

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

**Studio di un prototipo di rivelatore
per neutroni termici e veloci
per applicazioni in ambito ambientale
e di sicurezza**

Relatore:

PROF. MARCELLO LUNARDON

Correlatore:

DOTT. LUCA STEVANATO

Laureando:

ISACCO BONESSO

Anno Accademico 2014/2015

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Il neutrone e la sua misura sperimentale	1
1.1.1	La scoperta	1
1.1.2	Sorgenti di neutroni	2
1.1.3	Meccanismi di interazione dei neutroni con la materia	3
1.2	Tecniche classiche di misura dei neutroni	5
1.2.1	Rivelatori per neutroni lenti	6
1.2.2	Rivelatori per neutroni veloci	6
1.3	Esempi di alcune applicazioni	7
1.3.1	<i>Thermal Neutron Analysis</i> (TNA) e <i>Fast Neutron Analysis</i> (FNA)	8
1.3.2	<i>TNIS</i> e progetto <i>SMANDRA</i>	9
1.3.3	Stima dell'umidità del suolo per mezzo dei neutroni cosmici	10
1.4	Gli Scintillatori Plastici e la <i>PSD</i>	11
1.5	Obiettivo della tesi	15
2	Attività sperimentale	16
2.1	Misure in laboratorio con <i>EJ-299-33</i> e <i>EJ-420</i>	16
2.2	Misure con il prototipo assemblato	19
3	Analisi dati	21
3.1	Caratterizzazione dei singoli rivelatori	21
3.1.1	Procedura di analisi dei segnali	21
3.1.2	Controllo qualità dei segnali	24
3.1.3	Calibrazione con gamma a diverse tensioni	27
3.1.4	Ottimizzazione dei parametri di acquisizione	29
3.1.5	Conteggi neutroni termici, veloci e fondo gamma	29
3.2	Risultati con il rivelatore assemblato	31
4	Conclusioni	33

Sommario

I neutroni sono sonde particolarmente interessanti nelle applicazioni di analisi non distruttive, grazie alla loro elevata capacità di penetrazione nei materiali. Nelle applicazioni che utilizzano rivelatori per neutroni, un aspetto interessante è la possibilità di misurare contemporaneamente neutroni termici e veloci, discriminandoli dal fondo gamma ambiente. Questa misura permette, ad esempio, di avere informazioni sulla presenza di materiale speciale nucleare schermato (*Pu, U*), trasportato illecitamente, o di ottenere indicazioni sulla quantità di acqua presente nel terreno, sfruttando la termalizzazione prodotta dall'acqua sui neutroni veloci, generati dalla radiazione cosmica. Il lavoro di questa tesi consiste nello studio sperimentale di un prototipo di rivelatore dotato di uno scintillatore plastico, unito ad un altro inorganico, in grado di rivelare contemporaneamente neutroni veloci, termici e raggi gamma. I segnali dei due tipi di neutroni possono essere discriminati attraverso le forme di impulso (*PSD* o *Pulse Shape Discrimination*), analizzando la risposta del rivelatore ad una piccola sorgente di neutroni di ^{252}Cf e a sorgenti gamma da calibrazione.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il neutrone e la sua misura sperimentale

Il neutrone è una particella subatomica (10^{-15} m) costituita da due quark down e un quark up, con carica elettrica netta pari a zero. In quanto formato da quark appartiene alla famiglia degli adroni e avendo spin semi-intero è un fermione. Ha massa a riposo di $939.57 \text{ MeV}/c^2$ ($\sim 10^{-27}$ kg), leggermente superiore a quella del protone. Al di fuori del nucleo, i neutroni sono instabili e hanno una vita media di circa 15 minuti: decadono β^+ in un protone, emettendo un elettrone e un antineutrino, secondo la reazione $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$. Non essendo carico il neutrone, non risente dell'interazione coulombiana e può penetrare nel nucleo anche con un'energia minore di un elettronvolt, permettendo di dare luogo a reazioni nucleari; inoltre, la rivelazione di questo tipo di particella presenta non poche difficoltà sperimentali, infatti, l'indifferenza al potenziale Coulombiano, rende trascurabili le sue interazioni con gli elettroni atomici dei materiali (principio su cui si basa il funzionamento di molti rivelatori) e di conseguenza si dovranno sfruttare dei meccanismi propri per rivelare questo tipo di radiazione [1] [2].

1.1.1 La scoperta

Le prime osservazioni sperimentali del neutrone risalgono al 1930 quando Bothe e Becker, bombardando atomi di berillio con particelle α , si accorsero di aver prodotto radiazioni neutre molto penetranti, che presunsero essere fotoni di alta energia. Più avanti, Curie e Joliot scoprirono che queste radiazioni, incidendo sulla paraffina, causavano l'emissione di protoni con energia di circa 5,3 MeV. Per ottenere questo valore, con calcoli di scattering Compton, sarebbero stati necessari fotoni di un'energia dieci volte superiore a quella delle particelle α che li avevano generati e questo pareva inaccettabile, a meno che non si rinunciaste al principio di conservazione dell'energia. La soluzione arrivò nel 1932 quando Chadwick [3] iniziò a studiare in modo sistematico gli effetti di questa radiazione su differenti tipi di materiali. Egli osservò che anche nuclei diversi da quelli dell'atomo di idrogeno rimbalzavano all'indietro quando venivano colpiti da tali raggi, ma a velocità molto minori rispetto a quelle misurate per l'idrogeno. Il decrescere della velocità di rinculo del nucleo colpito all'aumentare del suo peso era spiegabile ipotizzando che la radiazione ignota fosse costituita da particelle massive. Come nelle collisioni tra particelle α ed i nuclei, infatti, si devono considerare la conservazione della quantità di moto e dell'energia totale. Questa scoperta contribuì alla nascita di un nuovo

