare impulsi dovuti a sette celle, vi sono una gran quantità di impulsi di after pulsing.

Il rumore correlato è stato stimato fissando una soglia per il discriminatore e contando il numero di impulsi al secondo. La figura 2.8 mostra il confronto tra i rate misurati per i due SiPM al variare del valore della soglia, fissata in rapporto al valore di tensione del segnale in uscita dal SiPM.

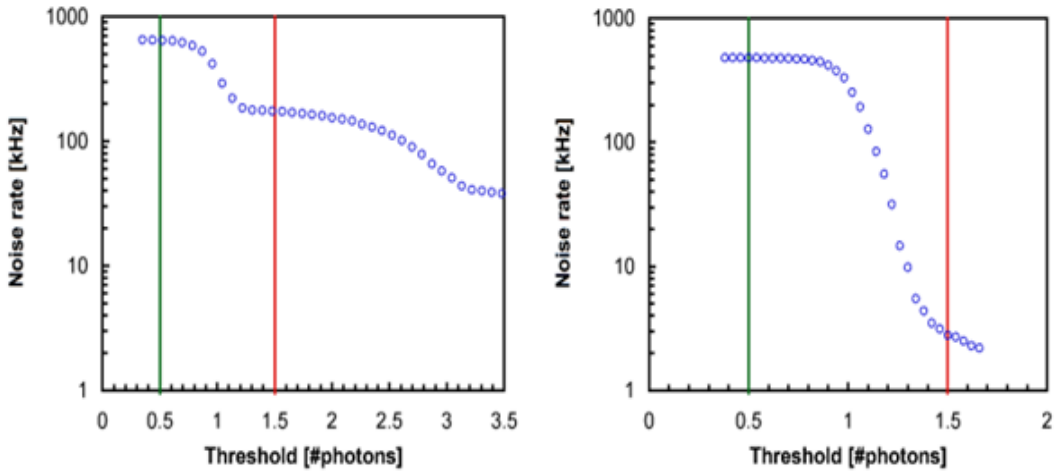

Figura 2.8 Rumore correlato per SiPM Hamamatsu (a) e STM (b) a diverse valori delle soglie di acquisizione. Le linee verdi e rosse visualizzano i valore delle soglie a 0.5 e 1.5 c.e.

Sebbene il rate del rumore abbia lo stesso valore per una soglia fissata a 0.5, a 1.5 il dispositivo STM già non mostra più un alto rate, a differenza del dispositivo Hamamatsu che invece a soglia 3.5 ancora evidenzia rumore correlato relativamente alto.

La capacità risolutiva dei due dispositivi è invece mostrata in figura 2.9. La tipica struttura multi-picco della risposta dei SiPM è delineata per il dispositivo STM fino a valori di trenta celle accese nelle stesso arco di tempo, mentre per quello Hamamatsu la struttura scompare a meno di venti celle.

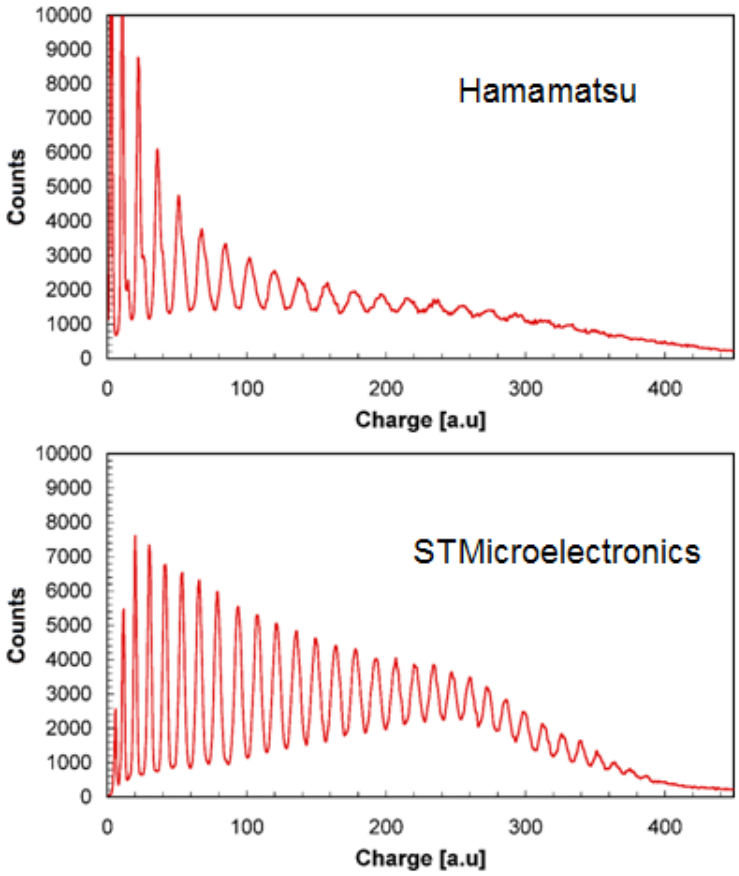

Figura 2.9 Somma degli spettri acquisiti dai due dispositivi quando illuminati con sorgenti di diverse intensità in modo da simulare un vasto range per il numero di fotoni incidenti.

Inoltre i picchi formati dal dispositivo STM sono molto più stretti che per il secondo, conseguenza della maggiore risoluzione. Se si richiede un potere risolutivo di 3σ (calcolato fittando gli spettri mostrati con due multipoissoniane), possono essere discriminate fino a venti celle accese dal dispositivo STM a fronte delle sette celle per il dispositivo Hamamatsu.

L'unico svantaggio dei dispositivi STM è rappresentato dalla PDE minore di un fattore tra due e tre, alla lunghezza d'onda di massima efficienza, dovuta alla minore efficienza geometrica: infatti la presenza del

solco di tungsteno riduce il rapporto tra area sensibile e area totale del dispositivo.

2.5 Conclusioni

I dispositivi presentati evidenziano peculiarità che li rendono veramente degni di interesse, in termini soprattutto di risoluzione in ampiezza e velocità di risposta. I dispositivi STM mostrano performance migliori rispetto a quelli Hamamatsu, grazie soprattutto alle migliori prestazioni in termini di cross talk e after pulsing.

Purtroppo per questioni di scelte aziendali, la STM non ha ancora predisposto i SiPM all'accoppiamento ottico con scintillatori, impedendo con ciò di effettuare le misure che nell'ambito della presente tesi sono state eseguite con i SiPM Hamamatsu accoppiate alle fibre scintillanti.

Capitolo 3

I test con sorgente pulsata

3.1 Introduzione

Lo sviluppo del rivelatore per neutroni termici oggetto di studio della presente tesi, ha avuto come sua prima fase i test che sono stati svolti in Inghilterra, ai Rutherford Appleton Laboratory, in cui si trova ISIS, una sorgente pulsata di neutroni prodotti per spallazione.

Il metodo per produrre gli alti flussi neutronici in una sorgente di tal genere, prevede prima la accelerazione di protoni e poi, a seguito all'impatto di questi su un opportuno bersaglio, l'emissione di neutroni. Il fascio che abbiamo avuto a disposizione aveva una sezione di 40x40 mm^2 e un flusso di 10^8 neutroni/cm^2/s, misurato con un apparato indipendente dal nostro: INES, uno strumento a diffrazione di Bragg con tubi ad ^3He.

I test sono stati i primi ad essere eseguiti con il rivelatore configurato in modo simile alla sua struttura definitiva; ovvero due dispositivi SiPM, ciascuno dei quali è connesso alle due estremità di una fibra ottica scintillante sulla quale è posto, tramite un apposito sostegno o *"frame"*, un vetrino con deposito superficiale di LiF arricchito con ^6Li.

La struttura definitiva prevede invece di usare una fibra caricata con litio o avente il litio depositato lungo la superficie esterna, in modo tale da avere una maggiore efficienza geometrica per neutroni, nonché evitare le problematiche meccaniche e quelle operative legate all'utilizzo del vetrino convertitore.

I risultati ottenuti, sebbene non siano stati quelli previsti a causa di problematiche in un certo senso indipendenti dal rivelatore stesso, sono comunque incoraggianti sotto alcuni punti di vista e hanno fornito valide indicazioni per lo sviluppo del rivelatore.

3.2 La facility ISIS

Ad ISIS la catena di accelerazione dei protoni comincia con ioni H^-, prodotti da una sorgente a scarica con un frequenza di 50 Hz, che vengono accelerati in sequenza da due acceleratori lineari, un Cockcroft-Walton e un Linac; l'energia raggiunta in questo stadio è 70 MeV.

Prima di entrare in un sincrotrone, il fascio di H^- passa attraverso un foglio di ossido di alluminio da 0.3μm in cui gli elettroni vengono strappati; i protoni così ottenuti vengono iniettati e raccolti nel sincrotrone fino ad un accumulo di 2.5×10^{13} particelle che il sistema di radiofrequenza divide in due pacchetti o "*bunches*" e il campo acceleratore porta fino ad energie di 800 MeV; la larghezza dei bunches è di circa 100 ns e distano tra loro 300 ns.

Il processo viene ripetuto con una frequenza che è ancora quella dettata dalla produzione per scarica dalla sorgente di ioni H^-, ovvero 50 Hz. Il fascio viene poi estratto e fatto incidere su un bersaglio di materiale pesante, nella fattispecie tungsteno, e per ogni protone che collide vengono fuori dal bersaglio in media 15-20 neutroni, ovvero circa $4.5x10^{14}$ neutroni per ciclo di accelerazione [30].

I neutroni prodotti per spallazione appartengono ad un range energetico molto vasto: dalle centinaia di keV alle diverse centinaia di MeV; i primi provengono dalla evaporazione dei nuclei che sono fortemente eccitati nella violenta collisione e sono dunque distribuiti isotropicamente, mentre i secondi vengono emessi per interazione diretta e sono specialmente piccati in avanti.

La targhetta è inserita in un ambiente di moderatori e riflettori che hanno lo scopo di diminuire la energia dei neutroni prodotti e la cui geometria è studiata appositamente per aumentare il flusso di neutroni lenti su ciascuna delle varie linee di fascio disponibili. La figura 3.1 mostra uno schema della zona in cui è allocato il bersaglio, ovvero la "*target station*", e una linea di fascio per i neutroni.

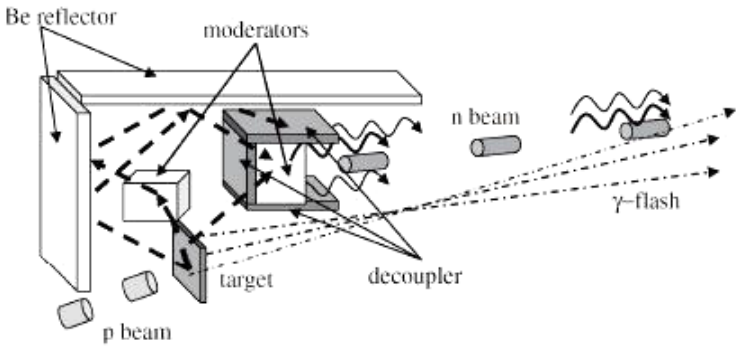

Figura.3.1 Rappresentazione della target station e di una linea di fascio ad ISIS

I moderatori sono idrogeno a temperatura di 20 K, metano a 100 K ed acqua a 300 K, mentre i riflettori sono barre di berillio [30]. La temperatura del moderatore è importante, come si vedrà, per fissare la velocità alla quale i neutroni vengono rallentati. Il vantaggio di una sorgente pulsata come ISIS è quello che, oltre ad avere una intensità di flusso maggiore rispetto ad un reattore, c'è la possibilità di realizzare una selezione degli intervalli energetici dei neutroni grazie ad una misura di tempo di volo su una base fissata. Infatti, sebbene a causa delle diverse storie dei neutroni nel moderatore l'ottima temporizzazione dei pacchetti di protoni perde leggermente qualità, i neutroni termici hanno velocità di circa 2200 m/s ed una base di volo di qualche decina di metri è già sufficiente per una discriminazione tra varie energie.

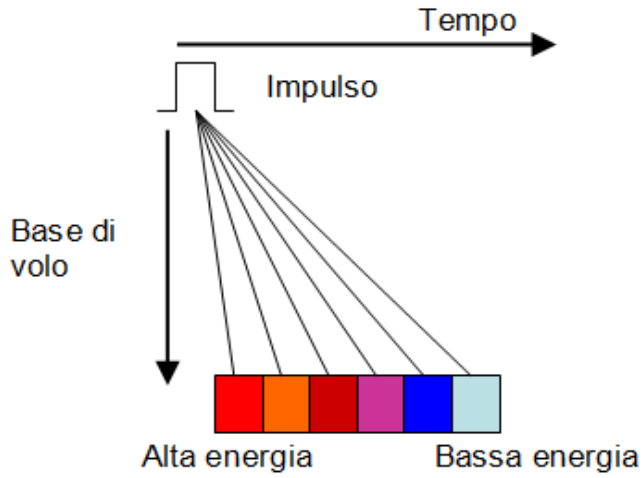

Figura 3.2 Rappresentazione visiva della distribuzione temporale dei neutroni in seguito alla spallazione.

La figura 3.2 mostra uno schema di come i neutroni si distribuiscono nel tempo dopo l'arrivo dei bunches di protoni. Per la sincronizzazione dell'acquisizione dati si è preso come segnale di trigger il riferimento della

RF, opportunamente ritardato per creare finestre temporali entro cui è possibile selezionare i neutroni con l'energia desiderata; i dettagli della logica di acquisizione saranno forniti in seguito.

Chiaramente, associati ai flussi neutronici, sono presenti i gamma provenienti sia dalla diseccitazione dei nuclei del bersaglio sia dalla attivazione indotta dai neutroni dei materiali presenti nella target station. Mente i primi sono abbastanza veloci, nel senso che si esauriscono in un breve intervallo di tempo, i secondi si trovano distribuiti a tutti i tempi, e anche in assenza di fascio dopo l'irraggiamento.

3.3 Il rivelatore

3.3.1 La fibra scintillante

Nello strumento proposto il mezzo sensibile alle particelle da rivelare è rappresentato da uno scintillatore. Nella scelta dello specifico scintillatore da usare per il prototipo, le linee guida sono state quelle seguentemente riportate.

- Lo scintillatore deve possedere la capacità di convertire in luce l'energia cinetica delle particelle incidenti, in modo efficiente e il più linearmente possibile; in particolare la luce deve avere una lunghezza d'onda che ben si accoppia con la PDE dei SiPM utilizzati.

- Poiché l'idea originaria è stata quella di circondare i voluminosi fusti di materiale radioattivo con le fibre scitillanti, queste devono essere trasparenti alla luce della lunghezza d'onda che essi producono o, in altri termin, devono avere una grande lunghezza di attenuazione (ovvero basso auto assorbimento).
- Il tempo di decadimento del segnale indotto dovrebbe essere il più breve possibile, in modo da generare velocemente impulsi luminosi.
- L'indice di rifrazione deve essere tale da massimizzare l'efficienza dell'accoppiamento ottico con il SiPM ed anche favorire l'intrappolamento della luce nel mezzo stesso.
- La capacità di preservare le proprietà caratteristiche anche in ambienti estremi dal punto di vista delle dosi assorbite, in altre parole la robustezza da radiazione.
- La possibilità di maneggiare il materiale, ovvero deve essere meccanicamente resistente, nonché stabile chimicamente.
- L'economicità, nonché la disponibilità sul mercato e/o la velocità ad essere reperito.

A partire dal migliore accordo possibile tra tutte queste motivazioni, lo scintillatore scelto è stato una fibra plastica. I materiali scintillanti plastici, caratterizzati da un anello di benzene nella struttura molecolare, sono composti organici dissolti in una matrice polimerica solida; quello utilizzato nei test del prototipo (non solo in quelli ad ISIS) è il BC408, in cui la base è poliviniltoluene ($C_{10}H_9$). La tabella 3.1 riassume le principali caratteristiche [31]:

Densità	1.032 g/cm^3
Indice di rifrazione	1.58
Luce emessa (relativa ad antracene)	64%
Tempo di salita della risposta	0.9 ns
Tempo di discesa della risposta	2.1 ns
FWHM	2.5 ns
λ di massima emissione	425 nm
Lunghezza di attenuazione	210 cm

Tabella 3.1 Dati tecnici e proprietà rilevanti del BC408

La figura 3.3 mostra invece lo spettro di emissione del BC408 (a) e la sua efficienza di conversione (relativa all'antracene) per varie particelle in funzione dell'energia (b).

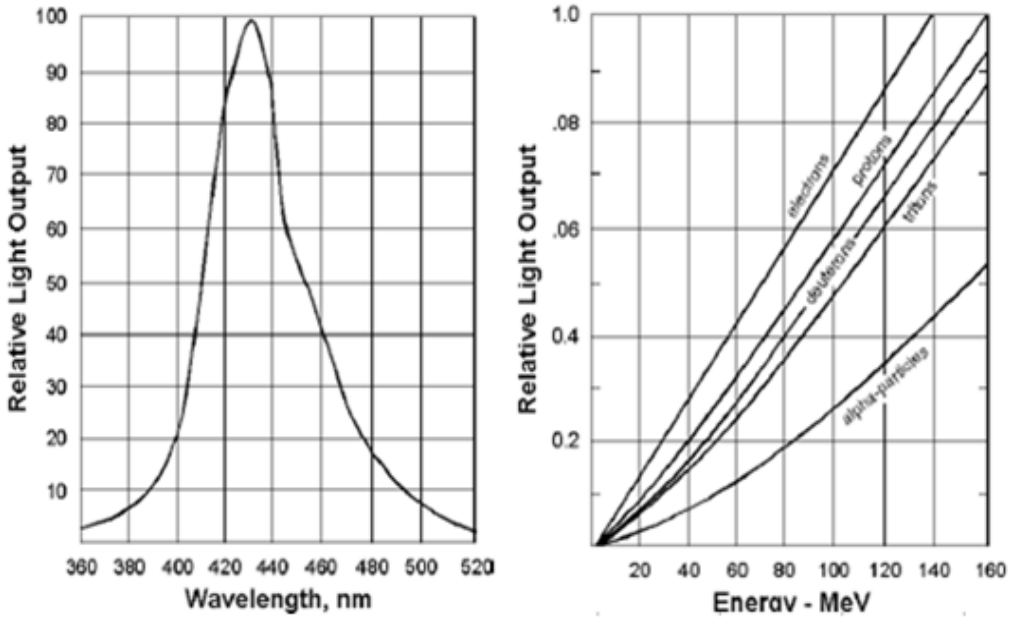

Figura 3.3 Spettro di emissione (a) e risposta in luce (b) del BC408

Si noti come il massimo dell'emissione in luce si abbia per lunghezza d'onda pari a 425 nm, mentre a circa 410 nm l'efficienza di emissione si riduca a metà del valore: questo è da tenere in considerazione ad esempio nel valutare la quantità di fotoni che provengono dalla fibra e che danno segnale nel SiPM, in cui la PDE è massima proprio a 410 nm, come è indicato nel capitolo precedente. Inoltre in figura 3.3b è possibile vedere come a basse energie, per particelle più pesanti dei protoni, la risposta in luce non sembri avere un andamento lineare con l'energia ("*quenching*") e come, inoltre, sia di difficile valutazione.

La particolare fibra utilizzata ha un diametro di 1mm, il cui 4% è rappresentato da un rivestimento di protezione o "*cladding*" in polimetilmetacrilato (PMMA), la cui formula bruta è $(C_5O_2H_8)_n$, ed il restante è rappresentato dal "*core*" scintillante.

La sezione della fibra e quella totale del SiPM vengono così a coincidere, ottimizzando la geometria dell'accoppiamento ottico tra i due; tuttavia questa parte rappresenta forse il limite più grosso del rivelatore in quanto meccanicamente è stato piuttosto complicato mantenere la fibra nella posizione opportuna sul dispositivo. Per risolvere il problema, sebbene in maniera parziale, sono state realizzate delle capsule apposite per fissare la fibra sul SiPM ed inoltre è stato posto tra le due superfici un grasso ottico per facilitare il passaggio della luce.