modello nucleare infatti, fino ad allora si pensava che i nuclei di tutti gli atomi consistessero in aggregati dei due corpuscoli elementari allora noti, ossia protoni ed elettroni. Con l'avvento della meccanica quantistica, questo modello divenne inaccettabile, in quanto contravveniva il principio di indeterminazione, che stabilisce che un elettrone confinato entro le dimensioni di un nucleo è necessariamente dotato di un'energia cinetica così elevata da essere incompatibile con quanto si sapeva già allora sulle energie in gioco nei nuclei. La scoperta del neutrone aprì una via d'uscita a questa difficoltà e diede un impulso straordinario allo studio delle reazioni nucleari.

1.1.2 Sorgenti di neutroni

In base alla loro energia, i neutroni vengono generalmente distinti in:

- Termici $E \sim 0.025eV$.
- Epitermici $E \sim 1eV$.
- Lenti $E \sim 1 - 100keV$.
- Veloci $E \sim > 100kev$.

In genere, in natura, i neutroni vengono prodotti da elementi fissili che decadono o dall'interazione di una radiazione altamente energetica (per esempio i raggi cosmici) con la materia. In maniera analoga, per creare artificialmente un fascio di neutroni, si sfrutta una discreta varietà di reazioni nucleari e, non potendo accelerarli, si cerca di ottenere neutroni di alta energia da rallentare (*moderare*), facendoli interagire con opportuni materiali. In seguito si espongono velocemente le tecniche più comuni.

Sorgenti $\alpha - Be$

L'isotopo stabile del berillio, il 9Be , ha un neutrone in uno stato relativamente poco legato e se colpito da una particella α (circa 5-6 MeV), può dare luogo alla reazione ${}^4He + {}^9Be \rightarrow {}^{12}C + n$, con Q -value di $5.7MeV^*$. Si mescola, perciò, una sorgente α a lunga vita media (${}^{226}Ra$, ${}^{241}Am$, ${}^{210}Po$) con il 9Be , per ottenere una sorgente di neutroni veloci fino a $5MeV$.

Altre reazioni nucleari

In molte altre reazioni nucleari vengono prodotti neutroni con differenti velocità a seconda dell'energia incidente e del tipo di reazione. Si riportano in seguito alcune tra queste:

- ${}^3H + d \rightarrow {}^4He + n$ $Q = +17.6 \text{ MeV}, E_n = 14.1MeV$.
- ${}^7Li + p^+ \rightarrow {}^7Be + n$ $Q = -1.6 \text{ MeV}$.
- ${}^2H + d \rightarrow {}^3He + n$ $Q = +3.3 \text{ MeV}, E_n = 2.5MeV$.

*indicheremo successivamente con Q il Q -value della reazione, cioè la differenza tra le masse iniziali e finali.

Un'altra classe particolare di reazioni è quella delle reazioni di *spallazione*, nelle quali un fascio di protoni di alta energia (ad esempio 1 GeV) viene fatto incidere su nuclei più o meno pesanti (es W, Pb, U), causando l'emissione a cascata di una grande quantità di nucleoni, seguita da processi di tipo evaporativo. Questo modo di operare ha lo svantaggio di danneggiare fortemente il bersaglio e di produrre molto calore difficile da dissipare.

Sorgenti fotoneutroniche

Analogamente alla reazione (α, n) , è possibile sfruttare il meccanismo (γ, n) , il quale ha il vantaggio di generare neutroni con intervalli energetici più definiti. Ad esempio, la radiazione γ monoenergetica del ^{24}Na (2.76 MeV) ha energia sufficiente a superare la barriera di potenziale del ^9Be : $\gamma + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$. Vengono così prodotti neutroni ad un tasso di $2 \cdot 10^6 n/(s \cdot Ci)$ di ^{24}Na ed energia media di circa 0.8 MeV, con lo svantaggio, tuttavia, di avere un tempo di dimezzamento molto breve (15 ore).

Fissione spontanea

Molti elementi transuranici presentano fissione spontanea, con emissione di neutroni assieme ai frammenti della reazione. Isotopi come il ^{252}Cf sono emettitori di neutroni, con tempo di dimezzamento di 2,65 anni. Questi ultimi sono prodotti con un tasso medio di 4 per ogni fissione, che nel californio avviene per il 3% dei decadimenti ($>96\%$ decade α), per un totale di $4.3 \cdot 10^{12} n/s$ per Ci.

Fissione indotta e reattori nucleari

Nel nocciolo dei reattori nucleari è presente un flusso elevato di neutroni, di circa $10^{14} n/(cm^2 s)$, con uno spettro compreso tra i 5 a i 7 MeV. Parte di questi neutroni possono quindi essere estratti per attività di laboratorio, utilizzando il reattore come sorgente di neutroni veloci.

1.1.3 Meccanismi di interazione dei neutroni con la materia

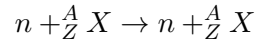
Non risentendo della forza coulombiana, i neutroni possono percorrere nella materia parecchi centimetri, senza che intervenga alcuna interazione, e possono perciò essere invisibili ai tipici rivelatori per particelle cariche. L'unica interazione che subiscono è quella nucleare (forza forte) tra neutrone incidente e nucleo del materiale assorbitore, il cui risultato è la **deviazione semplice** della particella (urti elastici e anelastici) oppure l'**assorbimento**, entrambi seguiti da una radiazione secondaria. Tale radiazione, nella maggior parte dei casi, consiste nell'emissione di particelle cariche massive o di raggi γ , dovuti alle reazioni nucleari indotte dal neutrone incidente oppure agli stessi nuclei del materiale assorbitore che rinculano.

Le probabilità relative dei vari tipi di interazioni neutroniche (si veda, ad esempio, Figura 1.1) dipendono fortemente dall'energia; in generale, per neutroni *termici - lenti*, prevalgono le reazioni di cattura (in particolare all'equilibrio termico), mentre al crescere dell'energia cinetica aumenta l'importanza dello *scattering*, poiché i neutroni possono cedere quantità apprezzabili di energia (*moderazione* dei neutroni) e, se l'energia è sufficientemente elevata, possono dar luogo a scattering anelastico, nel quale i nuclei di rinculo del materiale assorbitore vengono

liberati in uno stato eccitato, seguito da un'emissione gamma. Si presentano in seguito alcune tra le interazioni principali.

Urti elastici

Dato un atomo X di massa $A = N + Z(u.a.)$, inizialmente a riposo, analizziamo l'urto elastico con un neutrone ad energia E , non relativistica ($E \ll 1GeV$):



Imponendo la conservazione del quadrimpulso e dell'energia, otteniamo l'energia finale del nucleo, E_X , in funzione di θ , l'angolo con cui viene diffuso quest'ultimo, rispetto alla direzione del neutrone, nel sistema di riferimento in cui X è a riposo:

$$E_X = E \cdot \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta$$

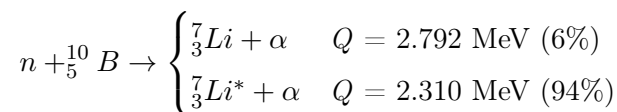
Per $\theta \rightarrow 90^\circ$, l'atomo viene emesso quasi perpendicolarmente rispetto alla direzione di volo del neutrone e l'energia di rinculo E_X è prossima allo zero. Viceversa, quando l'atomo prosegue nella stessa direzione ($\theta = 0$), si ha la massima perdita di energia da parte del neutrone e il nucleo prosegue con energia massima pari a $\frac{4A}{(1+A)^2}$. Si nota perciò come nel caso dell'idrogeno ($A=1$) possa verificarsi un trasferimento totale di energia e che, in particolare, più i nuclei del materiale assorbitore sono leggeri e maggiore sarà l'effetto di moderazione sul fascio di neutroni incidenti.

Urti anelastici

A differenza del caso precedente, il neutrone perde una frazione di energia maggiore, in quanto il nucleo bersaglio viene portato ad uno stato instabile che si diseccita emettendo fotoni γ . Questo tipo di interazione possiede un ruolo importante nella schermatura da neutroni di alta energia, ma complica la risposta di molti rivelatori basati sullo scattering elastico (per maggiori dettagli [1, p. 56]).

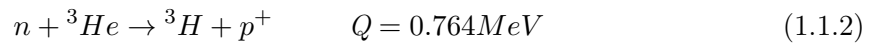
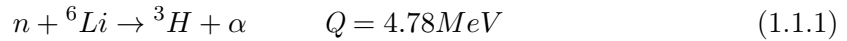
Reazioni di trasmutazione e cattura radiativa

In questo tipo di reazioni, il neutrone viene assorbito da un nucleo atomico, il quale successivamente cambia la propria massa e carica, diseccitandosi per emissione γ o scomponendosi in vari prodotti. Tra i nuclidi a più alta sezione d'urto per cattura neutronica troviamo il ^{10}B , il 6Li e l' 3He . Il ^{10}B assorbe un neutrone, dividendosi in $^7_3Li + \alpha$ secondo il seguente schema:



Con neutroni lenti, nel 94% dei casi, il litio viene rilasciato in uno stato eccitato e, solo nel 6%, nello stato fondamentale. In entrambi i casi il Q -value è molto superiore all'energia del neutrone e possiamo quindi considerarlo come l'energia liberata dalla reazione, causando la perdita

di informazione sull'energia del neutrone incidente. ${}^6\text{Li}$ e ${}^3\text{He}$ compiono rispettivamente le seguenti reazioni:



Un esempio di cattura radiativa, invece, è la sintesi del radioisotopo ${}^{60}\text{Co}$:

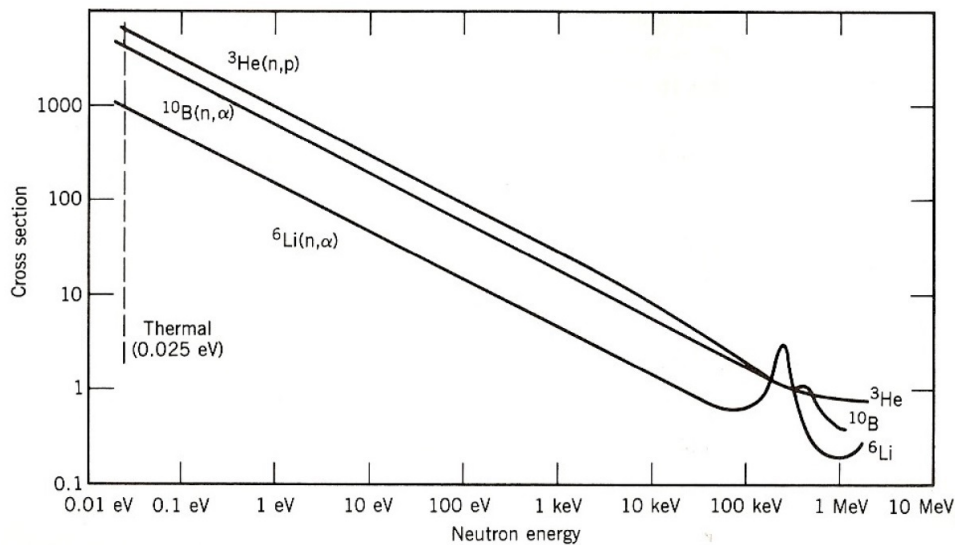
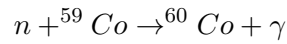


Figura 1.1: Sezioni d'urto per le reazioni ${}^3\text{He}(n,p)$, ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$ e ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$. L'andamento è proporzionale a $1/v$, con comparsa di risonanze a circa 100 keV.

Spallazione

Analogamente a quanto avviene nella produzione di neutroni per spallazione, è possibile che un neutrone di alta energia rompa un nucleo bersaglio in vari frammenti. Questo tipo di reazione è significativo per neutroni a energie maggiori di 100 MeV.

Fissione nucleare

La fissione nucleare è un'altra delle reazioni più importanti a cui possono dar luogo i neutroni, in particolar modo quelli lenti. Essi vengono assorbiti da un nucleo pesante (come ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$) che viene portato in uno stato eccitato e, in seguito, fissiona originando diversi frammenti.

1.2 Tecniche classiche di misura dei neutroni

I rivelatori per neutroni si possono classificare in rivelatori per neutroni "lenti" (in genere neutroni termici ed epitermici: $E < 1$ eV) e in rivelatori per neutroni "veloci" ($E > 50$ –

100keV), poiché il neutrone, in base alla sua energia, interagisce in maniera differente con la materia, dunque ciascun rivelatore andrà a sfruttare un particolare prodotto di questa interazione.

1.2.1 Rivelatori per neutroni lenti

A basse energie, i meccanismi di interazione predominanti sono la cattura neutronica e le conseguenti reazioni di conversione indotte. Tra i principali tipi di rivelatore troviamo il tubo proporzionale a gas come il BF_3 e l' 3He .

Il BF_3 , spesso arricchito con ^{10}B , ha la funzione sia di assorbitore di neutroni che di contatore proporzionale, infatti è tra i gas che raggiunge il miglior compromesso tra i due aspetti. Oltre alla tossicità del BF_3 , questo tipo di rivelatori presentano alcuni problemi in condizioni di alti *rate* di raggi γ che accompagnano i neutroni, infatti, se il loro flusso è sufficientemente grande, diventa difficile discriminarli dai neutroni e, in casi estremi, possono portare alla dissociazione molecolare del gas stesso [1].

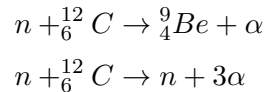
I tubi ad 3He funzionano in maniera analoga, sfruttano la reazione (1.1.2). Comparati con i tubi a BF_3 , i contatori ad 3He possono operare a pressioni molto più elevate e sono preferiti nelle applicazioni che richiedono la massima efficienza, inoltre hanno il grande vantaggio di riuscire a discriminare in maniera ottima i raggi γ dai neutroni. Tuttavia, l' 3He è molto raro e non viene trovato in depositi naturali, bensì prodotto artificialmente. Attualmente una parte delle sue scorte, già in fase di esaurimento avanzato, derivano dallo smantellamento delle armi nucleari [4].

Esistono poi altri tipi di rivelatori che sfruttano i **materiali scintillatori**. La radiazione, attraversando questi oggetti, rilascia una certa parte della sua energia eccitando le molecole del materiale, che, diseccitandosi, emettono luce di fluorescenza, opportunamente raccolta ed analizzata. I tempi di risposta e recupero sono molto brevi rispetto a quelli tipici dei contatori proporzionali: per questo motivo, essi sopportano più alti *rate* di radiazione, rendendoli più efficienti. In particolare, nella rivelazione di neutroni lenti, sono diffusi gli scintillatori organici liquidi, opportunamente drogati con ^{10}B o 6Li . Generalmente si tratta di composti che presentano una buona discriminazione tra eventi generati da neutroni oppure da fotoni γ di alta energia. Tuttavia essi non permettono di ricavare l'energia della particella incidente e spesso sono costituiti da sostanze tossiche (si ricorda, ad esempio, il caso dei *LNGS*, in cui si verificò una perdita di *pseudocumene*, un liquido di scintillazione nocivo e infiammabile).