3.3.2 Il convertitore

Sulla base delle considerazioni relative alle reazioni di conversione enunciate nel primo capitolo è stata scelto come convertitore il ^{6}Li e la reazione:

$$n+{}^{6}Li \rightarrow \alpha + t + 4.78\ MeV$$

La sezione d'urto, il cui andamento è già riportato in figura 1.1 insieme a quelle relative al ^{10}B e all' ^{3}He, viene riproposta qui per comodità in figura 3.4:

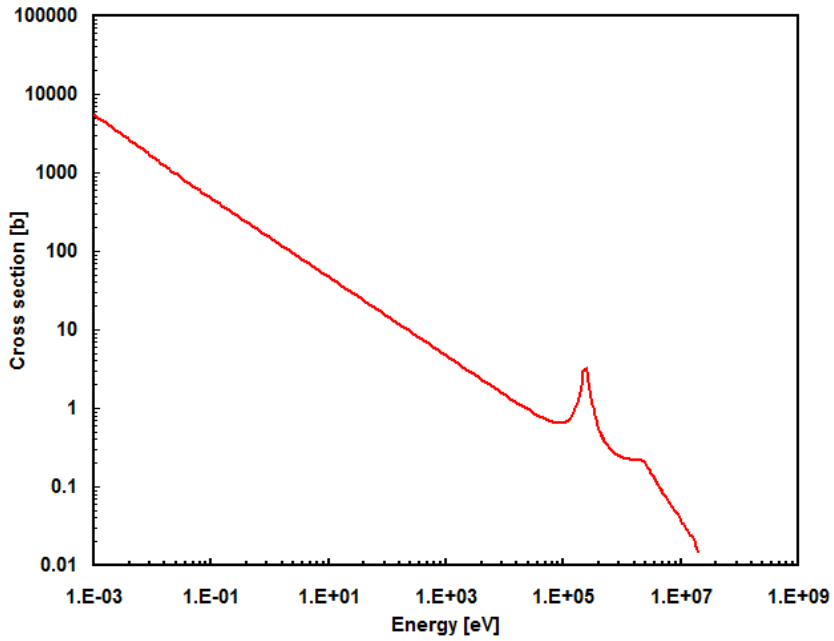

Figura 3.4 Sezione d'urto della reazione n(^{6}Li,α)t su tutto il range energetico.

Assumendo che il neutrone che innesca la reazione sia termico, il che implica oltretutto che i prodotti siano emessi in direzioni opposte, la cinematica della reazione si scrive come:

$$E_t + E_\alpha = 4.78\ MeV \qquad \text{(eq. 3.1)}$$

$$m_t v_t = m_\alpha v_\alpha \qquad \text{(eq. 3.2)}$$

Risolvendo le due equazioni dopo aver sostituto alla velocità la sua espressione in funzione della energia, si ottiene un valore per l'energia cinetica del trizio che è pari a 2.73 MeV e per la particella alfa pari a 2.05 MeV. Il campione utilizzato per la conversione è mostrato in figura 3.5:

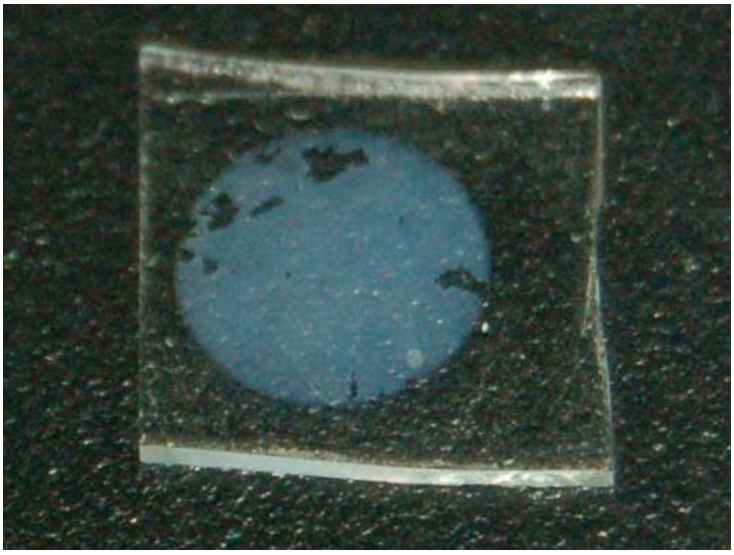

Figura 3.5 Foto ingrandita del convertitore a disposizione.

consiste in uno strato circolare di raggio 0,5 cm e spessore 3 μm di fluoruro di litio (LiF) depositato sulla superficie di un vetrino spesso circa 0.1 cm; poiché è l'isotopo ^{6}Li ad avere la sezione d'urto pari a 940 barns per i neutroni termici, il deposito è arricchito con tale isotopo al 96%.

3.3.3 La fisica del rivelatore

Il rivelatore è in linea di principio un sensore in grado di contare il numero di neutroni rivelando gli eventi di scintillazione indotti nella fibra dal trizio (e sotto certe condizioni anche dalla particella alfa), nonché la posizione. La schematizzazione del rivelatore è mostrata in figura 3.6:

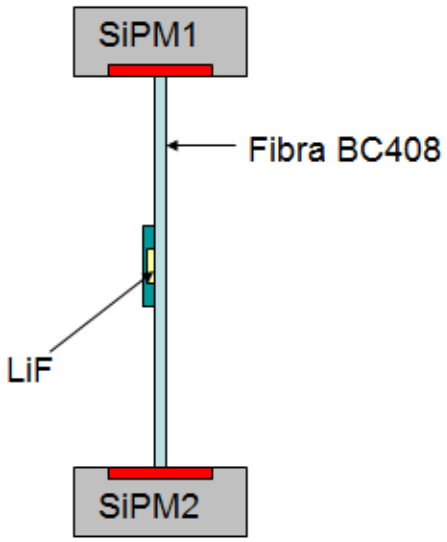

Figura 3.6 Schematizzazione del rivelatore.

In queste condizioni, quando il trizio da 2.73 MeV e l'alfa da 2.05 MeV sono emessi nella reazione, hanno una probabilità di colpire la fibra non elevata a causa della piccola frazione di angolo solido coperto dalla fibra in tale configurazione. Le particelle rilasciano parte della loro energia nello strato inerte che ricopre la fibra, mentre l'energia residua viene convertita in luce, in base all'efficienza caratteristica del BC408.

In linea di principio questo permetterebbe di ottenere un segnale del trizio che si separa nettamente dal fondo degli X o γ, in quanto questi

interagiscono con la fibra principalmente per effetto Compton, rilasciando solo qualche centinaio di keV nella maggior parte dei casi [32].

Nella configurazione del rivelatore utilizzata ad ISIS, il contributo apportato dalle alfa è invece nullo ai fini della rivelazione dei neutroni, in quanto vengono fermate dallo strato inerte.

I fotoni prodotti per decadimento degli stati molecolari eccitati dalla radiazione incidente, sono emessi isotropicamente. E' possibile stimare quale è la percentuale di quelli prodotti che vengono raccolti alle estremità: in generale i fenomeni che causano perdite notevoli di fotoni sono l'auto-assorbimento e la perdita alla superficie tra dovuta alla rifrazione.

La tabella 3.1 mostra che il primo dei due effetti non è importante finché la lunghezza della fibra rimane dell'ordine del paio di metri. Per quanto riguarda il secondo, noto l'indice di rifrazione del PMMA che è n_1=1.49, è possibile calcolare la frazione di fotoni che raggiungono le estremità dalla equazione 3.3 [11]:

$$F = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) \qquad \text{(eq. 3.3)}$$

dove F è la frazione desiderata, ed n_1 ed n_2 sono rispettivamente gli indici di rifrazione del cladding e del core della fibra. Sostituendo nell'equazione 3.3 i valori noti si ottiene per F un valore pari 0.029, ovvero circa il 3% dei fotoni emessi sono intrappolati e raggiungono le estremità della fibra. Qui incontrano prima il grasso ottico che ha un indice di

rifrazione pressoché simile a quello del core, e dunque la trasmissione è totale, ed infine la superficie del SiPM che è opacizzata.

La quantità di carica raccolta è così una misura della energia rilasciata, nei limiti indicati dalla figura 3.3b.

La capacità di leggere i segnali da entrambi i lati della fibra permette la misura anche della posizione di un evento, con una precisione da valutare. Infatti, essendo veloce la risposta del plastico (nella tabella 3.1 è indicato un valore totale di durata per il segnale di circa 3 ns), è possibile ottenere con un sistema di coincidenze i tempi di arrivo del segnale alle due estremità, ed effettuando la semidifferenza tra tali due tempi si può risalire al punto di accadimento dell'evento. Infatti ci sarà una piccola differenza tra i tempi di arrivo del segnale alle due estremità, differenza che è tanto più grande quanto più è distante l'evento dal centro della fibra.

La risoluzione nella misura in posizione può essere valutata sapendo che la larghezza a metà altezza (FWHM) della risposta dello scintillatore è circa 2.5 ns; poiché l'indice di rifrazione è pari a 1.58, la luce viaggia nella fibra a 18.9 cm/ns. Assumendo che la forma del segnale sia gaussiana ed essendo la deviazione standard σ=FWHM/2.35, si calcola che questa è pari a 1.1 ns. Costruendo a partire da σ l'errore per la semidifferenza dei tempi, moltiplicando tale valore per la velocità della luce nella fibra si ottiene una indeterminazione sulla coordinata che è circa $\pm$ 20 cm. La figura 3.7 mostra uno spettro ottenuto posizionando una sorgente di ^{60}Co a contatto con una fibra lunga 2.40 m, in tre posizioni: differenti, a sinistra a destra e al centro [33].

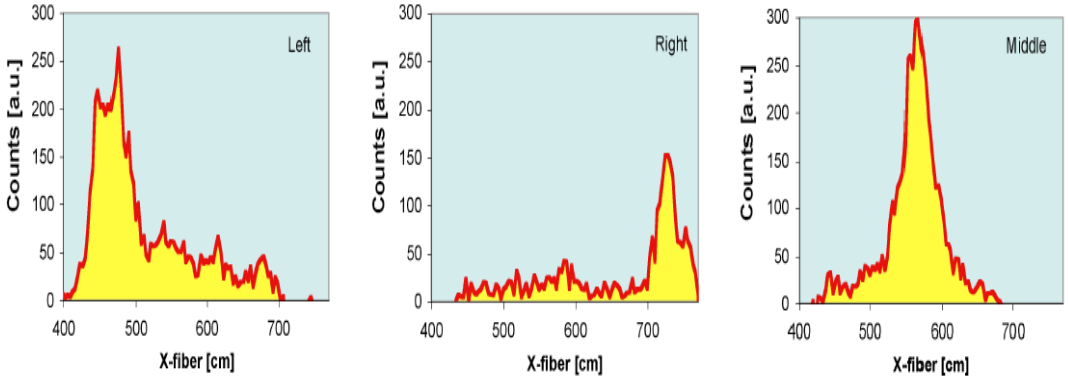

Figura 3.7 Esempio di risoluzione spaziale del rivelatore.

L'indeterminazione sulla coordinata non è certo trascurabile, ma non è una grossa limitazione in vista del monitoraggio di un fusto radioattivo; infatti l'intento è quello di effettuare una griglia 2D di fibre con la quale effettuare una mappatura del fusto.

3.4 L'esperimento

3.4.1 Le misure

Nell'arco di tempo in cui si è avuto a disposizione la linea di fascio per testare il rivelatore (in contemporanea con un altro esperimento indipendente), sono state effettuate diversi "*run*" di misura, in configurazioni sperimentali diverse in modo da permettere il linea di principio di poter confrontare le risposte del rivelatore.

A tale proposito si è usato per l'acquisizione una logica del tipo di quella indicata in figura 3.8:

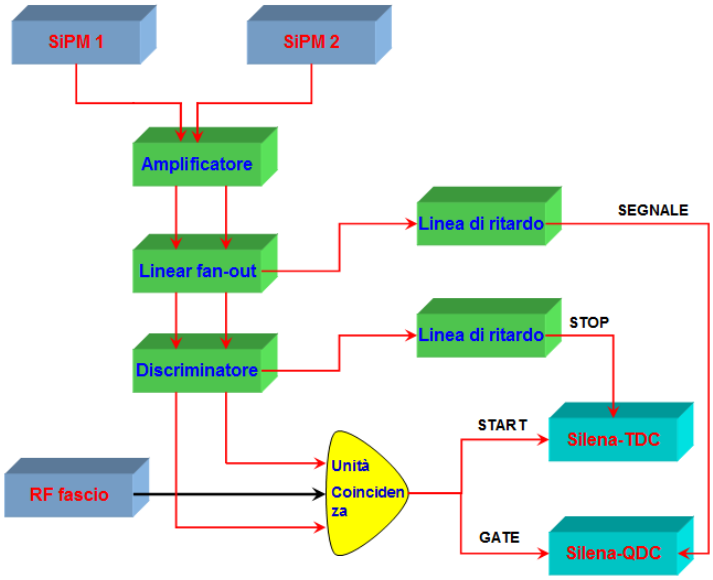

Figura 3.8 Schema indicativo della logica elettronica utilizzata ad ISIS.

L'avvio dell'acquisizione dei dati è dato dalla coincidenza tripla tra i segnali provenienti dai due SiPM e il segnale della radiofrequenza del fascio, opportunamente ritardato e allargato, in modo tale, ricordando la figura 3.2, da selezionare solo certi intervalli energetici di neutroni. Nella linea di fascio a disposizione, la base di volo lunga era lunga 23.85 m, implicando dunque ritardi per il trigger dell'acquisizione in un range che andavano dalle centinaia di nanosecondi a qualche microsecondo, con le relative durate che variavano nello stesso ordine. Ciò ha permesso di selezionare neutroni con energie che variano su dieci ordini di grandezza, dalle decine di MeV ai pochi meV.

N° run	Ritardo trigger	Durata trigger	Energia selezionata
1	3ms	13 .6 ms	330 meV - 11 meV
2	3 ms	13.6 ms	330 meV - 11 meV
3	200 μs	13.6 ms	74 eV - 16 meV
4	0.5 μs	13.6 ms	12 MeV – 16 meV
5	0.25 μs	13.6 ms	47 MeV - 16 meV
6	0.2 μs	300 μs	74 MeV – 33 eV
7	5 ms	14 ms	119 meV - 8 meV
8	3 ms	16 ms	330 meV - 8 meV
9	3 ms	16 ms	330 meV - 8 meV
10	3 ms	16 ms	330 meV - 8 meV
11	0.2 ms	30 μs	74 meV - 56 meV
12	0.4 ms	30 μs	18 eV - 16 eV
13	0.4 ms	30 μs	18 eV - 16 eV
14	5 ms	14 ms	119 meV - 8 meV
15	5 ms	14 ms	119 meV - 8 meV
16	5 ms	14 ms	119 meV - 8 meV

Tabella 3.2 Elenco dei run di misure effettuate e delle energie selezionate per i neutroni.

La tabella 3.2 mostra un sommario dei vari run di misure effettuate con il relativo trigger e la energia selezionata.

La relazione analitica tra il ritardo da imporre al trigger per l'acquisizione, o la sua durata, e l'energia dei neutroni da selezionare si ricava invertendo l'espressione dell'energia cinetica dei neutroni, ovvero:

$$t = \sqrt{\frac{mL^2}{2E}} \qquad \text{(eq.3.4)}$$

In cui t è il tempo di ritardo, m ed E rispettivamente la massa e l'energia cinetica del neutrone ed L è la base di volo.

Le differenze trai i sedici run non si sono limitate solo al range energetico. Nel corso dell'esperimento non è stato possibile evidenziare il segnale delle particelle cariche indotte dai neutroni rispetto al fondo gamma. Questo ha avuto essenzialmente due motivazioni. La prima è che il trizio penetra nella fibra con una energia che in funzione del punto e dell'angolo di emissione dalla superficie del vetrino convertitore, varia da un massimo di 2 MeV (sulla base di calcoli che prendono in considerazione la perdita di energia per ionizzazione) fino a zero; la particella alfa invece non raggiunge mai il core della fibra di 1mm di diametro, ma viene fermata nei 20 μm di rivestimento inerte. La seconda è che la sala sperimentale in cui si sono svolte le misure è predisposta per l'utilizzo di apparati rivelatori perlopiù insensibili ai gamma; dunque non è limitato in essa l'utilizzo di materiali con alta probabilità di attivazione da parte dei neutroni, come l'antimonio che era presente nel "*beam stopper*", il boro o il rame. A questo

fondo va inoltre aggiunto la quantità di gamma che proviene dalle reazioni nel bersaglio.

Alla luce di queste osservazioni, si sono effettuati run con il vetrino convertitore e senza, in modo da realizzare un confronto "*off line*" tra i due spettri acquisiti separatamente. Inoltre si sono effettuate misure con due fibre di lunghezza diversa: una era lunga 240 cm e l'altra 8 cm. Questo è stato fatto per diminuire l'efficienza geometrica del rivelatore per i gamma che giungono su tutto il volume della fibra, lasciando inalterata quella per il trizio. La figura 3.9 mostra la configurazione con fibra lunga (a) e quella con fibra corta (b):

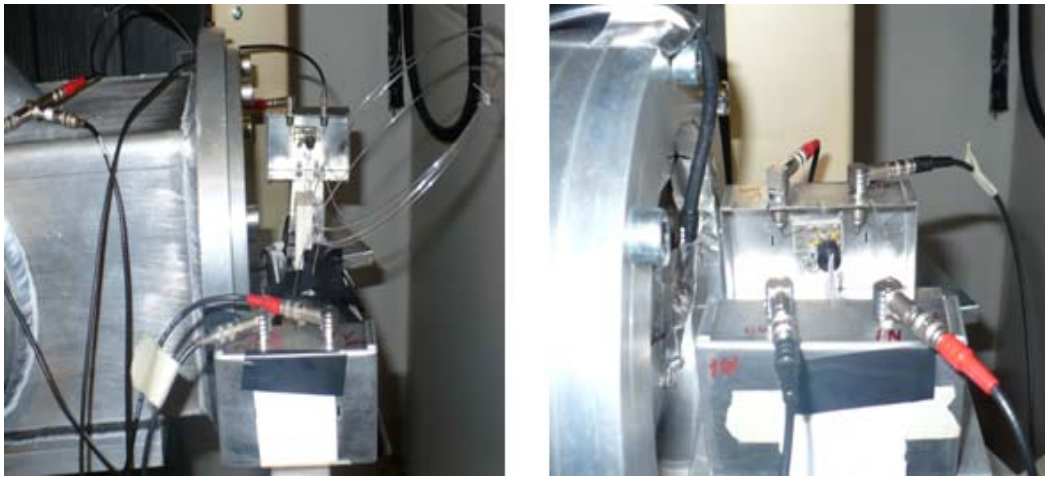

Figura 3.9 La configurazione con la fibra lunga e avvolta (a) e quella con la fibra corta (b) tra i due SiPM (nascosti dalle capsule di accoppiamento con la fibra).

Infine un altro tipo di accorgimento che è stato preso in alcuni run per limitare la quantità di gamma è stato quello di piazzare tra il beam stopper ed il rivelatore un blocco di piombo dello spessore di 5 cm.

3.4.2 Analisi dati e risultati

Per quanto concerne l'analisi dell'energia rilasciata, si è ritenuto di effettuare una media geometrica dei valori integrati da ciascun QDC in modo tale da minimizzare i possibili piccoli errori nel conteggio dei fotoni in arrivo a ciascuna estremità della fibra; errori imputabili sia al fatto che i fotoni prodotti per scintillazione vivono poi storie diverse nel percorrere la fibra sia a possibili differenze nella risposta del SiPM.

Per quanto riguarda l'analisi in posizione, realmente efficace (si ricordino le considerazioni fatte sulla risoluzione spaziale dell'apparato) solo nella configurazione in fibra lunga, si è effettuata la semidifferenza dei tempi di arrivo ai SiPM dei due segnali relativi ad ogni singolo evento. Analiticamente ciò è equivalso ad eseguire l'operazione:

$$x = v_g \frac{t_1 - t_2}{2} \qquad \text{(eq. 3.5)}$$

Dove x è la coordinata, t_1 e t_2 sono i tempi di arrivo ai sensori dei segnali dallo stesso evento, v_g è la velocità di gruppo dei fotoni nella fibra.

Detto dell'impossibilità di evidenziare il segnale dal trizio, la figura 3.10 mostra gli spettri proporzionali all'energia rilasciata ottenuti nelle medesime condizioni fuorché la presenza del convertitore; in particolare la figura è riferita ai run 1 e 2.

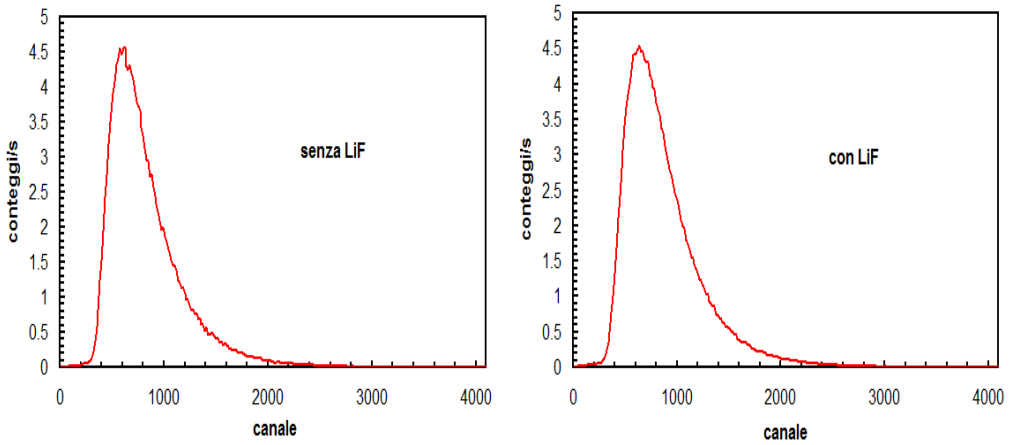

Figura 3.10 Spettri energetici senza convertitore (a) e con il convertitore (b). La barra d'errore giace all'interno della linea.