1.2.2 Rivelatori per neutroni veloci

Una tecnica per rivelare neutroni ad alta energia consiste nel *moderarli* tramite l'interazione con materiali ricchi di elementi leggeri, ottenendo neutroni lenti, rilevabili con gli stessi metodi discussi in precedenza. Tale processo è piuttosto lento e poco efficiente, inoltre non fornisce alcuna informazione sull'energia dei neutroni, dato che questi ultimi devono subire diversi urti per essere termalizzati o che alcuni di essi non raggiungono il rivelatore. Un'altra tecnica consiste nell'utilizzare dei rivelatori basati sui *processi d'urto*, nei quali vengono rilevati i nuclei di rinculo. Poiché la massima frazione di energia ceduta dal neutrone si ha nell'urto con atomi di idrogeno, si prediligono bersagli composti da atomi leggeri, ricchi di H, per costruire

i cosiddetti *rivelatori a rinculo di protoni*. Ad esempio, si può utilizzare uno scintillatore organico (ricco di H e C), nel quale viene prodotta luce di scintillazione al passaggio del protone (nucleo di idrogeno), scalzato nell'urto con il neutrone. Oltre al contributo dello scattering n - p , bisogna considerare anche le seguenti reazioni, significative al di sopra dei 9 MeV:



In alternativa agli scintillatori organici, troviamo anche i *contatori proporzionali* a rinculo di protoni; a differenza dei contatori per neutroni lenti, il gas utilizzato è ad alto contenuto di idrogeno (H_2, CH_4 ma anche ${}^3\text{He}$, vedi Figura 1.2). Quest'ultimi, a causa della relativa bassa densità dei gas, sono caratterizzati da un'efficienza ridotta rispetto agli scintillatori solidi e liquidi.

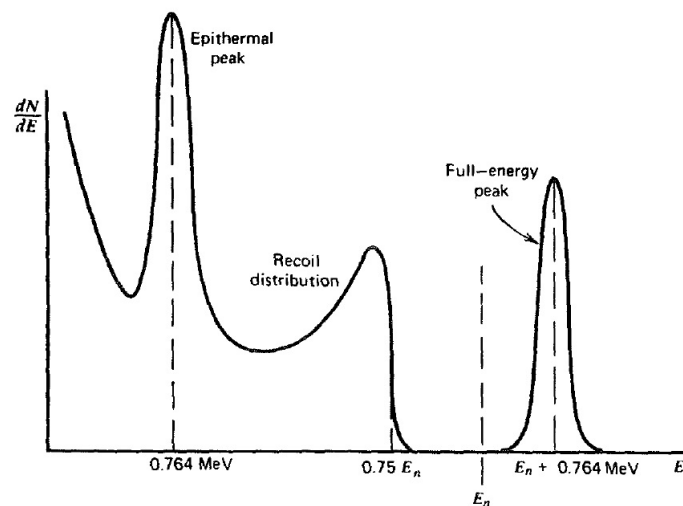


Figura 1.2: Spettro atteso di un contatore proporzionale a ${}^3\text{He}$ per neutroni incidenti ad energia E_n ; si notano tre picchi, da sinistra verso destra: picco di cattura neutroni termici ($n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + p$, $Q = 0.764\text{MeV}$), picco scattering elastico ($E_{max, {}^3\text{He}} = 0.75E_n$) e picco di cattura neutroni veloci.

1.3 Esempi di alcune applicazioni

Quanto introdotto finora assume maggior interesse in vista delle numerose applicazioni in campo scientifico e tecnologico che riguardano da vicino la fisica dei neutroni, nelle quali è indispensabile rivelare queste particelle con precisione. Tra le tematiche più rilevanti troviamo lo studio della dinamica delle reazioni nucleari e delle reazioni indotte da neutroni, le quali sono di interesse per la fisica nucleare fondamentale, per l'astrofisica nucleare e per varie applicazioni legate a problemi energetici e ambientali, ognuna delle quali trascina con sé importanti sfide dal punto di vista tecnologico. Vogliamo qui ricordare il progetto *SPES*, tuttora in corso di allestimento ai *Laboratori Nazionali di Legnaro* [14], tra gli obiettivi del quale vi è lo sviluppo di un intenso fascio di neutroni, le cui applicazioni vanno dall'astrofisica

nucleare ai test per l'elettronica destinata allo spazio, dalla caratterizzazione dei rifiuti nucleari alle cure sperimentali contro i tumori.

Vi sono infine altri due ambiti che riguardano più da vicino il prototipo di rivelatore oggetto di questa tesi: l'analisi non invasiva dei materiali e la misura, ancora in fase di sperimentazione, dell'umidità del terreno mediante neutroni cosmici.