Gli spettri, normalizzati al tempo di acquisizione, non solo non mostrano nessuna differenza macroscopica come è possibile vedere in figura, ma anche effettuando una differenza tra le due curve tale quantità è sempre uguale nulla all'interno dell'errore sperimentale. Questa situazione si è verificata in tutti i casi in cui si è effettuato il confronto tra una misura in cui era presente il convertitore e una in cui questo non c'era. Ad esempio dal confronto tra i run 14 e 15 in cui sono selezionati ancora i neutroni termici, si sono ottenuti i due spettri mostrati nella figura 3.11.

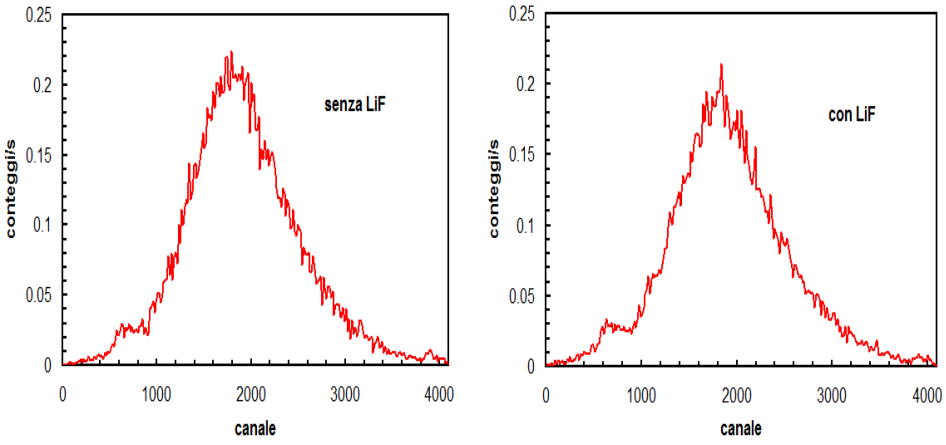

Figura 3.11 Spettri energetici senza convertitore (a) e con il convertitore (b). La barra d'errore giace all'interno della linea.

Gli spettri in questione hanno forma diversa rispetto a quelli mostrati in figura 3.10 e questo è dovuto essenzialmente al fatto che la fibra in questo caso era lunga pochi centimetri, e soprattutto al fatto che le soglie per discriminare i segnali provenienti dai SiPM erano state aumentate del 50% del loro valore iniziale, a causa dell'aumento del rumore nei dispositivi. Tale aumento del rumore potrebbe anche essere causato dal danneggiamento da radiazione del dispositivo: come si è già avuto modo di dire, i flussi neutronici, e non solo, erano notevolmente intensi.

Al fine di evidenziare eventuali differenze non visibili dal confronto visivo, si è anche effettuata la differenza tra i due spettri in figura. La figura 3.12 mostra tale differenza, ottenuta sottraendo, canale per canale, ai conteggi ottenuti senza il convertitore quelli ottenuti con il convertitore.

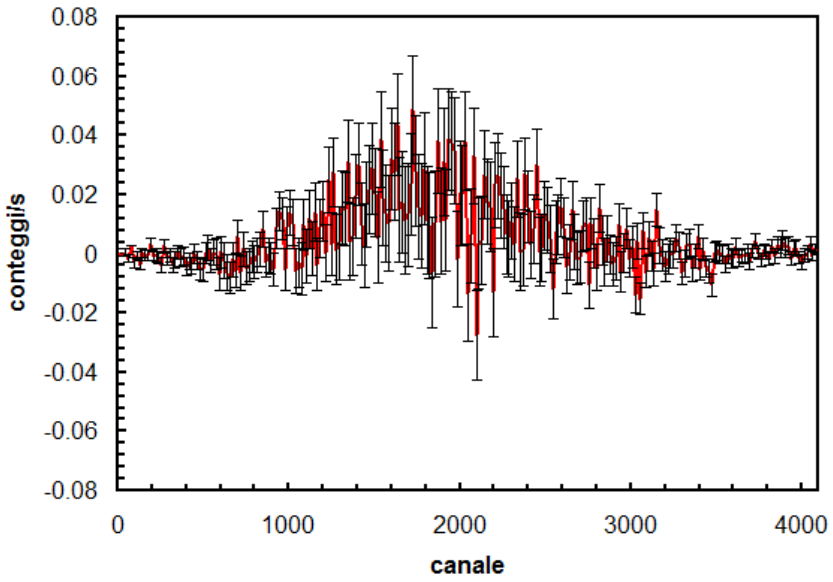

Figura 3.12 La differenza tra i due spettri mostrati nella figura precedente; lo spettro con il convertitore è il sottraendo.

Si evidenzia come in assenza del convertitore si contino tendenzialmente più eventi.

L’analisi degli spettro relativo alla posizione ha evidenziato invece qualcosa di interessante, sebbene non sia strettamente legato alla rivelazione dei neutroni. In ognuno dei run con la configurazione in fibra lunga si è osservata nello spettro della semidifferenza dei tempi di arrivo una struttura a quattro picchi come quella della figura 3.13

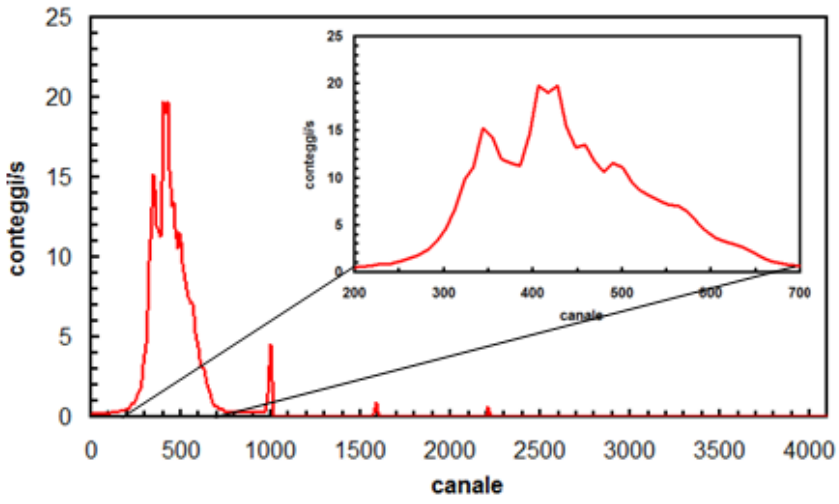

Figura 3.13 Spettro della semidifferenza dei tempi, ovvero la quantità proporzionale alla posizione dell’evento nella fibra.

Fittando con quattro gaussiane i picchi mostrati e convertendo le distanza in canali tra i centroidi in distanze in tempo (previa taratura del TDC: 0.046 ps/canale), si ottiene:

Centroidi	Distanza (canali)	Distanza (cm)
1-2	56	48
2-3	56	48
3-4	41	36

Tabella 3.3 Elenco delle distanze tra i centroidi e relativa equivalenza in centimetri.

Inoltre tale struttura si è presentata solo fintanto che è stato usato per fissare il vetrino convertitore il frame in policloruro di vinile (PVC), ovvero i primi sei run. Ciò è dovuto al fatto che il cloro è stato attivato dall'intenso flusso neutronico e la sua emissione di radiazione isotropa ha colpito la fibra nei quattro avvolgimenti immediatamente vicini (fig. 3.9a), generando segnali per lo più da quella zona della fibra. Tale questione, di per se ulteriormente limitante per la rivelazione dei neutroni, ha tuttavia confermato le considerazioni sulla risoluzione in posizione, dal momento che gli avvolgimenti della fibra avevano diametro delle dimensioni effettivamente calcolate in tabella 3.3, all'interno dell'errore che, si ricorda, è pari venti centimetri.

Il frame in PVC è comunque poi stato rimosso ma non è stato comunque possibile evidenziare i segnali dal trizio.

L'analisi ha inoltra mostrato come l'introduzione del blocco di piombo tra il beam stopper ed il rivelatore, al fine di assorbire gli eventuali gamma provenienti dallo stopper non ha migliorato la qualità delle misure, ma anzi le ha peggiorate in quanto, è stato scoperto in seguito, essere composto anche da bismuto che è facilmente attivato dai neutroni. Ciò si è visto negli spettri dal momento che il tasso di conteggi in presenza del piombo era notevolmente più alto.

Nel passare alla configurazione in fibra corta si è innestato un nuovo meccanismo a qualunque range energetico, a prescindere dalla presenza del convertitore e del piombo. La figura 3.14 mostra uno spettro in energia:

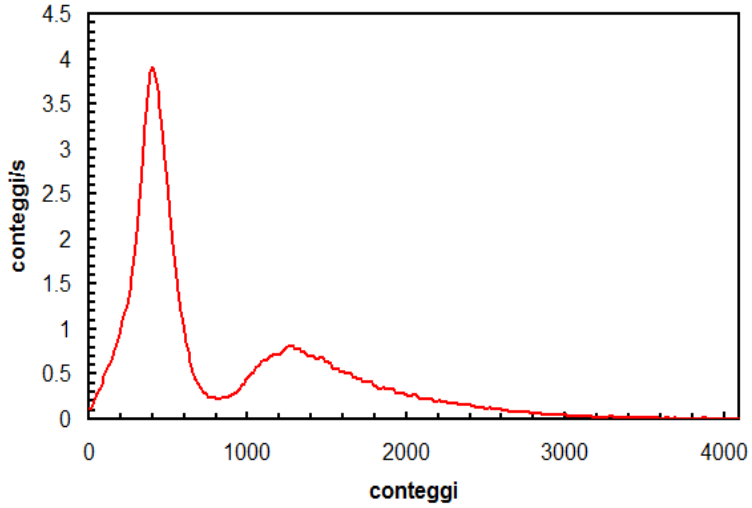

Figura 3.18 Spettro in energia ottenuto con la fibra corta.

Il doppio picco non rappresenta la rivelazione di un'altra categorie di particelle ma è piuttosto un effetto chiamato cross-talk ottico lungo la fibra: consiste nel fatto che la luce prodotta quando arriva alla superficie opacizzata del SiPM viene in larga parte trasmessa ed in piccola parte riflessa indietro fino a raggiungere (date le piccole dimensioni della fibra) l'altra estremità dove può andare incontro allo stesso fenomeno.

Chiaramente nella configurazione in fibra lunga ciò è molto meno evidente o semplicemente assente, perché la lunghezza di attenuazione riduce notevolmente la quantità di luce "palleggiata" tra le due estremità. Infatti la luce si attenua con la legge esponenziale mostrata in equazione 3.6:

$$I(x) = I_0 e^{-Lx} \qquad \text{(eq 3.6)}$$

Dove I(x) è la quantità di luce a distanza x dal punto in cui è stata emessa, I_0 è la quantità originariamente emessa ed L è la lunghezza di attenuazione tipica della fibra scintillante, che per il BC408 è 2.10 m.

A causa del cross-talk lungo la fibra, col trascorrere del tempo, si è andato misurando un rate di conteggi in aumento e questo ha indotto ad aumentare ulteriormente le soglie per l'acquisizione. Inoltre anche il danneggiamento da radiazione può aver avuto parte in questa situazione, ma ciò è ancora da valutare e non è stato possibile reperire referenze adeguatamente esaustive al riguardo.

Tuttavia il fenomeno del cross talk lungo la fibra può essere notevolmente ridotto o escluso con una analisi dati effettuata selezionando eventi che provengono dal centro della fibra, in virtù di vincoli posti sugli spettri relativi alla posizione.

Ciò, come si vedrà, è quanto stato fatto sugli spettri acquisiti nei test svolti seguentemente a Catania, ai Laboratori Nazionali del Sud.

Dalla situazione descritta fin'ora si è notato come le condizioni di misura siano spesso variate, forzatamente o meno, durante tutta la campagna di misure.

Un confronto generale tra tutti run non è allora possibile, ma è possibile invece tra alcune misure eseguite a parità di condizioni al contorno come soglie, presenza del vetrino e del piombo, lunghezza della fibra. Ad ogni modo nessun risultato rilevante è stato ottenuto.

3.5 Conclusioni

I test con la sorgente pulsata non hanno certo dato un esito favorevole in termini di efficienza del rivelatore, ma hanno fornito comunque valide indicazioni sullo sviluppo del prototipo. Inoltre alla luce delle condizioni al contorno, è piuttosto chiaro perché non si sia riusciti ad evidenziare i segnali indotti dai neutroni termici: la grande quantità di coincidenze indotte dai gamma e dal cross-talk avveniva con un rate molto superiore rispetto a quello dei neutroni, impedendo una chiara discriminazione di questi ultimi.

Capitolo 4

I test con il rivelatore di riferimento

4.1 Introduzione

Il passo successivo ai test con la sorgente a spallazione, è stato quello di effettuare test con una sorgente di neutroni da laboratorio; i test sono stati effettuati ai Laboratori Nazionali del Sud, nella sala sperimentale MEDEA.

Le sorgenti di neutroni da laboratorio hanno spettri ampi e piccati soprattutto ad energie dell'ordine dei pochi MeV e a causa della bassa efficienza geometrica del rivelatore da sviluppare, al fine di aumentare il numero di eventi rivelabili, è stato necessario realizzare un sistema di moderazione in paraffina e polietilene; ciò, come si vedrà, ha permesso di aumentare sensibilmente la quantità di neutroni termici per i quali la sezione d'urto della reazione con il ^{6}Li è più significativa.

Inoltre, al fine di verificare l'effettiva esistenza del fluoruro di litio e della buona riuscita del suo arricchimento con ^{6}Li, nonché di "caratterizzare" l'apparato per la moderazione, sono state effettuate varie misure con un rivelatore al silicio di superficie pari a 0.25 cm^2 su cui è stato sovrapposto il vetrino convertitore (in una configurazione come quella descritta nel capitolo 1 a proposito dei rivelatori a stato solido).

I risultati ottenuti hanno fornito indicazioni rassicuranti sul fatto che il vetrino convertitore avesse un'efficienza pari a quella attesa.

Prima di passare ai test del prototipo del rivelatore in una configurazione molto simile a quella utilizzata ad ISIS, al fine di passare gradualmente dal rivelatore a stato solido a quello a scintillazione, si sono effettuate misure con uno scintillatore plastico con caratteristiche molto simili al BC408.

4.2 L'apparato sperimentale

4.2.1 La sorgente di neutroni

Tra i più diffusi tipi di sorgenti neutroniche da laboratorio, vi sono quelle che sfruttano le reazioni (γ,n), la fissione e la (α,n). La sorgente utilizzata nei test appartiene a quest'ultimo gruppo e precisamente è una sorgente composta da americio che funge da emettitore alfa, e da berillio, con il quale tali particelle alfa interagiscono dando luogo alla produzione di neutroni. L'isotopo stabile del berillio, il ^{9}Be, ha un neutrone debolmente legato (energia di legame pari a 1.7 MeV) che può essere facilmente scatterato quando una particella alfa da 5-6 MeV incide sul nucleo con la reazione:

$$\alpha + {}^{9}Be \rightarrow {}^{12}C^{*} + n$$

Mentre il decadimento del carbonio dal suo stato eccitato genera radiazione gamma monoenergetica da 4.44 MeV, i neutroni vengono emessi con uno spettro continuo, mostrato in figura 4.1, [34]:

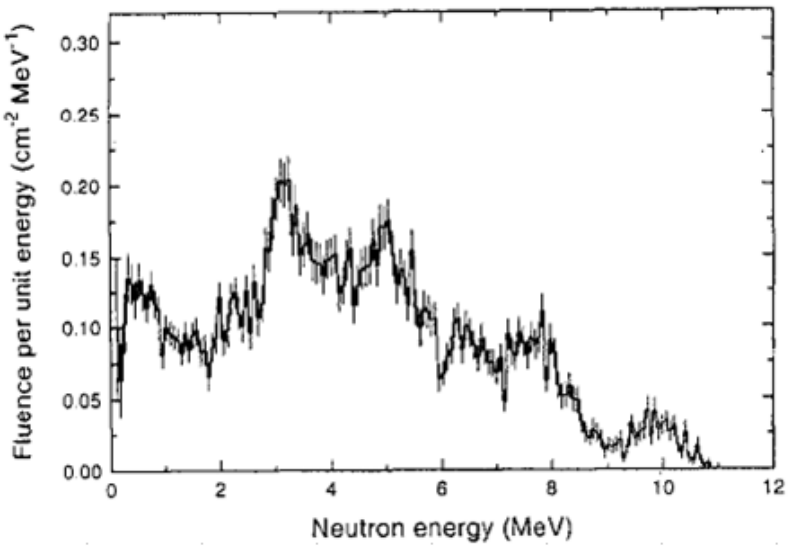

Figura 4.1 Spettro energetico di una sorgente di neutroni del tipo Am-Be

Lo spettro continuo dei neutroni ha diverse motivazioni, che risiedono principalmente nella cinematica della reazione:

- Le particelle alfa rallentano nei materiali con cui è composta la sorgente stessa.
- I nuclei di berillio sono colpiti da tutte le direzioni
- La direzione stessa di emissione dei neutroni rispetto alle alfa sono molteplici.

In generale le energie più probabili per i neutroni sono dell'ordine dei 3-5 MeV, e non si estendono mai oltre i 12 MeV.

Il vantaggio di usare una sorgente di Am-Be relativamente alle altre sorgenti citate, è quello di avere una quantità di radiazione gamma emessa

più bassa (principalmente i gamma da 4.44 MeV dal carbonio appunto e gli X da 59 KeV circa dall'americio) e una resa di neutroni per particelle alfa incidenti più elevata, circa 65 neutroni emessi al secondo per MBq di attività dell' ^{241}Am. Inoltre la lunga vita media dell'americio, circa 458 anni, rende tale resa costante nel tempo.

Nella fattispecie, l'attività dell'americio a disposizione per i test è 1.18 GBq, per una resa della sorgente Am-Be pari a 7.8×10^4 neutroni/s.

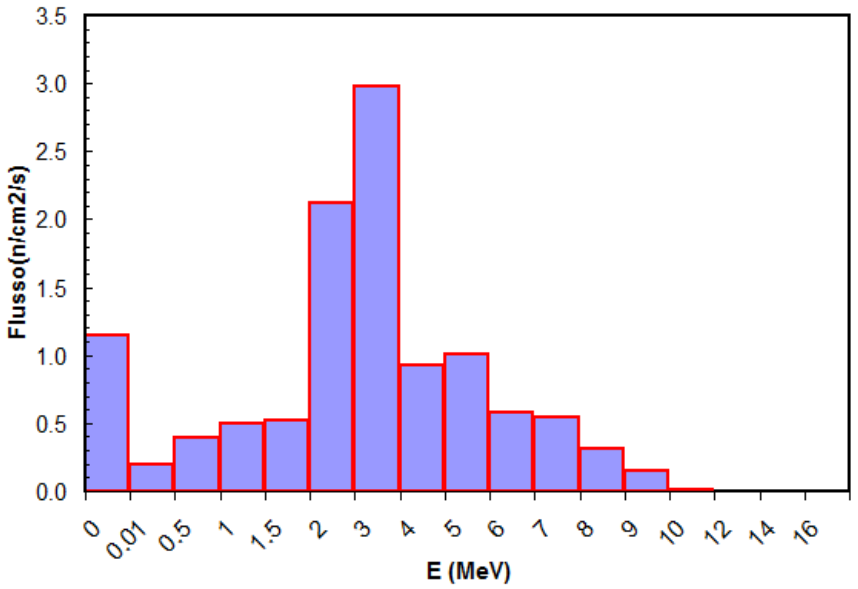

Figura 4.2 Flusso di neutroni dalla sorgente utilizzata nei test.

Prima di cominciare i test, una misura del flusso della sorgente è stata effettuata con un rivelatore assemblato con tubi di ^{3}He ed uno scintillatore liquido, posto a 20 cm dalla sorgente, figura 4.2. Si nota come solo parzialmente l'andamento sia simile a quello mostrato in figura 4.1; le differenze sono dovute principalmente alla differenti capacità risolutive dei due dispositivi che alterano la rappresentazione visiva, nonché alla

risoluzione degli stessi: l'errore nella stima dei flussi neutronici per lo spettrometro utilizzato è del 15% circa.

Inoltre lo spettro in figura 4.2 è stato acquisito posizionando la sorgente vicino una parete e questo ha sicuramente contribuito a spostare verso energie più basse i flussi neutronici.

A causa della bassa risoluzione lo spettrometro è utilizzato solo per il monitoraggio delle radiazioni, nondimeno le informazioni da esso ricavate hanno fornito una utile stima per il calcolo del flusso di neutroni all'interno del moderatore realizzato. Come si vedrà infatti la stessa misura è stata eseguita all'interno del moderatore.

4.2.2 Il moderatore e la sua fisica di base

La sezione d'urto tra i neutroni ed il ^{6}Li mostrata in figura 3.4 presenta un certa rilevanza entro un range energetico abbastanza limitato, di fatto a 100 eV ha valore di appena 15 barn (a fronte dei 1000 barn a 0.025 eV). Di contro, lo spettro mostrato in figura 4.2 evidenzia come il flusso di neutroni emessi dalla sorgente con energia inferiore a 10 keV sia molto basso.

A tale proposito è stato allora costruito uno strumento il cui fine è stato quello di "rallentare" i neutroni, in modo tale da aumentare il numero di neutroni di bassa energia, ovvero entro l'intervallo di energia di massima sezione d'urto. Il processo di rallentamento dei neutroni è detto moderazione e può essere descritto a partire dalle leggi di meccanica classica.

Il principale fenomeno responsabile della moderazione dei neutroni è lo scattering elastico con i nuclei del mezzo che attraversano. Se A è il numero

di massa del mezzo attraversato, le leggi di conservazione impongono tra l'energia dei neutroni prima dell'urto E e quella dopo l'urto E' la relazione:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2} \qquad \text{(eq. 4.1)}$$

Dove θ è l'angolo di scattering nel sistema del centro di massa, ma E ed E' sono invece misurate nel sistema del laboratorio; per θ pari a 180° si ha la massima energia persa per il neutrone nella collisione:

$$\frac{E'}{E} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} = \alpha \qquad \text{(eq. 4.2)}$$

mentre per θ pari a 0° non c'è nessun trasferimento di energia. Allora in generale l'energia del neutrone scatterato assume valore compreso tra αE ed E; il valore di α è compreso chiaramente tra 0 e 1, essendo 0 per l'idrogeno ed 1 per i nuclei molto pesanti.

Per neutroni con energia fino a 10-15 MeV, lo scattering e' principalmente in onda s e quindi, nel sistema del centro di massa, isotropico, ovvero indipendente da θ. Dalla equazione 4.1 inoltre si vede che c'e' una relazione univoca tra E' e l'angolo θ, per cui:

$$p(\theta)d\theta = \frac{2\pi\ sen\theta\ d\theta}{4\pi} = -p(E')dE' \qquad \text{(eq. 4.3)}$$

In cui p(θ) e p(E') sono la distribuzione angolare ed energetica dei neutroni. Il segno "-" tiene in considerazione il fatto che al crescere dell'angolo l'energia del neutrone scatterato diminuisce. Ma allora non solo

tutti gli angoli sono equiprobabili, ma anche tutte le energie comprese nell'intervallo prima indicato lo sono; infatti derivando l'equazione 4.1 rispetto a θ e sostituendo nella 4.3, si ottiene la distribuzione delle energie dei neutroni dopo uno scattering:

$$p(E')dE' = \frac{dE'}{(1-\alpha)E} \qquad \text{(eq. 4.4)}$$

Stando la 4.4, se un fascio monoenergetico di neutroni incide su un materiale, dopo ogni urto la distribuzione dell'energia per i neutroni del fascio sarà quella mostrata in figura 4.3a. Dopo un singolo urto il fascio non è più monoenergetico e poiché il processo si ripete, si può visualizzare cosa accade al seguente passo, dividendo in intervalli ΔE la distribuzione ottenuta e ricalcolando le equazioni 4.1-4.4 per ciascuno di essi, ottenendo la distribuzione indicata in figura 4.3b, in cui la linea tratteggiata rappresenta la somma di tutti i contributi.

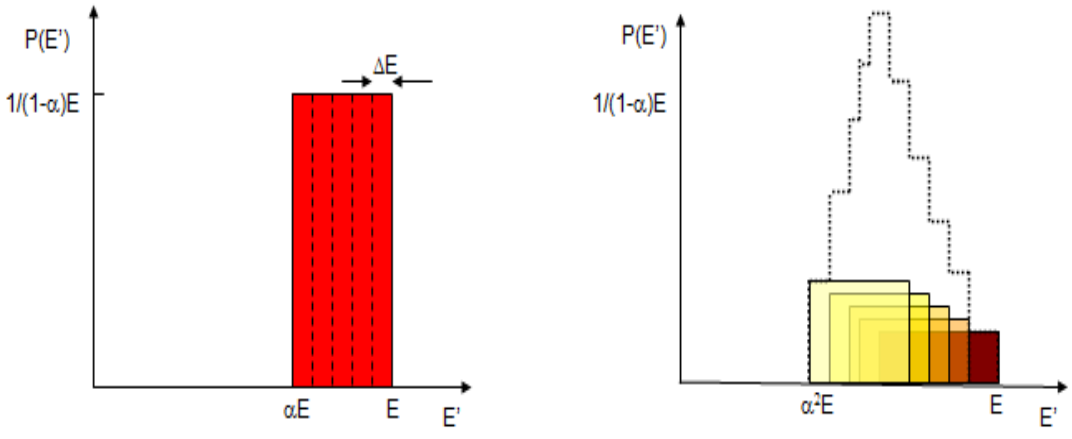

Figura 4.3 Distribuzione energetica dei neutroni dopo un urto (a) e dopo due urti (b) per ogni neutrone del fascio monocromatico originariamente incidente.

Ripetendo ancora il processo, si ottiene una curva che è ben rappresentata da una distribuzione di Maxwell-Boltzmann (eq. 4.5), in accordo con il fatto che man mano che l'energia dei neutroni diminuisce e diventa comparabile con il moto termico degli atomi del mezzo, il limite della meccanica classica è rappresentato dalla meccanica statistica.

$$p(E')dE' = \frac{2\pi\, n}{(\pi kT)^{3/2}}\; E'^{-1/2}\; e^{-E'/kT}\; dE' \qquad \text{(eq. 4.5)}$$

in cui n è la densità volumica di neutroni e T la temperatura del moderatore con cui i neutroni dopo un tempo sufficiente raggiungono l'equilibrio, se non sono assorbiti prima attraverso altri processi.

In fatto di moderazione, una quantità rilevante è il decremento medio logaritmico dell'energia per collisione, ovvero la letargia ξ:

$$\xi = \left\langle \ln \frac{E}{E'} \right\rangle \qquad \text{(eq. 4.6)}$$

Sostituendo nella 4.6 l'equazione 4.1 e ricordando che lo scattering è isotropico si ottiene per la letargia:

$$\zeta = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \qquad \text{(eq. 4.7)}$$

Come si vede la quantità è indipendente dalla energia del neutrone, ma dipende solo dalla massa del moderatore, essendo massima per A=1, ovvero nel caso dell'idrogeno. Allora è possibile conoscere quanti urti elastici sono necessari affinché un neutrone di data energia iniziale sia moderato o eventualmente termalizzato. Infatti dopo n urti, nell'equazione 4.7 troviamo

$n\xi$ ed E'_n, ovvero la letargia totale e l'energia residua dopo tutte le collisioni, e risolvendo rispetto ad n si ottiene:

$$n = \frac{1}{\xi} \ln \left\langle \frac{E}{E_n^{'}} \right\rangle \qquad \text{(eq. 4.8)}$$

Ad esempio, per termalizzare un neutrone da 3 MeV in idrogeno occorre un numero di urti pari a 19; nelle stesse condizioni, ma in carbonio (A=12), occorrono invece 118 collisioni.

A partire da tali considerazioni, si è costruito un moderatore composto da due elementi essenziali: un cilindro di polietilene e un vano con pareti in paraffina in cui il cilindro è inserito. Il cilindro è alto 30 centimetri con un raggio esterno (essendo cavo per permettere l'allocazione della sorgente di neutroni) di 9 centimetri, mentre il vano ha dimensioni 48x34x47 cm^3, con pareti spesse 5 centimetri.

Figura 4.4 Veduta aerea del moderatore (privo della copertura superiore).

La figura 4.4 mostra una veduta dall'alto del moderatore. La grande quantità di materiale idrogenato (infatti il polietilene ha formula bruta $(-C_2H_4-)_n$ e la paraffina C_nH_{2n+2}) ha permesso, come è previsto dalla equazione 4.8 e come si è visto in seguito nei test effettuati, di abbassare sensibilmente l'energia dei neutroni provenienti dalla sorgente.

Una caratterizzazione più dettagliata del moderatore, oltre che esulare dallo scopo di questo lavoro di tesi, richiederebbe calcoli molto più complessi di quelli indicati in precedenza, che prendono in considerazione l'assorbimento dei neutroni, le altre reazioni possibili e la geometria della struttura. Quanto invece interessa è mostrato nella figura 4.5; in essa è rappresentato il flusso di neutroni provenienti dalla sorgente di Am-Be piazzata all'interno dell'apparato moderatore; lo spettro è stato rilevato con lo stesso dispositivo utilizzato per acquisire lo spettro in figura 4.2, posizionato ancora a 20 cm dalla sorgente.

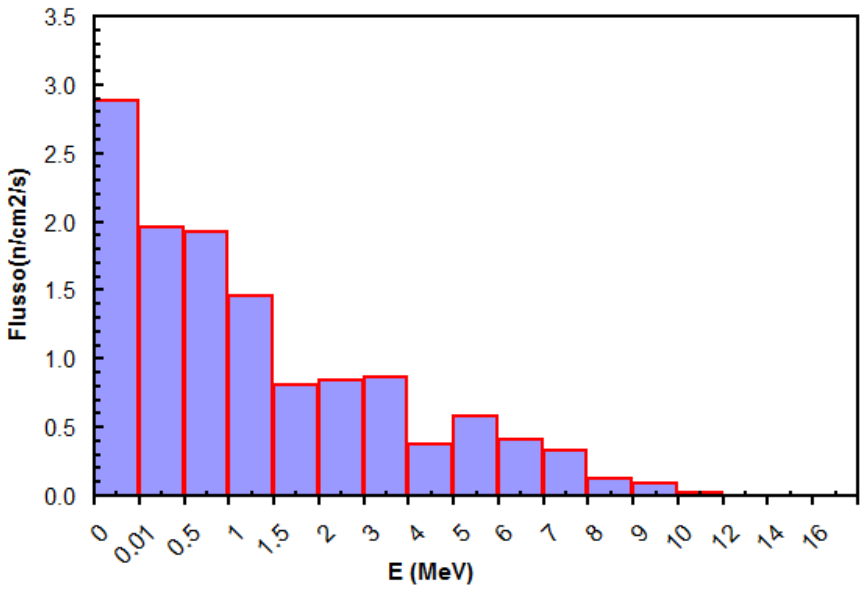

Figura 4.5 Flusso dei neutroni dalla sorgente, all'interno del moderatore.

Anche se da tale misura, dato lo scarso potere risolutivo dello spettrometro, non è possibile conoscere quale è la quantità di neutroni termici, è comunque possibile evidenziare che il moderatore ha aumentato a oltre il 200% la quantità di neutroni con energia inferiore a 10 keV.

Come si vedrà in seguito, Tramite le misure effettuate con il rivelatore al silicio (di riferimento), si è anche visto che all'interno della scatola la densità di neutroni di bassissima energia appare quasi indipendente dalla distanza dalla sorgente, questo anche grazie ad un rivestimento sottile in piombo del vano e alla vicinanza con le pareti della sala sperimentale.

4.2.3 Il rivelatore di riferimento e l'elettronica di read-out

Il rivelatore utilizzato come riferimento consiste in un rivelatore al silicio con una area attiva di 25 mm^2 ed una zona di svuotamento di 500 μm di profondità, ottimale per la rivelazione di particelle cariche leggere. Sia per le particelle alfa che per il trizio, con le energie in questione il range nel rivelatore non eccede i 60 μm e dunque è possibile ottenere nel dispositivo il rilascio della energie totali di tali particelle.

Nelle misure, poiché per la geometria del sistema non è stato possibile fare diversamente, il vetrino convertitore è stato appoggiato all'involucro esterno del rivelatore come mostrato nello schema in figura 4.6.

Dunque non era a contatto con l'area sensibile del rivelatore, ovvero con il sottilissimo strato di oro che la protegge, ma vi era frapposto uno strato di aria avente uno spessore che, sulle base delle indicazioni fornite

dal costruttore in merito alla geometria del rivelatore, è stimato essere inferiore al millimetro, nominalmente 0.8 mm.

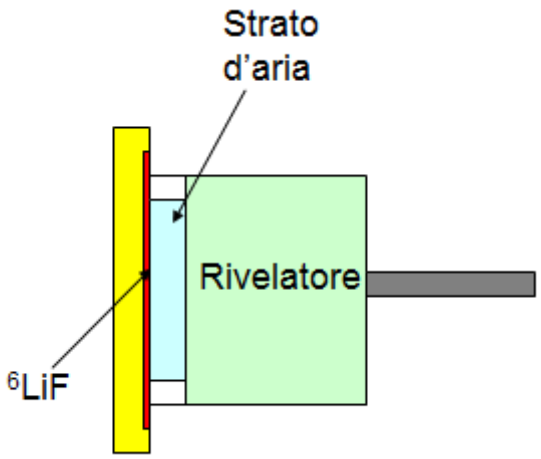

Figura 4.6 Schema del rivelatore di riferimento per neutroni.

Questo ha ridotto leggermente l'efficienza geometrica del rivelatore per le particelle alfa e trizio provenienti dalla reazione dei neutroni; per stimare il valore di tale efficienza geometrica è stata realizzata una semplice simulazione montecarlo in cui è stato calcolato il rapporto tra il numero di particelle che giungono sulla superficie del rivelatore e quelle estratte su tutto l'angolo solido dalla sorgente distante 1 mm. Tale calcolo ha fornito un valore per l'efficienza geometrica $\varepsilon_{geo.Si}$ pari a 0.26 ± 0.01.

Per quanto riguarda il read-out dei segnali dal rivelatore, si è usata un sistema di acquisizione il cui schema semplificato è mostrato in figura 4.7.

Il segnale in carica proveniente dal rivelatore è proporzionale all'energia rilasciata dalla particella. E' inviato ad un preamplificatore di carica e poi ad un amplificatore spettroscopico che forma il segnale e lo amplifica in maniera opportuna.

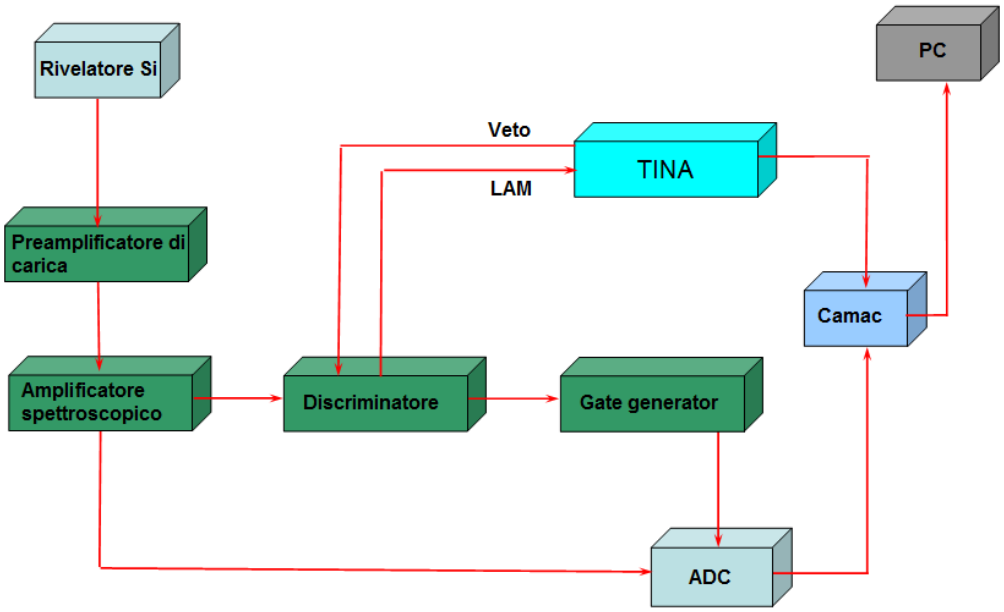

Figura 4.7 Schema dell'elettronica di read-out.

Da qui le due uscite, una unipolare e l'altra bipolare, sono inviate rispettivamente all'ADC per la conversione e ad un discriminatore per generare il segnale di gate per l'ADC stesso. Il modulo TINA è un dispositivo realizzato per gestire i segnali di LAM (Look At Me) e Veto tra la fase di lettura, in questo caso rappresentata dall'ADC (tramite il Camac), e la logica di trigger (tramite il discriminatore).

4.3 Le misure e le analisi dei dati

4.3.1 La calibrazione del rivelatore

Prima di eseguire i test con la sorgente di neutroni ed il convertitore, sono state eseguite delle misure con una sorgente alfa a tre picchi al fine di ottimizzare l'elettronica, soprattutto in termini di tempo di formazione del

segnale ("*shaping-time*") e guadagno dell'amplificatore spettroscopico, e calibrare in energia il rivelatore.

La sorgente alfa utilizzata e posta a 0.8 cm dal rivelatore, è composta da tre radionuclidi differenti: ^{239}Pu, ^{241}Am e ^{244}Cm. Lo spettro di ciascuno dei tre è riassunto nella tabella 4.1.

^{239}Pu		^{241}Am		^{244}Cm	
E_α (keV)	b.r.	E_α (keV)	b.r.	E_α (keV)	b.r.
5156	71%	5485	85%	5804	76%
5144	17%	5442	13%	5762	24%
5105	12%	5388	2%		

Tabella 4.1 I gruppi di particelle alfa emessi dai tra radionuclidi della sorgente con le relative branching ratio.

Tra i possibili parametri dell'amplificatore spettroscopico, sono stati scelti uno shaping time di 2 μs e un guadagno pari a 50, perché in questa configurazione si è avuta la risoluzione energetica migliore, ovvero in media del 2.5% calcolata come il rapporto tra la larghezza a mezza altezza di ogni picco rivelato (FWHM) e la relativa quantità di energia.

$$r = \frac{FWHM}{E} \qquad \text{(eq. 4.9)}$$

Una tale risoluzione ha permesso in sostanza di risolvere il picco del gruppo di particelle alfa da ogni radionuclide; il centroide di tale picco è definito dalla particella alfa, la cui probabilità di emissione ha il branching

ratio più alto, cioè si sono potuti "osservare", come mostrato in figura 4.8, le particelle alfa che alla sorgente sono emesse con 5156 keV, 5485 keV e 5804 keV.

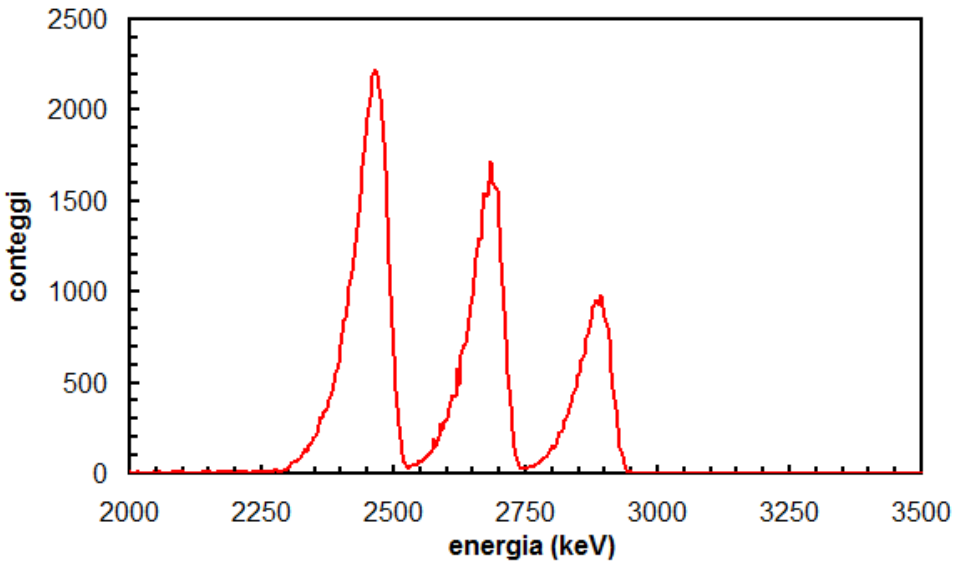

Figura 4.8 Spettro della sorgente alfa a tre picchi utilizzato per la taratura.