1.3.1 *Thermal Neutron Analysis (TNA) e Fast Neutron Analysis (FNA)*

Data l'alta capacità di penetrazione dei neutroni all'interno della materia, è possibile determinare la composizione di un oggetto senza distruggerlo, inviando un fascio di neutroni e analizzando la radiazione emessa dal materiale in seguito all'interazione infatti, ogni elemento, dopo l'assorbimento o l'urto di un neutrone, emette specifici fotoni γ oppure altera l'energia del neutrone "sonda" in modo caratteristico. Inoltre, utilizzando la distribuzione spaziale della radiazione riemessa (sia neutroni diffusi, che raggi γ di diseccitamento), è possibile determinare la posizione dei nuclei interagenti. Queste tecniche sono particolarmente utili per rivelare materiali pericolosi, come gli esplosivi, riconoscibili grazie ai loro rapporti caratteristici tra C, N e O (Figura 1.3). Ulteriori tecniche per l'analisi dei materiali sfruttano

Technique (see text)	Radiation source ^a	Probing radiation	Main reaction type	Detected radiation	Primary (secondary) signatures
TNA	²⁵² Cf; d-D or d-T STNG	Thermalized neutrons	(n, γ)	Prompt γ -rays from neutron capture	H, N, Cl (others)
FNA	d-D or d-T STNG	Fast neutrons	(n, n' γ)	γ -rays from inelastic neutron scattering	C, O, Cl (N, others)
PFNA	ns-pulsed accelerator	Fast neutrons	(n, n' γ)	γ -rays from inelastic neutron scattering	C, O, Cl (N, others)
PFNTS	ns-pulsed accelerator	White spectrum of fast neutrons	All available	Source neutrons which are transmitted	H, C, N, O, others
API	associated particle d-T STNG	14 MeV neutrons with associated α particles	(n, n' γ)	γ -rays in coincidence with α - particle	C, N, O (others)
PFTNA	μ s-pulsed d-T STNG	Fast neutrons during pulse, and then thermalized neutrons	(n, n' γ) + (n, γ)	γ -rays from inelastic neutron scattering, capture and activation analysis	H, C, N, O (others)
FNSA	ns-pulsed or DC accel.; STNG	Monoenergetic fast neutrons	(n, n) + (n, n')	Elastically and inelastically scattered neutrons	H, C, N, O (others)

^aSTNG: Scaled tube neutron generator.

Figura 1.3: Principali tecniche nucleari per l'analisi non distruttiva. Tratto da [5]

un fascio congiunto di neutroni veloci e raggi γ , misurandone le rispettive intensità iniziali e finali, per costruire uno scanner in grado di rivelare particolari materiali potenzialmente pericolosi o illeciti (Figura 1.4).

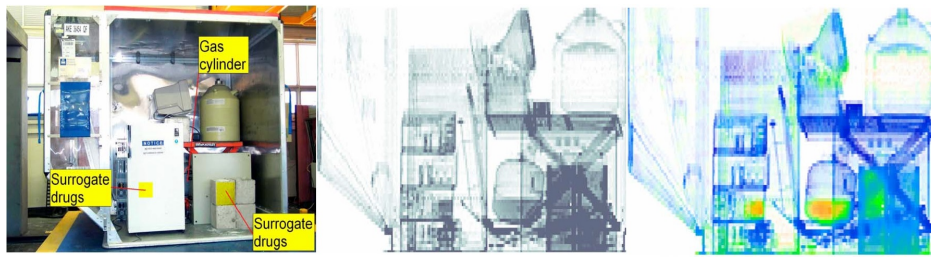


Figura 1.4: Scansione di un container contenente varie apparecchiature elettroniche domestiche, computer, oggetti in metallo e blocchi di cemento. Alcune droghe surrogate sono state nascoste in uno dei computer e in uno dei blocchi di cemento. A sinistra viene mostrato il container scannerizzato, al centro una rappresentazione della densità ottenuta visualizzando solamente i dati dei raggi γ e, nell'immagine a destra, si vede come l'informazione aggiuntiva portata dai neutroni viene usata per colorare in blu il materiale inorganico e in arancione quello organico. Tratto da [6]

1.3.2 TNIS e progetto SMANDRA

L'analisi tramite neutroni veloci richiede che la sorgente di neutroni e i rivelatori γ siano più vicini possibile all'oggetto da ispezionare, per incrementare il segnale rilevato. Gli spettri registrati sono perciò dominati dai raggi γ originati vicino alla sorgente di neutroni, rendendo più difficile la ricerca di materiali sospetti all'interno di un volume relativamente grande, come quello di un container [7]. Tramite la tecnica *TNIS* (*Tagged Neutron Inspection System*) è possibile misurare il tempo di volo del neutrone che induce l'emissione γ caratteristica nel materiale in esame, permettendo di determinare la posizione in cui avviene l'interazione (vedi Figura 1.5). Questo è possibile sfruttando la reazione $T(D, n)^4He$, la quale genera un neutrone a 14.1 MeV e, nel verso opposto, una particella α a 3.5 MeV. Mediante un array di rivelatori posto in prossimità della sorgente, si rivela la particella α e di conseguenza si determina l'istante iniziale in cui viene generato il neutrone e la sua direzione di volo. Con l'ausilio di un altro rivelatore, si rivela il fotone γ che segue l'interazione del neutrone con un nucleo atomico, determinando così l'istante in cui ha interagito. Infine, analizzando solo gli eventi in cui il tempo di volo del neutrone coincide con la direzione della particella e con la distanza tra sorgente e bersaglio, si determina la composizione specifica in una data regione.

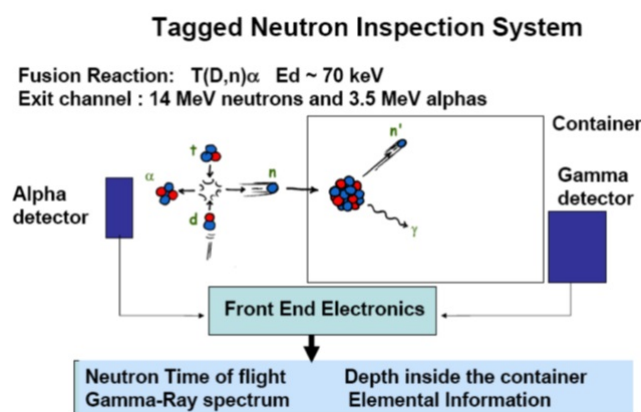


Figura 1.5: Schema semplificato della tecnica *TNIS*.