Si è effettuata la taratura del rivelatore tenendo in considerazione il fatto che le particelle, prima di giungere sul rivelatore, attraversano uno strato d'aria di 0.8 cm, la cui presenza si può evincere, nello spettro in figura 4.8, dalla presenza delle code di bassa energia presenti in ogni picco e dovute allo "*straggling*" energetico. Con SRIM2008 sono state valutate le perdita di energie dei tre gruppi di alfa sopra indicati, perdite dovute principalmente all'interazione elettromagnetica con gli elettroni atomici, e in virtù dell'energia residua media calcolata dal software e della posizione del picco nello spettro in energia, si è ottenuta la retta di calibrazione con equazione:

$$E(keV) = 1.73 \times canale + 60.08 \qquad \text{(eq. 4.10)}$$

Tale retta, unitamente al fatto che il setup dell'elettronica non è stato più mutato, è servita per calibrare gli spettri acquisiti nelle misure successive.

4.3.2 L'individuazione dei segnali indotti dai neutroni

Il passo successivo è stato quello costruire il rivelatore di neutroni termici, implementando il rivelatore già tarato con il vetrino di fluoruro di litio e posizionarlo all'interno del moderatore, ad una distanza di 21.0 ± 0.1 cm dalla sorgente di Am-Be; la figura 4.9 mostra uno schema della configurazione sperimentale:

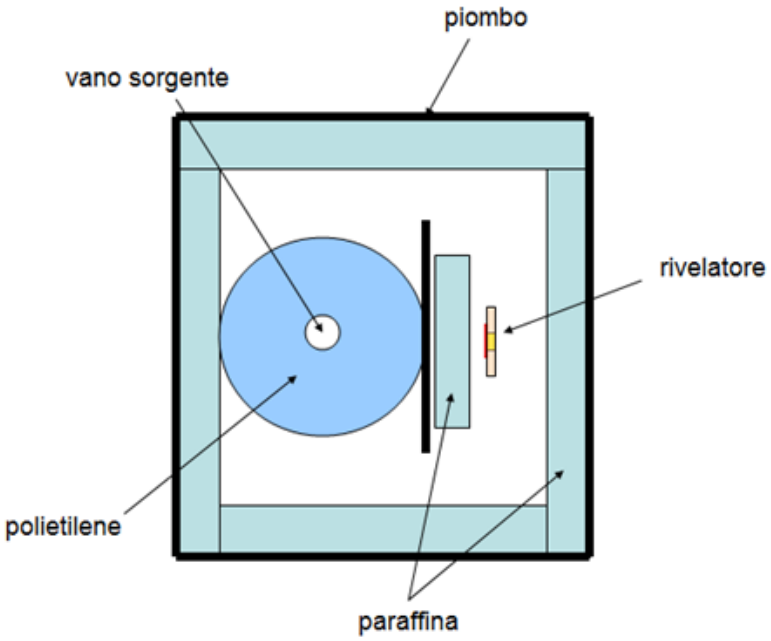

Figura 4.9 Schema della configurazione sperimentale in cui sono state operate le misure per la rivelazione dei neutroni.

Tra la sorgente ed il rivelatore, oltre al cilindro di polietilene in cui è posizionata la sorgente, è frapposto uno strato di piombo per schermare i raggi X da 59 keV provenienti dall' ^{241}Am ed un ulteriore blocco di paraffina.

La figura 4.10 mostra gli spettri energetici acquisiti dal rivelatore in queste condizioni, con e senza il vetrino convertitore:

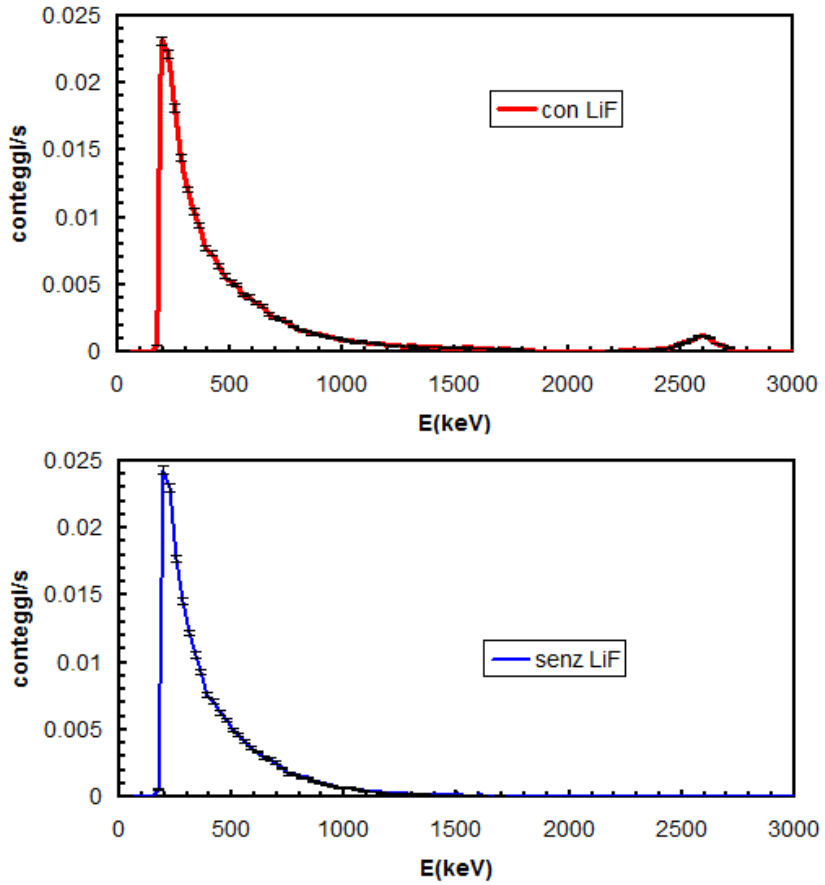

Figura 4.10 Spettri energetici acquisiti dal rivelatore con convertitore (a) e senza (b).

Oltre al già menzionato spessore di aria tra convertitore e area sensibile del rivelatore al silicio, le particelle alfa e trizio emesse dal vetrino devono attraversare uno strato di fluoruro di litio. Tale strato ha spessore pari alla

differenza tra lo spessore totale del deposito, ovvero 3 μm, e la profondità a cui la reazione avviene; inoltre le particelle sono emesse a tutti gli angoli e dunque lo spessore attraversato può aumentare. Poiché non è stato possibile nella configurazione in uso stimare lo strato di fluoruro attraversato, si è assunto come spessore medio attraversato la metà dello spessore del deposito, ovvero 1.5 μm. Dopo aver valutato la perdita di energia media in tale strato e poi in quello di aria di 0.8 mm si è ottenuti che il trizio dovrebbe rilasciare nel rivelatore una energia media di 2615 keV, mentre la particella alfa di circa 1435 keV.

Lo spettro mostrato in figura 4.10a evidenzia, oltre ad un fondo piuttosto elevato, un picco abbastanza largo (come d'altronde per le considerazioni appena fatte ci si attendeva), ad energie a cui si aspettano gli eventi associati al trizio, mentre non sono immediatamente evidenti le alfa.

Ciò è dovuto alla coda esponenziale del fondo di radiazione proveniente in modo diretto o indiretto dalla sorgente (essendo infatti il fondo ambientale misurato e trovato inferiore di almeno due ordini di grandezza rispetto alle misure in presenza della sorgente), che si estende fino a coprire o nascondere i segnali delle particelle alfa. Inoltre tali particelle sono più pesanti del trizio e risentono quindi di una maggiore perdita di energia negli strati attraversati, con conseguente allargamento del segnale su un range di canali più largo e a valori più bassi, dove appunto il fondo è predominante.

Per evidenziare anche il contributo apportato dalle particelle alfa, si è effettuata la differenza tra lo spettro acquisito con il convertitore e quello

acquisito senza, naturalmente normalizzati ai rispettivi tempi di acquisizione; ciò è mostrato in figura 4.11.

Il rivelatore in questione deve rivelare lo stesso numero di particelle alfa e di trizio; infatti dal vetrino queste sono emesse isotropicamente su tutto l'angolo solido e in una singola reazione ogni particella della coppia viene emessa in direzione opposta rispetto all'altra. Allora le particelle alfa ed il trizio eventualmente rivelati non provengono dalla stessa reazione ma è lecito aspettarsi che se sono stati prodotti dall'interazioni dei neutroni con il ^{6}Li, si dovrebbe osservare lo stesso integrale relativo agli spettri corrispondenti.

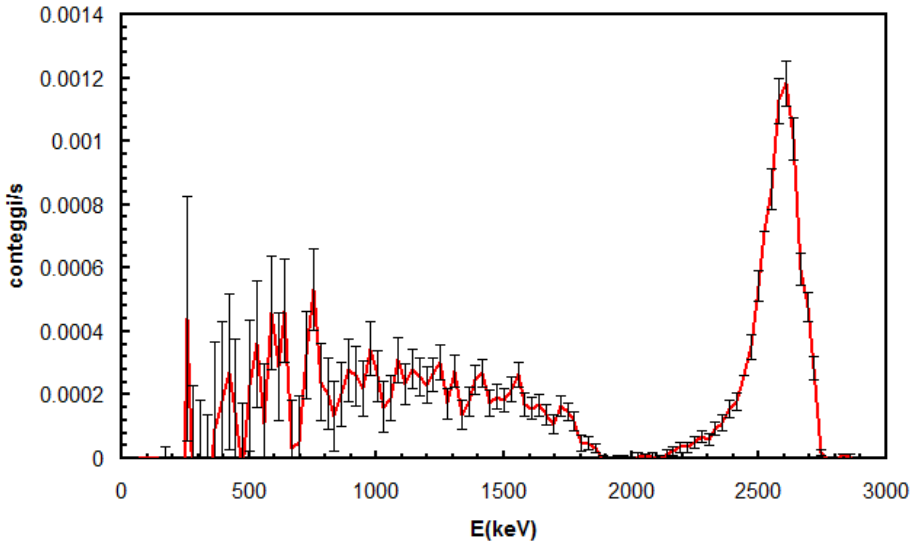

Figura 4.11 La differenza tra lo spettro acquisito con il convertitore e quello acquisito senza.

In effetti gli integrali dell'area sottesa dagli eventi imputabili al trizio e quelli alle alfa sono rispettivamente 0.0082 ± 0.0002 conteggi/s e 0.0079 ± 0.0004 conteggi/s, perfettamente combacianti entro l'errore sperimentale.

4.3.3 La stima del flusso di neutroni termici

Per i confronti con le previsioni e le analisi, ad ogni modo si è scelto di fare riferimento solo al trizio, perché lo spettro relativo è meno "sporcato" da effetti di straggling angolare ed energetico, che potrebbero fare sottostimare gli eventi relativi alle particelle alfa, oltre al fatto che l'energia rilasciata da queste ultime nel rivelatore è inferiore e più vicina al fondo.

Il rate di eventi rivelati R nel silicio è legato al flusso di neutroni F_n sul convertitore dall'equazione:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \; F_n(E) \; \sigma(E) \; N_{^6Li} \; \varepsilon_{geo.Si} \qquad \text{(eq. 4.11)}$$

Dove σ(E) è la sezione d'urto della reazione ^{6}Li(n,α)t ad una fissata energia E per in neutrone incidente, $\varepsilon_{geo.Si}$ è l'efficienza geometrica del rivelatore inteso come insieme convertitore-silicio, N_{6Li} è il numero di atomi di ^{6}Li nel campione in uso e gli estremi d'integrazione definiscono l'intervallo energetico dei neutroni di interesse.

Eseguire il calcolo dell'integrale nell'equazione 4.11 per effettuare un confronto con il rate sperimentale R_{exp} osservato richiede la conoscenza della quantità $F_n(E)$, ovvero la distribuzione energetica del flusso di neutroni; da quanto detto in precedenza è noto che i neutroni all'interno dell'apparato siano stati moderati e che, unitamente alla continua immissione di neutroni da parte della sorgente e alla fuga di questi dopo qualche tempo attraverso le pareti del moderatore, nonché all'assorbimento, si ottenga il raggiungimento di una temperatura di equilibrio intorno alla

quale i neutroni si distribuiscono maxwellianamente. La conoscenza di tale temperatura e del flusso con i mezzi a disposizione non è stata possibile: le uniche informazioni in merito di flusso provengono infatti dal dosimetro già menzionato, e questi è tutt'altro che sensibile nella regione di interesse, tra 0-1 eV.

Si è allora scelto un approccio diverso: a partire dal rate di eventi di trizio misurati, fissando un valore per la sezione d'urto, si è stimato il valore del flusso. Il valore per la sezione d'urto scelto è stato quello relativo ai neutroni termici, ovvero 960 barn: tale assunzione equivale a dire che tutti gli eventi rivelati sono imputabili a neutroni con energie pari a 0.025 eV e che il flusso che si sta stimando è soltanto quello dei termici. Allora invertendo l'equazione 4.11 si ottiene ed inserendo il valore fissato per la sezione d'urto:

$$F_n = \frac{R_{\exp}}{N_{^6Li}\ \ \varepsilon_{geo.Si}\ \ \overline{\sigma}} \qquad \text{(eq.4.12)}$$

Il numero di nuclei di ^{6}Li è stato calcolato a partire dal volume del deposito di fluoruro di litio che ha raggio pari a 0.5 cm e spessore 3 μm; si è poi scalata la densità tabulata del LiF con il rapporto tra il peso molecolare del ^{6}LiF e quello del ^{7}LiF e si è ottenuta la densità del ^{6}LiF; si è infine moltiplicato tale valore per il volume del deposito.

Sostituendo poi a R_{exp} il valore di 0.0082 conteggi/s, ad $\varepsilon_{geo.Si}$ il valore calcolato con la simulazione, pari a 0.26 e alla sezione d'urto il valore prima indicato, si è ottenuto un flusso di neutroni termici pari a 2.41 ± 0.01

n/cm^2/s; l'errore si è ottenuto propagando quelli relativi ai conteggi e all'efficienza del rivelatore.

La stima ottenuta con il dosimetro per l'intervallo 0-10 keV, osservando la figura 4.5, è di un flusso di 2.88 n/cm^2/s. Tale valore è superiore al valore ricavato con l'approccio appena mostrato in accordo col fatto che non solo i termici vengono rivelati dal dosimetro, cosa che invece accade, con una certa approssimazione, nel caso del nostro rivelatore.

4.3.4 L'evidenza della densità omogenea dei neutroni

Si è già accennato al fatto che nel corso delle misure si è ipotizzato che all'interno del moderatore ci fosse una distribuzione omogenea dei neutroni. Al fine di verificare tale ipotesi, si è piazzato il rivelatore in tre posizioni differenti per distanza e angolo solido sotteso alla sorgente, indicate schematicamente in figura 4.12.

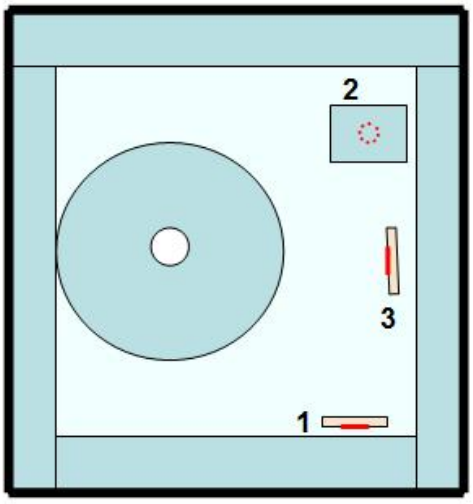

Figura 4.12 Rappresentazione schematica delle posizioni in cui è stato posizionato il rivelatore all'interno del moderatore.

Il moderatore si trova ora in una configurazione un po' diversa da quella usata in precedenza, nel senso che mancano il blocchetto di paraffina e lo spessore di piombo a ridosso del cilindro il polietilene (veder figura 4.9 per il confronto); questo altera certamente la quantità del flusso di neutroni rispetto al caso precedentemente mostrato, ma non il fatto che comunque i neutroni sono distribuiti omogeneamente nel volume.

Nelle posizioni 1 e 3 il rivelatore era posizionato similmente a come lo era nel test mostrato precedentemente, con la differenza che nella posizione 1 il convertitore si trovava esternamente rispetto alla sorgente e al silicio; nella posizione 2 invece il rivelatore "guardava" il fondo del moderatore, cioè con il convertitore disposto parallelamente al terreno. Le foto in figura 4.13 mostrano le tre posizioni del rivelatore:

Figura 4.13 Posizioni del rivelatori nei casi 1 (a), 2 (b) e 3(c).

Nei tre casi la distanza tra il vetrino convertitore e la sorgente di neutroni è rispettivamente 18.1 ± 0.1 cm, 10.9 ± 0.1 cm e 21.0 ± 0.1; volendo ipotizzare che i neutroni non siano distribuiti omogeneamente, ma che la quantità di reazioni che si verifichino al vetrino dipendano solo dall'angolo solido che questi sottende rispetto alla sorgente si è stimato

proprio tale angolo: nei tre casi aveva rispettivamente: 0.00188 ± 0.00037 sr, 0.00182 ± 0.00041 sr, 0.00178 ± 0.00002 sr. Le frazioni di angolo solido sono state calcolate a partire dalla conoscenza delle posizioni relative della sorgente e del convertitore. Le distanze che definiscono tali posizioni relative sono state misurate con una precisione del millimetro e gli errori indicati sono stati calcolati propagando l'errore su tali misure di distanza.

Gli spettri energetici acquisiti nelle configurazioni sono mostrati in figura 4.14:

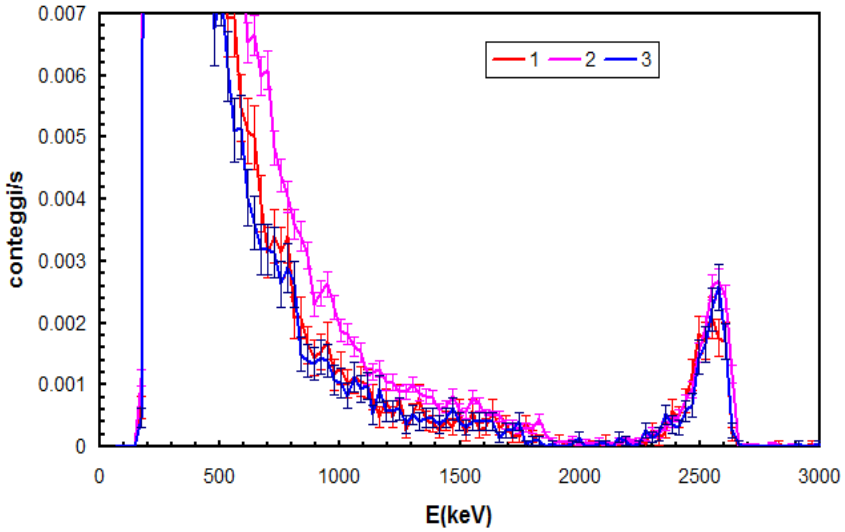

Figura 4.14 Spettri energetici acquisiti nelle tre posizioni diverse del moderatore.

Una integrazione del picco relativo al trizio mostra come i rate di eventi siano del tutto equivalenti, per tutti e tre i casi: 0.011 ± 0.002, 0.013 ± 0.001, 0.011 ± 0.001. Questa uguaglianza tra i risultati sembra evidenziare la presenza di un flusso omogeneo all'interno del moderatore, stabilito tra la sorgente, il processo di moderazione, la fuga o l'assorbimento da e nel

volume moderante, la riflessione delle pareti piombate e della sala sperimentale. Si tralascia di calcolare il valore di questo flusso, la cui utilità sarebbe limitata al puro confronto tra i tre casi in base alla equazione 4.13 e che non mancherebbe di far raggiungere la stessa conclusione a cui si perviene confrontando semplicemente i rate (le altre quantità infatti sono le medesime nei vari casi). Inoltra tale flusso non sarebbe quello che si è avuto nelle misure effettuate con il prototipo del rivelatore posizionato all'interno del moderatore, in quanto in quel caso è stato presente il blocchetto di paraffina aggiuntivo e lo strato di piombo.

4.4 Le misure con lo scintillatore pilot U

Gli spettri acquisiti con il rivelatore a stato solido, mostrano che a canali più bassi è presente nell'ambiente di misura una quantità piuttosto elevata di radiazione di fondo: un rapporto tra l'area relativa al trizio e quella relativa al fondo mostrerebbe diversi ordini di grandezza di differenza, come è anche evidente dallo spettro in figura 4.10. Al fine di effettuare un passaggio intermedio tra l'utilizzo del rivelatore a stato solido e quello formato dalla fibra plastica ed i SiPM, si è deciso di effettuare dapprima delle misure con un sistema già consolidato, ovvero quello formato dallo scintillatore plastico del tipo Pilot U accoppiato con un fotomoltiplicatore. Il pilot U presenta caratteristiche fisico-chimiche molto simili al BC408, in termini soprattutto di densità, ma anche tempo di decadimento nella risposta di scintillazione e indice di rifrazione. Il fotomoltiplicatore è stato scelto in modo tale da ben accordarsi per quanto

riguarda l'efficienza quantica con la lunghezza d'onda di emissione del pilot U, che è 390 nm.