Al momento sono già state testate diverse tecnologie che utilizzando questa tecnica [8], in particolare si menziona il progetto *SMANDRA* (*Sistema Mobile per Analisi Non Distruttive*

e Radiometriche), finanziato dal Ministero Italiano dello sviluppo Economico, il cui scopo è realizzare uno strumento mobile in grado di identificare sorgenti radioattive e materiali illegali e/o pericolosi, nascosti dentro container e bagagli segnalati come “sospetti” dai sistemi di sicurezza tradizionali. Questa applicazione che fa uso di rivelatori in grado di discriminare raggi γ , neutroni veloci e lenti, oltre ad impiegare la tecnica *TNIS*, ha raggiunto importanti traguardi, tra i quali un’ottima efficienza nel rivelare ^{235}U , la cui sua bassa emissione di neutroni e la possibilità di schermare facilmente i pochi raggi γ che emette spontaneamente, ne rendono difficile la sua identificazione [9].

1.3.3 Stima dell’umidità del suolo per mezzo dei neutroni cosmici

Da diversi decenni ormai, si è pensato di usare i neutroni come sonde per diversi tipi di analisi del terreno. In particolare, dal 2008 circa [10], sono stati eseguiti diversi esperimenti per cercare di quantificare l’umidità del terreno su ampia scala (nel raggio di centinaia di metri), misurando il flusso di neutroni veloci (generati dai raggi cosmici nell’atmosfera) e lenti, al livello del terreno. Alla base di questa idea risiede il fatto che l’idrogeno è l’elemento con la maggior capacità di moderazione dei neutroni infatti, le molecole d’acqua giocano un ruolo fondamentale nell’attenuazione del flusso di neutroni, la cui intensità al suolo dipenderà fortemente dalla massa d’acqua presente nel terreno.

Con il metodo *GANS* (*Ground Albedo Neutron Sensing*) [11] si contano i neutroni del fondo ambiente a livello del suolo e, tramite l’equazione (1.3.1) derivata da Desilets et al. [12], si mettono in relazione il flusso dei neutroni misurato al di sopra del suolo e l’umidità del terreno:

$$\theta = \left[\frac{N_R - a_1}{a_0} - a_2 \right] \cdot \rho_b / \rho_{wat} \quad (1.3.1)$$

Con θ si indica l’umidità volumetrica media del terreno [$m^3 m^{-3}$], N_R è il rate di conteggi dei neutroni, opportunamente normalizzato e corretto rispetto alla pressione atmosferica, ρ_b è la densità media del suolo [$kg m^{-3}$], ρ_{wat} è la densità dell’acqua [$kg m^{-3}$] e a_i sono i parametri, da ricavare calibrando lo strumento. Nell’esperimento, condotto da C.A. Rivera Villarreyes et al., è stata utilizzata una sonda posta a 1.5 m dal suolo con due contatori proporzionali ad ^3He (*CRS-1000*, *Hydroinnova*): il primo monitorava i neutroni termici, mentre il secondo, circondato da uno strato di polietilene a bassa densità, misurava il flusso di neutroni da quelli epitermici fino a quelli veloci. Parallelamente, venivano ricavati i dati relativi all’umidità del terreno su scala puntuale ($\sim 1 dm^3$), con l’utilizzo di 16 sonde classiche (*Theta Probe MR2*, *Delta-T Devices Ltd.*), distribuite su un’area di 600 m di diametro. Lo stesso gruppo ha dimostrato come il metodo *GANS* abbia ottenuto dei buoni risultati (si veda Figura 1.6), potendo contare anche sugli stessi parametri di calibrazione, utilizzati in tempi diversi, per terreni simili. Inoltre questa tecnica ha mostrato una buona e veloce risposta in caso di precipitazioni e ha permesso di quantificare il diverso contributo d’acqua dovuto all’umidità oppure alla copertura nevosa, soprattutto nei periodi di gelo, durante i quali le sonde MR2 non possono fornire dati attendibili. Tuttavia sono rimaste alcune questioni da studiare, in particolare quale ruolo giochino nelle misure la biomassa (coltivazioni, terreni spogli, oppure foreste, . . .), l’intensità della radiazione cosmica, la pressione atmosferica, la copertura nuvolosa, oltre alla

necessità di uno studio più mirato relativo all'impatto sulle misure dell'ampiezza effettiva del terreno analizzato, sia in estensione che in profondità.