Il vetrino convertitore è stato adagiato sul plastico opportunamente sagomato e sulla stessa superficie dello scintillatore è stato effettuato l'accoppiamento ottico con il fotomoltiplicatore. La configurazione sperimentale è quella mostrata nello schema in figura 4.15:

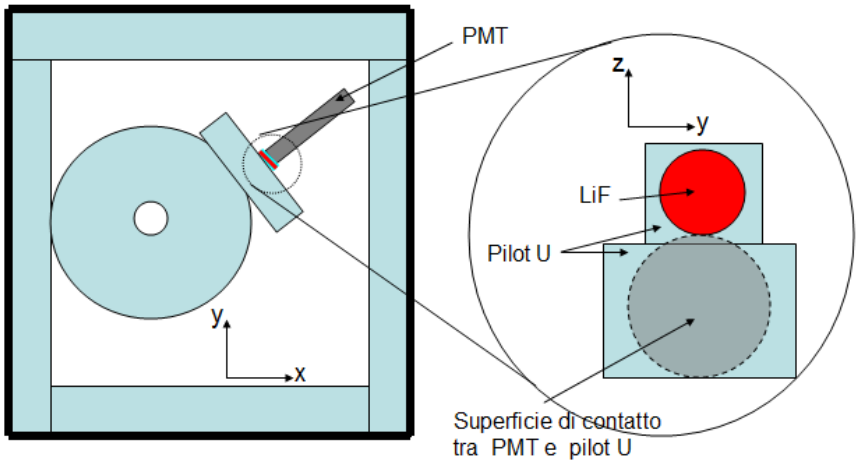

Figura 4.15 Schema della configurazione sperimentale delle misure con il pilot U. L'ingrandimento mostra la disposizione del convertitore sullo scintillatore.

Per quanto riguarda l'elettronica di read-out, essa era la medesima di quella mostrata nella figura 4.7 con la differenza che in questo caso non erano presenti né il preamplificatore di carica né l'amplificatore, in quanto i segnali dal fotomoltiplicatore non necessitavano di shaping e amplificazione e al posto di ADC c'era un QDC.

I risultati delle misure effettuate con convertitore e senza sono mostrati in figura 4.16.

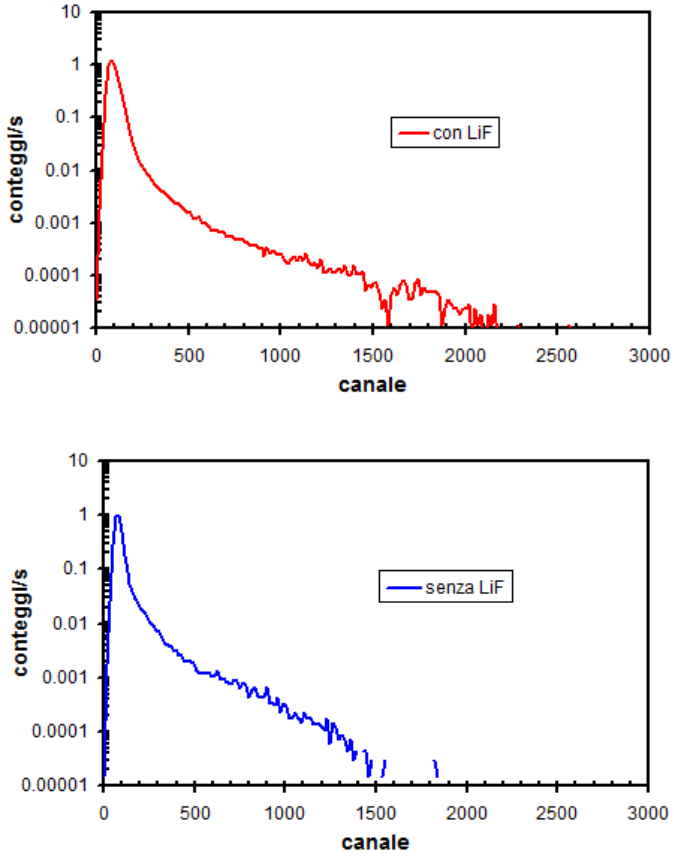

Figura 4.16 Spettri energetici con convertitore e senza.

E' possibile notare come lo spettro acquisito con il convertitore si estenda fino a canali più alti, indicando la presenza di eventi più energetici disposti all'interno di una struttura. Gli eventi in eccesso, che presumibilmente sono da imputare alle particelle cariche emesse nella reazione con il convertitore, sono in numero estremamente basso, specie in relazione agli eventi indotti dal fondo ambientale, dagli X e γ dalla sorgente nonché dai neutroni veloci stessi.

4.5 Conclusioni

In virtù del moderatore realizzato è stato possibile aumentare il flusso di neutroni di bassa energia. I test effettuati hanno evidenziato la buona

efficienza del vetrino convertitore; si è anche osservato come la quantità di radiazione gamma emessa dalla sorgente e che giunge sul rivelatore, sia diversi ordini di grandezza superiore rispetto alla quantità di particelle provenienti dalla reazione dei neutroni con il ^{6}Li. La rivelazione dei neutroni a partire da un rivelatore a scintillazione è possibile, ma risente fortemente della grande quantità di radiazione di fondo.

Capitolo 5

I test del prototipo del rivelatore

5.1 Introduzione

L'ultima fase dello studio di fattibilità del rivelatore, che è consistita nei test del prototipo, si è svolta ai Laboratori Nazionali del Sud nella sala sperimentale MEDEA.

A partire dall'esperienza maturata nei mesi precedenti, dall'indagine sui rivelatori di neutroni effettuata (e mostrate in parte nel capitolo 1), nonché dagli elementi a disposizione, si è cercato di operare nelle migliori configurazioni sperimentali per la riuscita dei test.

Più dettagliatamente, si è modificato il prototipo già testato ad ISIS in vista di diminuire la quantità di segnali provenienti da particelle diverse da quelle di interesse, ovvero alfa e trizio, senza inficiare l'efficienza del rivelatore per quest' ultime.

Infatti le misure effettuate con la sorgente pulsata di neutroni, svolte in un ambiente estremamente sfavorevole per le caratteristiche del prototipo, hanno evidenziato come l'efficienza geometrica della fibra sia alta per le radiazione gamma rispetto a quelle provenienti dalla reazione tra neutroni e ^{6}Li; il volume della fibra sensibile al trizio, ed eventualmente alla particella alfa, è solo quello antistante il convertitore, mentre le radiazioni γ e X rilasciano energia su tutto il volume della fibra, da una estremità all'altra.

Inoltre il contributo energetico di tale genere di particelle può spaziare su un ampio range di valori; per una fibra di BC408 avente spessore 1 mm, tale contributo è stato valutato, all'interno del progetto DMNR, per mezzo di simulazioni effettuate con GEANT3.

La figura 5.1 mostra due esempi di spettri energetici ottenuti dalla simulazione, calcolati valutando il rilascio energetico di X da 50 keV (fig. 5.1a) e gamma da 3 MeV (fig. 5.1b) tramite l'interazione di questi con la fibra per mezzo di effetto Compton, fotoelettrico e produzione di coppie elettrone-positrone.

Si vede come il contributo degli X è da imputare sia all'effetto Compton che a quello fotoelettrico, e tali interazioni producono rispettivamente la caratteristica "spalla Compton", che comunque si esaurisce in pochi keV, e il picco di "*full energy*" a 50 KeV.

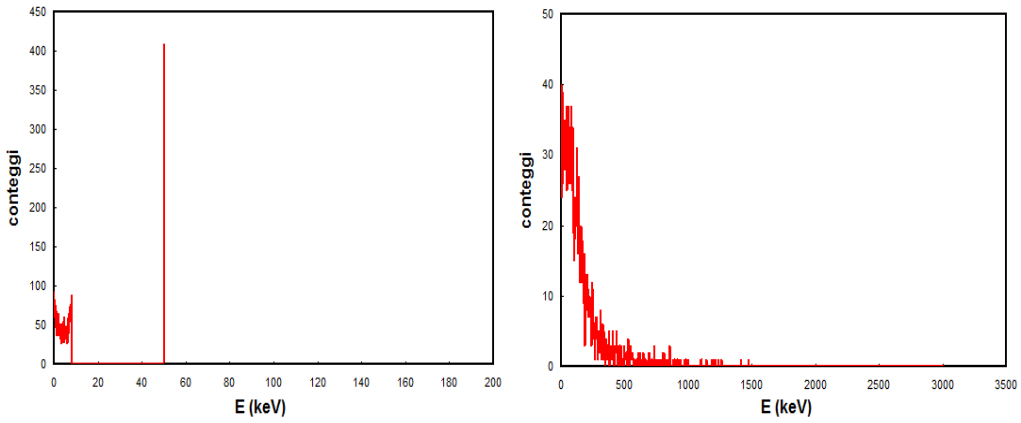

Figura 5.1 Spettro dell'energia rilasciata in una fibra di BC408 di spessore 1 mm da X da 50 keV (a) e γ da 3MeV (b).

Per quanto riguarda i gamma da 3 MeV, invece si osservano eventi che rilasciano nella fibra fino a 1.5 MeV, dovuti esclusivamente all'interazione Compton.

Nel realizzare il nuovo prototipo del rivelatore si è considerato che:

- i gamma dalla sorgente di Am-Be con cui effettuare i nuovi test hanno energie di 4.44 MeV, e dunque la spalla Compton da loro indotta si estende in un range più ampio di energie rispetto a quello mostrato in figura 5.1b.
- L'energia del trizio è degradata nel rivestimento non scintillante in PMMA della fibra, di spessore 20 μm (per una fibra di 1 mm di spessore) in cui si perdono almeno 700 keV della sua energia iniziale (lo spessore attraversato dipende dall'angolo di incidenza), per una energia residua che al massimo è di 2 MeV.
- Realizzando il rivelatore con una fibra di diametro 1 mm accoppiata al vetrino con il LiF, i segnali dai neutroni sono prodotti e rivelabili solo nella zona della fibra a contatto con il convertitore, mentre gli X e i γ inducono segnali su tutta la fibra. L'energia rilasciata da questi ultimi, come si è detto, può estendersi (sebbene in un numero di interazioni basso, ma comunque non trascurabile se confrontato con i pochi eventi indotti dai neutroni), a valori pari alle energie rilasciate dal trizio.

Un fattore peggiorativo da tenere in considerazione, ma che non è stato possibile eliminare, è l'estrema vicinanza della zona in cui si sono svolte le misure con il Ciclotrone Superconduttore, che nel periodo delle misure è stato spesso in funzione. Come si vedrà, solo parzialmente si è riusciti ad isolare gli effetti indotti nel rivelatore dal CS, in quanto l'intensità della

radiazione di fondo dipende dalle caratteristiche del fascio che venivano modificate nel tempo.

5.2 Il prototipo del rivelatore

Sulla base delle considerazioni sopra elencate, si è deciso di operare non più con una sola fibra scintillante, ma piuttosto con un "*bundle*" o fascio di fibre di uguale lunghezza; si è scelto di utilizzare fibre con il più piccolo diametro possibile, che per le fibre di BC408 a disposizione è stato di 300 μm.

Questa scelta ha permesso in prima istanza di diminuire l'energia rilasciata dai gamma: infatti l'energia rilasciata dagli elettroni Compton è minore rispetto al caso della fibra con spessore 1 mm, essendo minore lo spessore attraversato.

Tale vantaggio si è acquisito senza peggiorare minimamente l'efficienza per i neutroni, che anzi è stata migliorata: infatti il 4% del rivestimento per le fibre da 300 μm di diametro equivale a 6 μm e tale spessore può essere attraversato anche dalle particelle alfa da 2.03 MeV, che dunque rilasciano una parte della loro energia nella zona sensibile della fibra.

Anche per questo motivo l'utilizzo di una fibra più sottile permette di migliorare la statistica al momento di effettuare i confronti tra gli spettri acquisiti con convertitore e senza convertitore, dal momento che anche le alfa possono essere rivelate.

Il numero delle fibre utilizzate è stato scelto tenendo in considerazione principalmente due aspetti, di cui uno è la massimizzazione dell'efficienza geometrica per la rivelazione dei neutroni (ovvero la massimizzazione della superficie di LiF a contatto con il bundle).

L'altro aspetto prende in considerazione il fatto che la superficie sensibile dei SiPM Hamamatsu è pari a $1mm^2$, e dunque non avrebbe senso usare un bundle di fibre la cui sezione traversale totale è maggiore di tale quantità. Si è così scelto di realizzare ed usare un bundle composto da dieci fibre con sezione totale stimata pari a 0.8 mm^2.

Inoltre, al fine di ridurre i problemi di attivazione avuti ad ISIS (sebbene nei test con la sorgente di Am-Be i flussi neutronici siano considerevolmente più bassi rispetto alla sorgente pulsata) si è realizzato un nuovo frame in alluminio, per sostenere il vetrino e rendere stabile l'accoppiamento tra fibre e vetrino; la figura 5.2 mostra lo schema di tale oggetto:

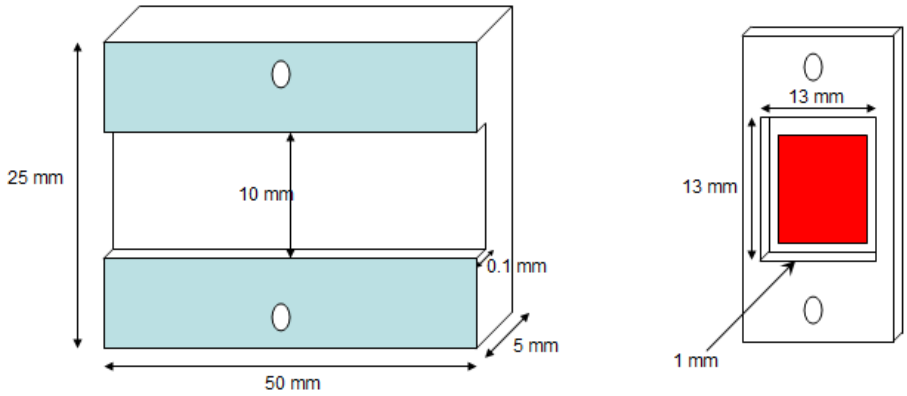

Figura 5.2 Schema degli elementi costituenti il frame per il vetrino e le fibre. Lo scavo in cui scorrono le fibre (a) e la cornice in cui è posizionato il vetrino con il LiF (b).

Il frame è costituito da due elementi: una base su cui scorrono le fibre ed una cornice su cui il vetrino con il convertitore è incassato senza possibilità di movimento, grazie alla pressione esercitata dai lati della cornice stessa e dal contatto con le fibre attraverso la finestra aperta (il rosso in figura 5.2b rappresenta il fondo cavo della cornice).

Naturalmente anche l'alluminio è attivato dai neutroni. Ad ogni modo, gli andamenti della sezione d'urto dell'attivazione neutronica per ^{27}Al, ^{35}Cl e ^{37}Cl mostrano che su tutto lo spettro energetico dei neutroni incidenti il processo di attivazione del cloro è comunque più probabile di quello per l'allumino. I bassi flussi neutronici (rispetto ad ISIS) e la ridotta possibilità di scelta (tra alluminio e policloruro di vinile) hanno così indotto ad optare per la scelta del metallo come materiale per il frame.

L'accoppiamento ottico tra le fibre e i SiPM è realizzato per mezzo di grasso ottico e di due piccole capsule in alluminio dotate di viti, la cui funzione è quella di mantenere bloccata la posizione relativa tra i sensori di luce ed il bundle, garantendo la maggiore stabilità possibile alla parte più delicata del rivelatore. Una foto del rivelatore così strutturato è mostrata in figura 5.3:

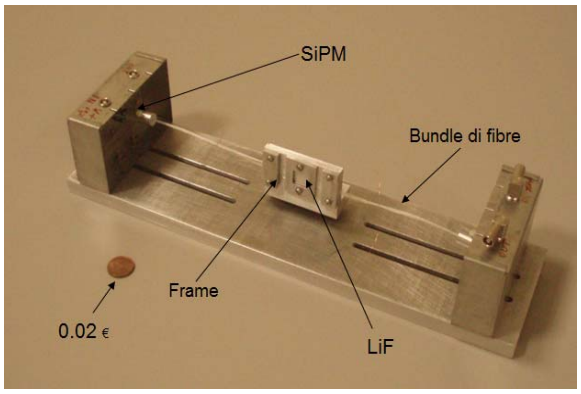

Figura 5.3 Foto del prototipo del rivelatore per i neutroni termici

A parte i SiPM, che sono nascosti sia dalla capsula di accoppiamento, sia dalle scatole metalliche in cui è integrato un circuito per il read-out del segnale, gli altri elementi sono ben visibili.

5.3 Il setup sperimentale

5.3.1 L'elettronica di read-out

Uno schema dettagliato della configurazione elettronica utilizzata per acquisire i segnali dal rivelatore è mostrata in figura 5.4:

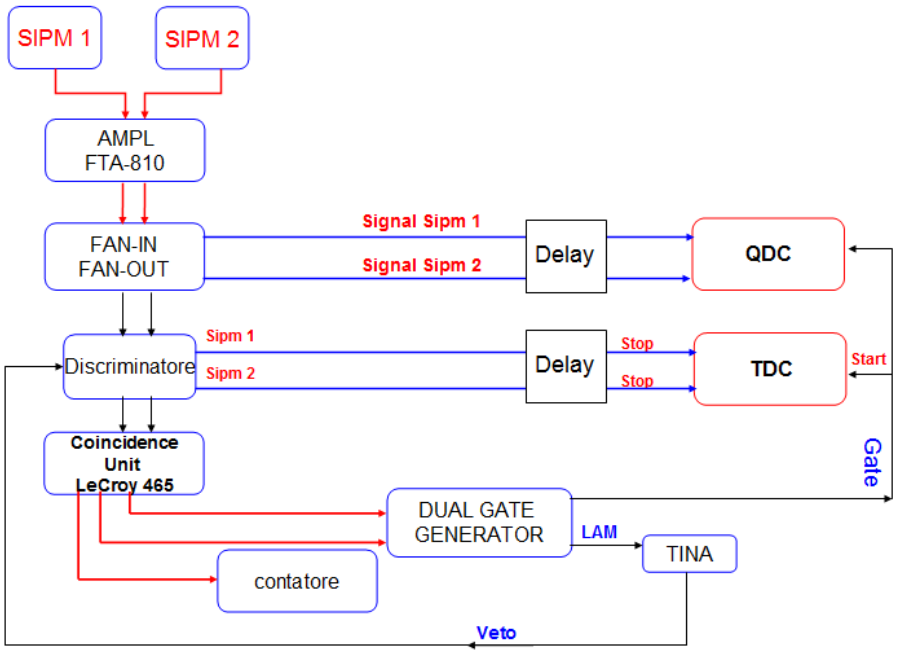

Figura 5.4 Schema elettronica per l'acquisizione dei segnali dal prototipo.

I segnali provenienti dai due SiPM, proporzionali alla quantità di luce prodotta nella fibra da una radiazione, vengono inviati ad un amplificatore veloce (Fast Timing Amplifier) in modo tale da preservare la breve durata del segnale dalla fibra (come si ricorderà dal capitolo 3, la durata è di circa

3 ns); ciascuna uscita del FTA è sdoppiata attraverso un fan in-fan out e una copia del segnale è inviata, con opportuno ritardo, al QDC. La seconda copia del segnale da ciascun SiPM invece, attraverso un discriminatore a frazione costante, diventa un segnale logico e viene ulteriormente sdoppiata: una copia ritardata viene inviata allo stop del TDC, l'altra copia viene inviata alla unità di coincidenza che invece fornisce lo start per il TDC.

Inoltre, il segnale in uscita dalla unità di coincidenza viene utilizzato per creare la finestra temporale, necessaria al QDC per l'integrazione della carica e per creare il segnale da inviare al modulo TINA che, come già detto, gestisce il segnale di Veto (agendo sul discriminatore) e quello di LAM.

Lo schema di acquisizione adottato permette sia di acquisire la carica prodotta da ciascun SiPM in corrispondenza ad ogni evento, sia di misurare la differenza dei tempi di arrivo della luce alle due estremità.

5.3.2 Le configurazioni del prototipo

Il rivelatore è stato posizionato all'interno del moderatore in una posizione analoga a quella occupata dal rivelatore di riferimento mostrata nel capitolo precedente. Ad ogni modo, la posizione all'interno del moderatore non è di fondamentale importanza, essendo stato provato che la densità dei neutroni è omogenea all'interno del vano. I test sono stati effettuati utilizzando per il prototipo due bundle di fibre diversi: nel primo le fibre erano lunghe 30.0±0.1 cm (mostrato in figura 5.3) mentre nel secondo, al fine di ridurre ulteriormente l'efficienza per i gamma, le fibre

sono state accorciate fino ad una lunghezza di 9.0±0.1 cm. La figura 5.5 mostra tal seconda configurazione del rivelatore:

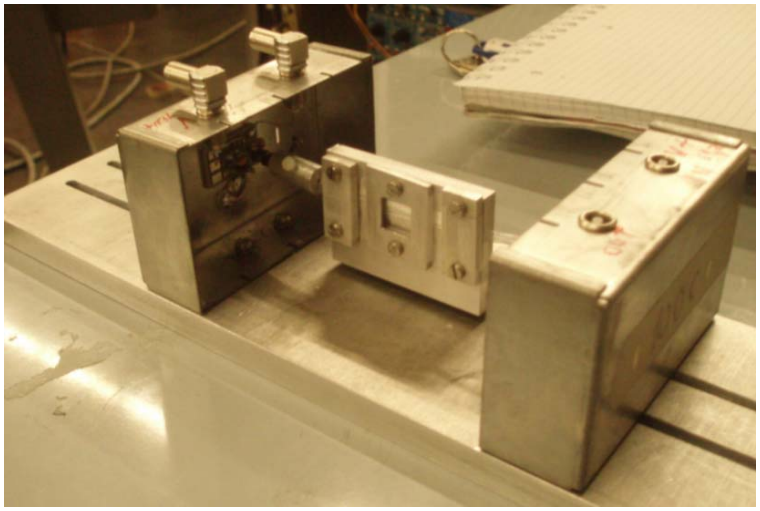

Figura 5.5 Foto del rivelatore nella configurazione con il bundle di fibre corto.

Nel prosieguo della tesi ci si riferirà al prototipo con bundle da 30 cm con “configurazione A”, mentre a quello con bundle da 9 cm con “configurazione B”.

Inoltre, nel caso del bundle corto, al fine di evidenziare maggiormente la presenza dei segnali indotti dai neutroni, si è frapposto tra le fibre ed il vetrino con il LiF, un sottile strato di alluminio di spessore noto; si è voluta così degradare l’energia del trizio in modo da mettere in evidenza tra le misure con alluminio e quelle senza alluminio, la variazione della quantità di luce prodotta. Infatti tale variazione dipende esclusivamente dagli eventi indotti dai neutroni termici, in quanto la presenza di alluminio ha una influenza trascurabile sul fondo dei raggi X e dei gamma. La figura 5.6 mostra due visioni, una in sezione ed una prospettica, della configurazione del prototipo con l’assorbitore di alluminio.

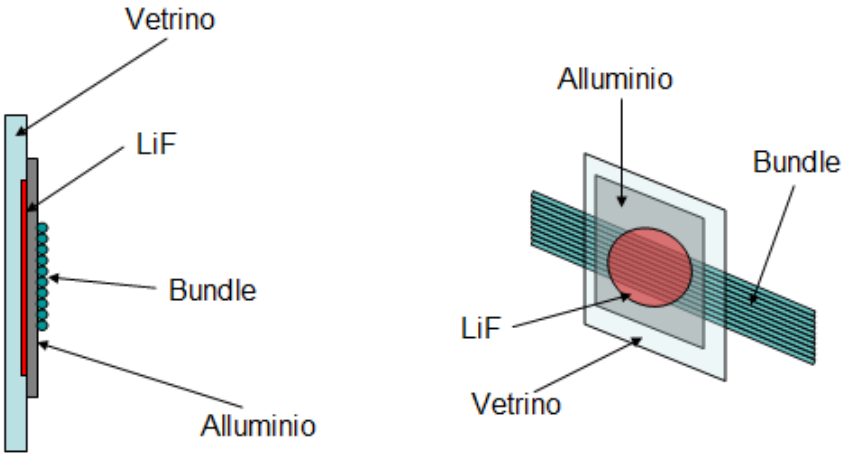

Figura 5.6 Sezione e prospettiva della configurazione con l'assorbitore in alluminio.

Lo spessore dell'assorbitore è di 10 μm; si è calcolato tramite SRIM2008 che in un tale spessore di alluminio il trizio da 2.73 MeV (trascurando ancora una volta la perdita nello strato stesso di LiF) perde una energia media pari a 0.53 MeV. L'energia residua è così circa 2.20 MeV, di cui 0.22 MeV vengono ulteriormente persi nei 6 μm di PMMA; dunque nel caso in cui è presente l'alluminio, il trizio può rilasciare nella fibra fino ad un massimo di 1.98 MeV, ovvero oltre 0.5 MeV in meno rispetto al caso senza l'allumino.

Considerando l'effetto Compton, il fotoelettrico e l'effetto coppie si ha che il libero cammino medio dei raggi X e dei γ nell'alluminio è dell'ordine della decina di centimetri, per cui la presenza dello spessore di assorbitore non altera il contributo di tali radiazioni.

Per quanto concerne la particella alfa da 2.05 MeV si è invece calcolato che il range nell' alluminio è inferiore allo spessore e quindi il suo contributo scompare.

5.4 Le misure e le analisi dati

5.4.1 Le misure

Sia per la configurazione A del prototipo, sia per quella B, le misure effettuate sono consistite in acquisizioni con il convertitore di ^{6}LiF e senza, in presenza della sorgente di neutroni di Am-Be, al fine di effettuare confronti tra le energie rilasciate nei due casi. Inoltre, come già indicato, per la configurazione B ciascuna delle due misure (con LiF e senza LiF) è stata eseguita sia con l'assorbitore di alluminio che senza.

Tra le varie misure inoltre è sempre stata eseguita un'acquisizione dati senza sorgente, in modo da avere informazioni sul fondo ambientale, che a causa della vicinanza con il Ciclotrone Superconduttore, era spesso abbastanza elevato, oltre che variabile nel tempo.

Al fine di evidenziare eventuali differenze negli spettri acquisiti, dovute ai cambi di intensità del fascio in uscita dal CS, è stato preso in sede di analisi l'accorgimento di separare, in funzione del tempo di acquisizione, ogni file dati in due parti, e di confrontare le due metà ottenute. Ogni qual volta si sono notate differenze notevoli tra le due metà, ovvero al di fuori dell'errore sperimentale, si sono scartati i files in questione, attribuendo tali differenze a variazioni del fondo indotte appunto dal CS.

La figura 5.7 mostra un esempio di tale confronto, effettuato eseguendo la differenza tra l'energia rilasciata nella fibra (e raccolta dai SiPM) nella prima metà temporale dell'acquisizione e quella durante la seconda metà temporale:

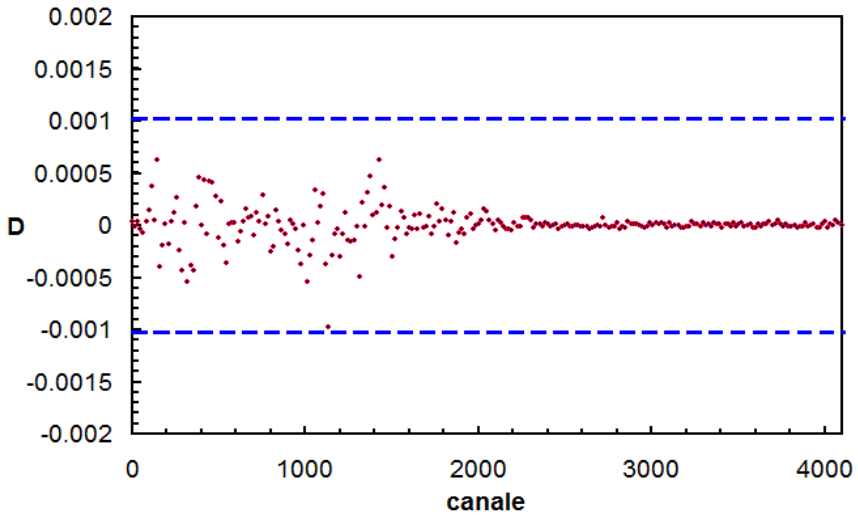

Figura 5.7 Esempio di analisi indicativa delle condizioni al contorno. Le linee blu tratteggiate rappresentano i valori di $\pm 3\sigma$.

Al di là delle fluttuazioni statistiche, nessuna variazione da zero è evidenziata al di fuori del valore di 3σ. Tutti i dati la cui analisi è presentata nel seguente paragrafo provengono da files che in questo tipo di analisi preliminare non hanno mostrato differenze significative.

5.4.2 Configurazione A: analisi dati e risultati

Nella analisi effettuata il punto di partenza è la distribuzione temporale degli eventi. Lo spettro della semidifferenza dei tempi di arrivo dei segnali alle due estremità della fibra è, come si è già avuto modo di dire, proporzionale alla posizione di impatto della radiazione o più precisamente alla distanza dell'evento dal centro della fibra. Un tipico spettro in "posizione" (nel senso appena specificato) acquisito dal rivelatore è mostrato in figura 5.8:

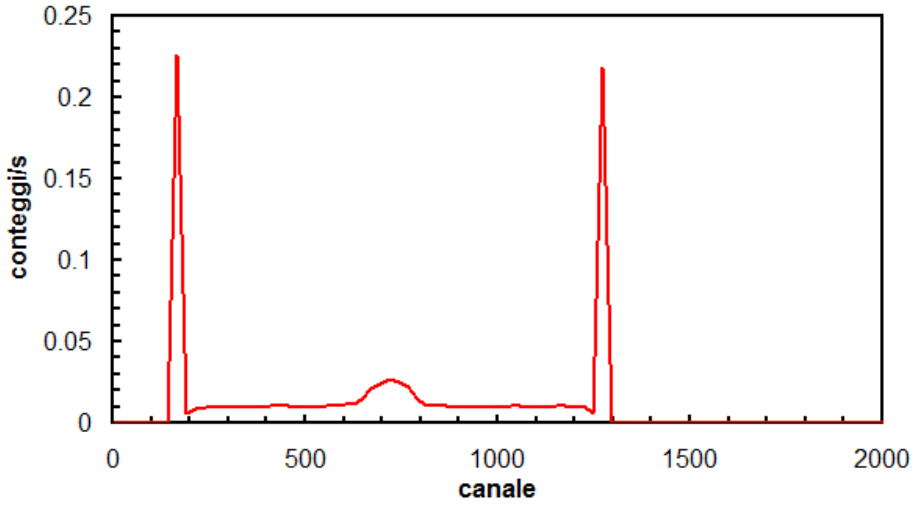

Figura 5.8 Tipico esempio di spettro in posizione acquisito dal rivelatore.

I picchi alti all'esterno dello spettro rappresentano gli eventi di autocoincidenza, ovvero quegli eventi in cui l'acquisizione è avviata e fermata dallo stesso SiPM; in questo caso, un TDC (quello che converte il segnale relativo al SiPM che ha fatto sostanzialmente scattare l'acquisizione) misura un tempo estremamente piccolo, mentre l'altro TDC rileva un tempo molto più lungo. La semidifferenza tra i due tempi risulta così molto grande. L'origine di questi eventi è legata principalmente al rumore di buio dei dispositivi.

Gli eventi realmente dotati di un significato fisico sono invece i conteggi all'interno della piccolo picco centrale presente nello spettro: nei limiti della risoluzione spaziale infatti essi rappresentano gli eventi provenienti dalla zona centrale della fibra.

La correlazione tra distribuzione temporale ed energetica degli eventi è mostrata nel grafico tridimensionale in figura 5.9:

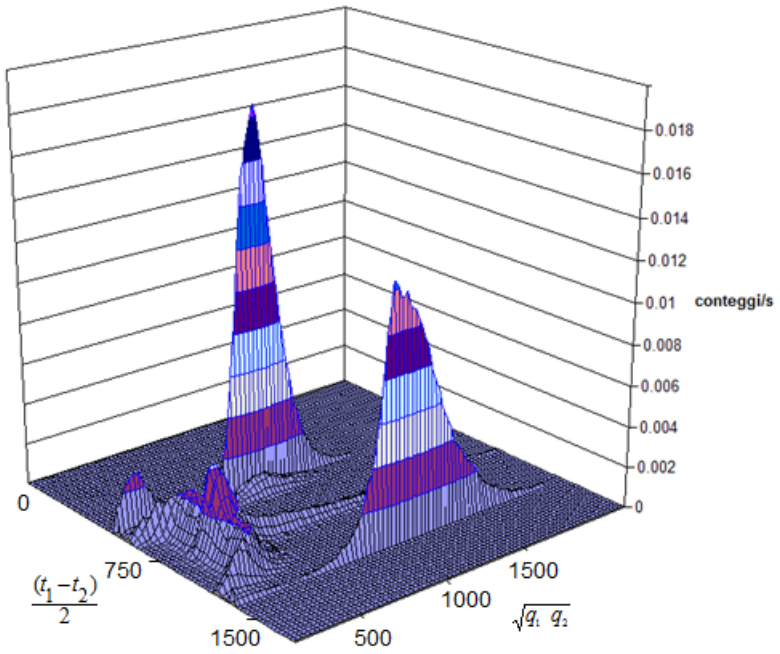

Figura 5.9 Distribuzione spaziale ed energetica degli eventi rivelati.

Al fine di rigettare gli eventi spuri privi di significato fisico, si è allora effettuata una selezione imponendo vincoli sulla correlazione temporale: vengono analizzati solo gli eventi la cui semidifferenza dei tempi è dentro la base della suddetta picco. Ciò equivale, ad esempio per lo spettro in figura 5.9 a selezionare solo gli eventi che cadono nell'intorno del canale 750 sull'asse della semidifferenza dei tempi.

Così facendo si eliminano anche gli effetti del rumore dei SiPM, del cross-talk lungo la fibra (la trasmissione da un estremo all'altro della luce riemessa dal SiPM quando scatta la valanga), gli effetti dovuti a "*doppie*" (due eventi indipendenti visti come coincidenti), e quelli dovuti all'interazione della radiazione di fondo con il SiPM direttamente.

La figura 5.10 presenta uno spettro dell'energia rilasciata nella fibra dalla radiazione, ovvero la quantità di luce raccolta alle estremità dai

SiPM. L'energia è calcolata come media geometrica dei segnali in uscita dai due SiPM, come per le analisi effettuate sui dati dei test ad ISIS.

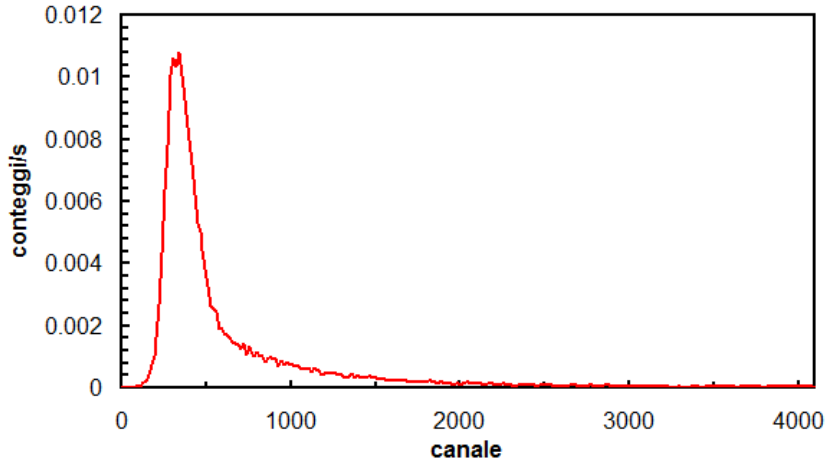

Figura 5.10 Spettro energetico fornito dal rivelatore.

Per evidenziare differenze tra le misure con il convertitore e quelle senza convertitore, si è scelto di costruire la differenza tra i due spettri energetici, normalizzati ai rispettivi tempi; il risultato è mostrato in figura 5.11:

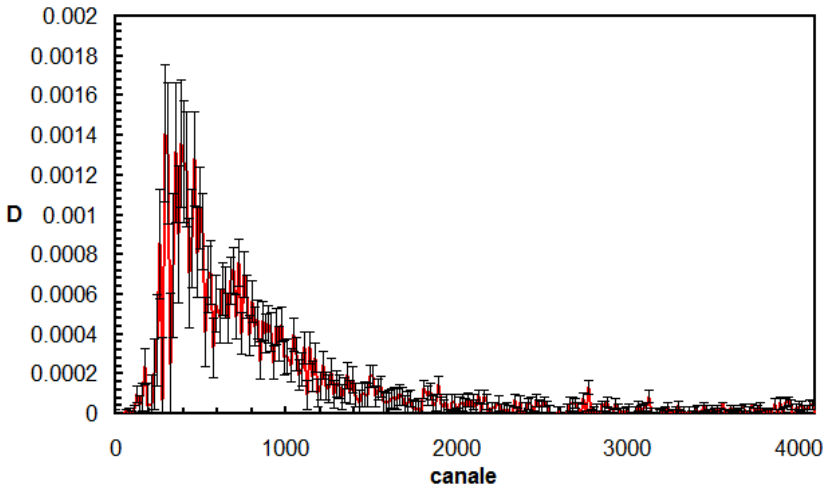

Figura 5.11 Differenza tra lo spettro energetico acquisito con il LiF e quello acquisito senza LiF.

In questo caso è possibile vedere come il prototipo dotato di LiF riveli più eventi, distribuiti in una struttura, rispetto a quello privo di tale convertitore; ciò, congiuntamene al fatto che le condizioni al contorno non sono cambiate tra le due misure e durante la stessa misura (nel senso prima specificato), è una presunta evidenza del fatto che il rivelatore è sensibile ai neutroni. Chiaramente non tutti gli eventi in eccesso sono imputabili ai neutroni, e ci si aspetta che una parte di tali eventi si dovuto alle radiazioni X e γ emesse dal vetrino su cui è depositato lo strato di LiF e dal frame stesso, in seguito all'interazione con i neutroni stessi.

Inoltre, selezionando solo gli eventi la cui semidifferenza non è inclusa nel picco centrale ma sta al di fuori di questo, non si evidenzia nessuna differenza significativa tra lo spettro energetico acquisito con il convertitore e quello acquisito senza. La figura 5.12 mostra la differenza caratterizzata solo da fluttuazioni statistiche, e comunque al di dentro dell'intervallo $\pm 3\sigma$:

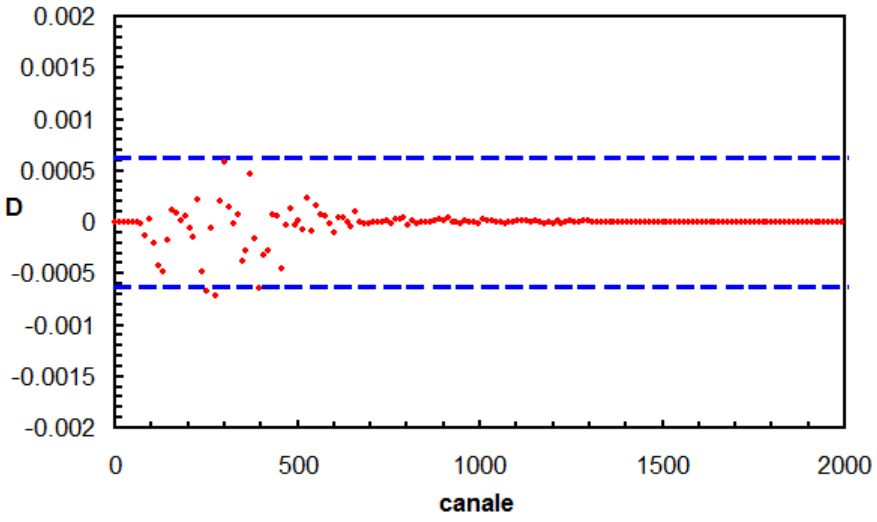

Figura 5.12 Differenza tra lo spettro energetico acquisito con il LiF e quello senza LiF, ottenuti entrambi selezionando gli eventi fuori dal picco centrale. Le linee blu tratteggiate rappresentano i valori di $\pm 3\sigma$.

Ciò corrobora ulteriormente l'ipotesi che l'eccesso di conteggi mostrato in figura 5.11 sia principalmente imputabile alle particelle alfa e al trizio prodotti dai neutroni nella reazione con il ^{6}Li, ed emessi al centro della fibra; invece i γ e gli X rilasciano energia lungo tutta la fibra.

Stringendo ulteriormente i vincoli sullo spettro tempo, più precisamente selezionando solo gli eventi la cui semidifferenza dei tempi di arrivo è compresa nella larghezza a mezza altezza del picco centrale del plot in figura 5.8, aumenta la probabilità di selezionare gli eventi indotti dai neutroni.

La figura 5.13 evidenzia ancora l'eccesso di conteggi nel caso dello spettro con il convertitore, anche se una parte di eventi è stata tagliata rispetto allo spettro della figura 5.13.

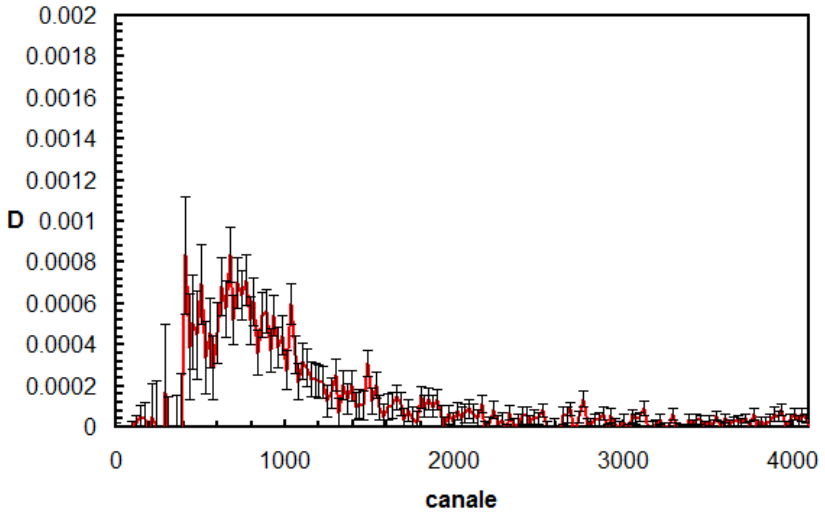

Figura 5.13 Differenza tra lo spettro energetico acquisito con il LiF e quello acquisito senza LiF.

La diminuzione di tali conteggi, che è evidente nella parte bassa dello spettro, è interpretata nel seguente modo: mentre i conteggi degli eventi

indotti principalmente dai neutroni rimangono pressoché inalterati (canali 500-1500), vengono diminuiti sensibilmente quelli relativi a γ e X che provengono dal vetrino e che possono interagire su un'ampia porzione di fibra.

5.4.2 Configurazione B : analisi dati e risultati

Anche per quanto concerne la configurazione B del prototipo, il punto di partenza dell'analisi dati è stato lo spettro tempo. Essendo in questo caso la fibra molto corta, specie se confrontata con la risoluzione spaziale del rivelatore, ci si attende che imporre nello spettro in posizione un vincolo come quello adoperato per la configurazione A, non sia una condizione forte per selezionare solo gli eventi provenienti principalmente dal centro della fibra. Ciononostante, si è evidenziato come il vincolo permetta di tagliare una buona parte di eventi. La figura 5.14 mostra una distribuzione temporale ed energetica acquisita con il rivelatore in configurazione B.

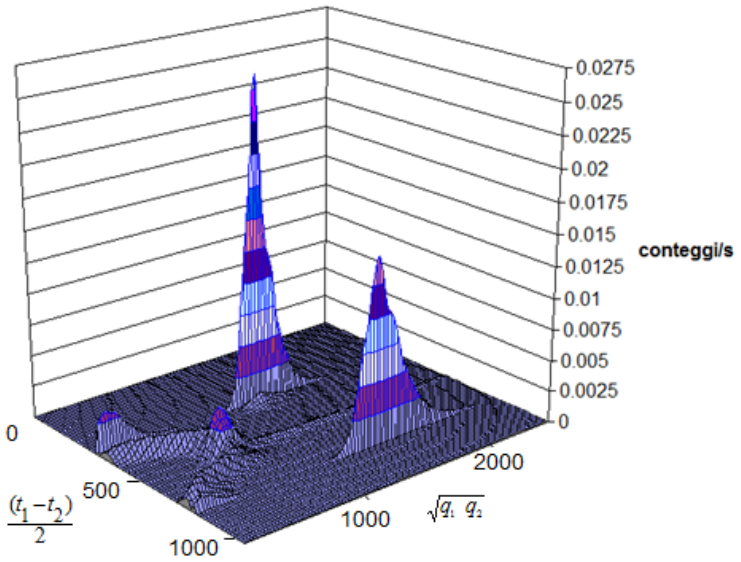

Figura 5.14 Distribuzione temporale ed energetica degli eventi al rivelatore.

Selezionando i valori per la semidifferenza dei tempi intorno al canale 500 si può osservare come gli eventi energetici associati a tale intervallo temporale siano pochi rispetto al resto.

Ciò è dovuto al fatto che nella configurazione B il fenomeno del cross talk lungo la fibra, di cui si è parlato nel capitolo 3, diventa abbastanza importante ed i fenomeni che ne sono interessati vengono rivelati dal sistema come eventi che provengono da un punto molto distante dal centro della fibra.

Effettuando la sottrazione tra lo spettro energetico acquisito con il LiF e quello senza, si evidenzia una struttura simile a quella già mostrata in figura 5.11 e relativa alla configurazione A (fig.5.15)

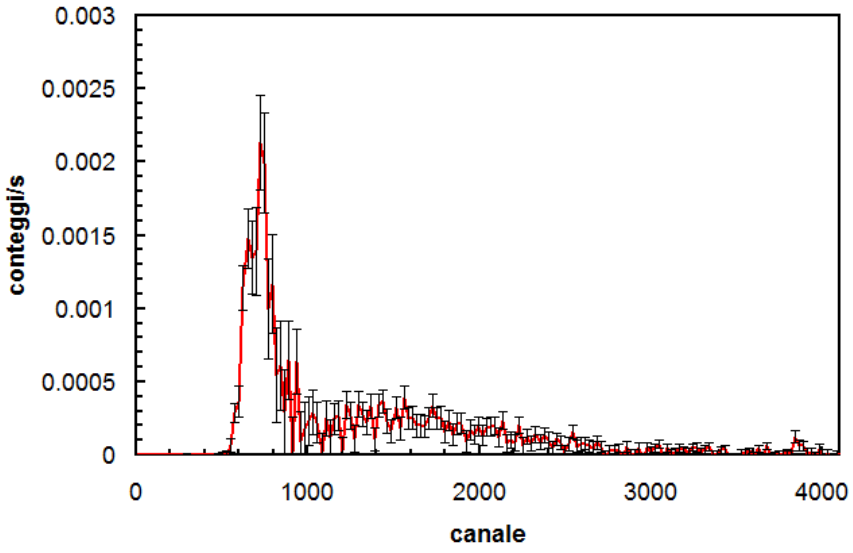

Figura 5.15 Sottrazione tra gli spettri dell'energia depositata nella fibra nei casi con convertitore e senza.

La struttura è simile nel senso che, analogamente alla configurazione A, si osserva qui una struttura "doppia". Chiaramente la raccolta di luce tra

le due configurazioni A e B è diversa e questo fa si che gli spettri relativi abbiano andamento simile ma non siano identici.

Selezionando solo gli eventi aventi la semidifferenza dei tempi all'interno del larghezza a mezza altezza del picco relativo alle posizioni centrali della fibra (a meno della risoluzione spaziale) si ottiene uno spettro che non differisce sostanzialmente da quello mostrato in figura 5.14, e questo sembra confermare l'ipotesi del cross talk lungo la fibra.

L' analogo dello spettro mostrato in figura precedente, ma ottenuto in seguito alle misure effettuate con l'assorbitore di alluminio frapposto tra bundle e LiF (come in figura 5.6), è rappresentato nello spettro in figura 5.16:

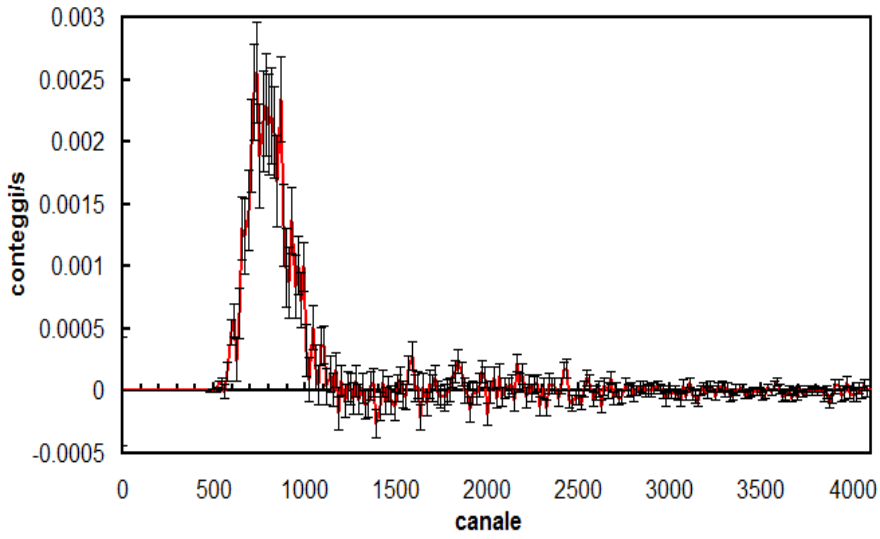

Figura 5.16 Sottrazione tra gli spettri dell'energia depositata nella fibra nei casi con convertitore e senza ed in presenza dell'assorbitore di alluminio.

Rispetto al caso in cui non c'era l'assorbitore si evidenzia una la scomparsa della seconda struttura ed un allargamento ed innalzamento della prima struttura: cioè sembra fornire una forte indicazione sul fatto che il

trizio, essendo stato degradato produce una minore quantità di luce di scintillazione.

5.5 Conclusioni

Il prototipo del rivelatore realizzato è certamente sensibile ai neutroni termici, come è possibile affermare a partire dalle diverse evidenze sperimentali riscontrate. Di contro il rapporto tra l'efficienza di rivelazione per neutroni termici e per radiazione gamma deve essere ulteriormente migliorato.

Conclusioni

L’obiettivo del lavoro di tesi è lo studio di fattibilità di un rivelatore per neutroni termici basato sulla fibra plastica scintillante e sui fotorivelatori SiPM.

I risultati ottenuti hanno mostrato come il prototipo sia sensibile ai neutroni termici, ma anche come, a questo stato stato prototipale, non sia pensabile una misurazione di flussi neutronici su base evento per evento. Infatti, in questa configurazione, l’efficienza di rivelazione per neutroni è piuttosto bassa rispetto a quella per i gamma.

Il problema può essere risolto, o quantomeno ridotto, depositando il materiale convertitore direttamente sulla superficie della fibra; un’altra via percorribile è quella di caricare lo scintillatore stesso con atomi di ^{6}Li o ^{10}B, durante la fase di preparazione stessa. Questa seconda alternativa, che pure sembra la più immediata, presenta problematiche non banali legate alla quantità di atomi da inserire senza causare alterazioni determinanti per le caratteristiche chimico-fisiche dello scintillatore stesso.

Il passo successivo consisterà nell’effettuare simulazioni in GEANT 3, al fine di determinare l’efficienza delle fibre ai neutroni su un vasto range energetico, dai termici fino a 10 MeV. Le simulazioni dovranno tenere in particolare considerazione sia diversi valori di concentrazione del materiale

convertitore ^{6}Li nel volume della fibra, sia diversi spessori per il deposito dello stesso sulla superficie esterna della fibra.

Un altro aspetto abbastanza critico del sistema di rivelazione sviluppato, è quello dell'accoppiamento ottico tra le fibre ed i sensori. Un cattivo accoppiamento ottico genera infatti perdita di luce di scintillazione, che come si è visto, è già di per sé esiguamente raccolta alle estremità della fibra. Le perdite possono essere sia di natura ottica (all'interfaccia plastico-silicio) sia di natura meccanico-geometrica (cattivo allineamento fibra-SiPM).

Per quanto riguarda il prototipo, si sono realizzate le capsule metalliche (in alluminio) per accoppiare SiPM e fibra, facendo uso di grasso ottico per massimizzare la trasmissione di luce. Occorre comunque provvedere per trovare una soluzione che consenta di effettuare gli accoppiamenti ottici in modo equivalente per tutti i campioni da testare, sì da garantire un corretto raffronto tra i parametri misurati. Se ad esempio si volesse realizzare un sistema di rivelazione basato sul confronto online del flusso di dati da due rivelatori indipendenti, uno con fibra caricata con il convertitore (o con deposito superficiale) e l'altro senza convertitore, l'aleatorietà dell'accoppiamento minerebbe alla base il processo stesso di comparazione.

La soluzione al problema dell'accoppiamento fibra-SiPM presenta diversi aspetti tecnologici ed innovativi. E' possibile infatti realizzare per mezzo della litografia profonda con protoni (Deep Lithography with Proton, o DLP) o con tecniche analoghe [35] dei microcomponenti meccanici/ottici in array mono/bidimensionali, per fissare esattamente la fibra sulla

superficie sensibile del SiPM e ottimizzare gli accoppiamenti ottici. Una tecnica del genere è chiaramente irreversibile e ciò, data l'esigua quantità di dispositivi SiPM a disposizione, ne ha impedito l'effettuazione sui campioni di sensori a disposizione. Tuttavia la possibilità di effettuarla in un futuro prossimo è più che concreta, grazie alla collaborazione attiva da anni tra il gruppo LNS in cui ho lavorato e la Libera Università di Bruxelles(VUB-TONA), altamente specializzata nella DLP.

Altrettanto fondamentale è la questione legata alla qualità dei sensori di base del rivelatore, ovvero i SiPM. I dispositivi Hamamatsu utilizzati si sono rivelati estremamente rumorosi e inficiati da cross talk: ciò ha sicuramente influenzato in maniera negativa la qualità delle misure e probabilmente diminuito la quantità di eventi utili per la rivelazione dei neutroni termici.

E' allora più che ragionevole attendere un notevole avanzamento in termini di efficienza del sistema di rivelazione, quando i dispositivi prodotti dalla STMicroelectronics, già testati e trovati di gran lunga superiori a quelli Hamamatsu in termini anche di rumore intrinseco, saranno disponibili per l'applicazione in un nuovo prototipo del rivelatore.

Ciò, unitamente all'utilizzo di una fibra arricchita con convertitore (in uno dei due sensi specificati prima) e ad un avanzato e più preciso accoppiamento ottico/meccanico, lascia immaginare una effettiva realizzazione del rivelatore il cui studio di fattibilità è stato affrontato in questo lavoro di tesi.

In particolare si intende realizzare un sistema basato su due rivelatori indipendenti, uno dotato di convertitore per neutroni e l'altro privo, in modo da ottenere misure di flusso di neutroni attraverso la comparazione tra le risposte dei due rivelatori.

Bibliografia

[1] **Adventures in experimental physics**
[J.Chadwick. World science education, Princeton 1972];

[2] **Preliminary test of the scintillator with optical fiber (SOS) detector in a pulsed thermal neutron experiment, Report N° 1986/PN** [A. Igielski et al. The Henryk Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics];

[3] **Developmentof a wide-range paired scintillator with optical fiber neutron monitor for BNCT irradiation field study**
[Masayori Ishikawa et al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 551 (2005) 448-457];

[4] **Development of a Novel Small-sized Neutron Detector Based on a ^{6}Li-glass Scintillator** [T. Matsumoto, et al. 2005 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, N35-22];

[5] **Neutron detection and applications using a BC454/BGO array** [M.C. Miller, R.S. Biddle, P.A. Russo et al. Nucl. Instr. and Meth. A 422 (1999) 89];

[6] **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments**
[William R. Leo, Spinger-Verlag, II revised edition];

[7] **Discrimination methods between neutron and gamma rays for boron loaded plastic scintillators** [Stéphane Normand et al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 484 (2002) 342-350];

[8] **Design consideration for thin film coated semiconductor thermal neutron detectors –I: basics regarding alpha particle emitting neutron reactive films**
[D.S: McGregor et al. NIM A 500 (2003) 272-308];

[9] **Characterization of 3D thermal neutron semiconductor detectors**
[J. Uher et al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 576 (2007) 32-37];

[10] **Demonstration o fan SiC Neutron Detector for High-radiation Environments**
[S.Seshadri et al. IEEE VOL. 46, N. 3 March 1999];

[11] **Radiation Detection and Measurement**
[Glenn F. Knoll John Wiley & Sons, third edition];

[12] **Direct Fast-Neutron Detection**
[D.C. Stromswold et al. Prepared for the U.S. Department of Energy under Contract DE-AC06-76RL0 1830, Pacific Northwest National Laboratory Richland];

[13] **Development of a directional scintillating detector for 14 MeV neutrons**
[Justin Peel et al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 556 (2006) 287-290];

[14] **Neutron spectrometry – historical review and present status**
[F:D: Brooks et al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research A 476 (2002) 1-11];

[15] **Characterization of 14 MeV Neutron Detectors made with Polycrystalline CVD Diamond Films**
[M. Pillon, et al. Fusion Engineering and Design 82, 5-14];

[16] **A new type of neutron spectrometer**
[R.L.Bramblett, R.I.Ewing, T.W.Bonneret al. Nuclear Instruments and Method in Physics Research 9 (1960) 1];

[17] **Spherical neutron detector for space neutron measurement**
[S.Yamaguchi, A.Uritani, H.Sakai et al. Nucl.Instr.and Meth. A 422 (1999) 600];

[18] **Development of Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)**
[K. Yamamoto, et al. 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record];

[19] **Development and study of the multi pixel photon counter**
[S. Gomi et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 581 (2007) 427–432];

[20] **Single photon avalanche photodiodes with integrated quenching resistor**
[M. Mazzillo, et al. in print on NIM A];

[21] **Testing the Silicon Photomultiplier for Ionization Profile Monitors**
[S. Barabin et al. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland];

[22] **A new generation of low-voltage single-photon micro-sensors with timing capability**
[P. Finocchiaro et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 83–88];

[23] **Development of Multi-Pixel Photon Counters**
[V. M. Yokoyama et al. SNIC Symposium, Stanford, California - 3-6 April, 2006];

[24] **A measurement of the photon detection efficiency of silicon photomultipliers**
[A.N. Otte, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 360–363];

[25] **Characterization of a novel 100-Channel Silicon Photomultiplier – Part I: Noise**
[P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, et al, Transactions on electron devices, Vol 55, No 10, 2008];

[26] **Characterization of a novel 100-Channel Silicon Photomultiplier – Part II: Time**
[P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, et al, Transactions on electron devices, Vol 55, No 10, 2008];

[27] **Multipixel geiger-mode photon detectors for ultra-weak light sources**
[A. Campisi et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 571 (2007) 350–354];

[28] **Features of Silicon Photo Multipliers: precision measurements of noise, cross-talk, afterpulsing, detection efficiency**
[P. Finocchiaro et al. IEEE Transanctions On Nuclear Science, Vol. 56, No. 3, June 2009];

[29] **On the Bremsstrahlung Origin of Hot-Carrier-Induced Photons in silicon devices**
[S. Bigliardi, et al. IEEE Transactions on electron devices, Vol. 40, No. 3, March 1993];

[30] **http://www.isis.rl.ac.uk**

[31] **http://www.bicron.com**

[32] **Implementation of a new cheap detector for tiny light signals coming from radioactive gamma-source**
[V. Bellini, M. Capogni, V. Febbraro and P. Finocchiaro, in print];

[33] **On-line monitoring of short/medium term radioactive waste storage**
[G. Cosentino et al. 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors 2008 Siena, Italy];

[34] **High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron**
[J.W. Marsh, D.J. Thomas, et al. NIM A 366 (1995) 340–348];

[35] **A new generation of low-voltage single-photon micro-sensors with timing capability**
[P. Finocchiaro et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 567 (2006) 83–88]

[36] **An online monitoring system for nuclear waste storage**
M. Barbagallo, V. Bellini, L. Cosentino, V. Febbraro, P. Finocchiaro, G. Greco, A. Pappalardo, C. Scirè, S. Scirè, in print].

Ringraziamenti

E’ usuale concludere i lavori di tesi ringraziando tutte le valide e disponibili persone che vi hanno contribuito in maniera determinante, nonché tutti coloro che nel corso della vita hanno svolto ruolo fondamentale, sin dal suo primo giorno, nel raggiungimento di questo obiettivo.

Non intendendo allontanarmi da tale tradizione ma, al contempo stesso, non gradendo particolarmente i rigidi elenchi, né amando più di tanto le parole di rito, concludo questo lavoro affermando che per quanto mi riguarda le migliori manifestazioni di affetto e stima sono la dedizione e la fiducia.

A mio parere, questi sentimenti non si trovano (o non si trovano soltanto) nelle parole, negli aggettivi formali, che risultano spesso ripetitivi: risiedono piuttosto in qualcosa di meno evidente, eppure più quotidiano.

Spero dunque di aver dimostrato quotidianamente e adeguatamente tali sentimenti alle molte persone che mi hanno aiutato e sostenuto in questo anno, così come in quelli precedenti, nel campo professionale ed in quello più strettamente personale, laddove questa scissione è possibile.

Qualora avessi fallito in questa tutt’altro che semplice dimostrazione, pongo tardivamente rimedio: Grazie davvero…