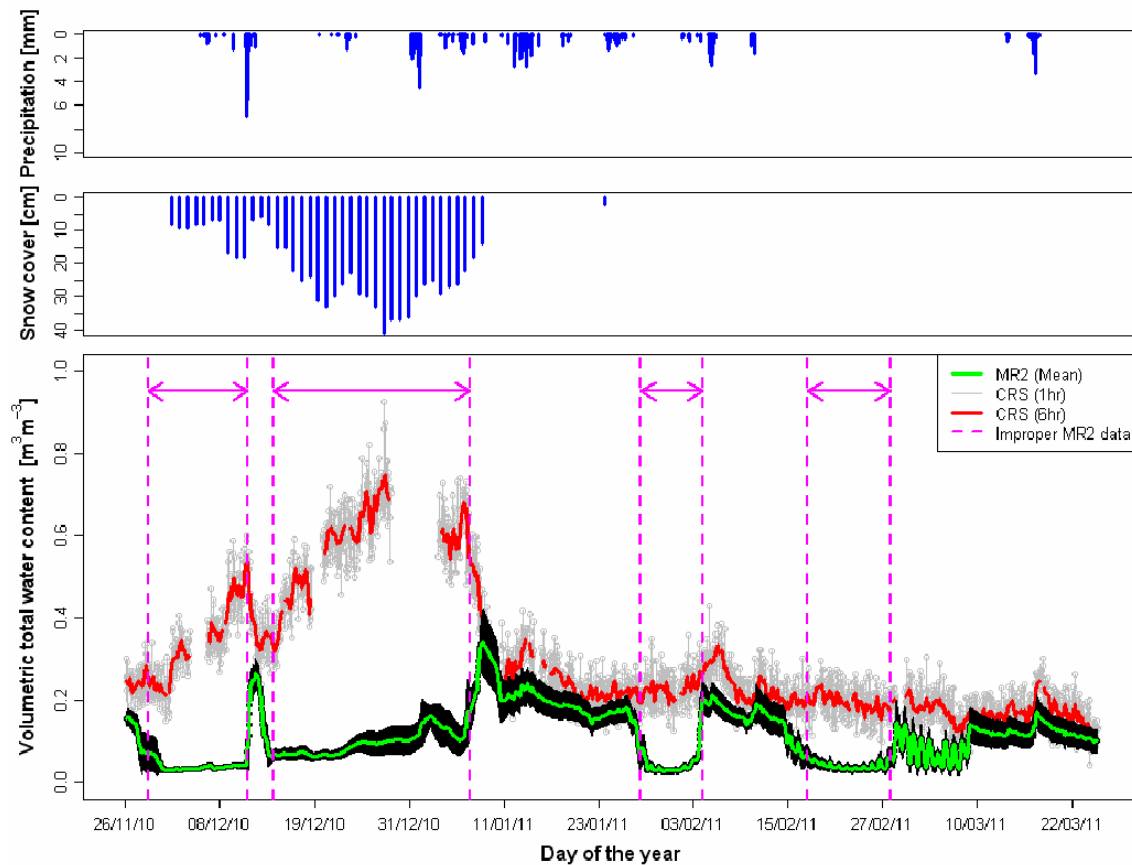


Figura 1.6: Contenuto volumetrico totale d'acqua (umidità del suolo e neve) misurato con il metodo *GANS* nel periodo invernale. Nei due grafici in alto: precipitazioni orarie (*mm*) e copertura nevosa giornaliera. Grafico in basso: umidità misurata con sonde MR2 (media spaziale oraria, in verde, con una deviazione standard in banda nera) e con sonde CRS-1000 (valori orari e media mobile di 6 ore in grigio e rosso, rispettivamente). Tra linee tratteggiate, viene indicato il periodo in cui, a causa delle temperature troppo basse, le sonde MR2 non funzionavano correttamente.

1.4 Gli Scintillatori Plastici e la PSD

Come abbiamo visto precedentemente tra le principali tecniche di misura dei neutroni vi è l'utilizzo dei materiali scintillatori, sia per la loro capacità di risposta veloce, sia per la capacità di discriminazione tra fotoni γ e neutroni. Un materiale scintillatore ideale deve avere le seguenti caratteristiche:

- Deve convertire l'energia cinetica delle particelle cariche in luce con un'alta efficienza di scintillazione.
- La resa di luce deve essere proporzionale all'energia depositata, nel più ampio intervallo di energia possibile.
- Il materiale deve essere trasparente alle lunghezze d'onda della luce di scintillazione.

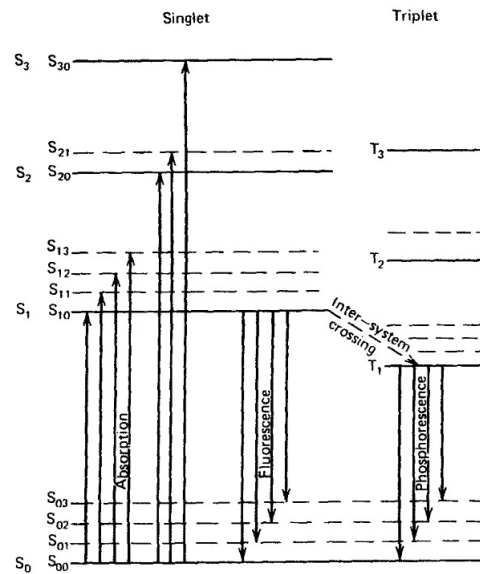


Figura 1.7: Livelli energetici di una molecola organica con orbitali molecolari π . (Tratto da J. B. Birks. *The Theory and practice of Scintillation Counting*, 1964.)

- I tempi di decadimento della luminescenza indotta deve essere più corto possibile in modo da generare impulsi veloci.
- Deve avere caratteristiche meccaniche tali da poter creare rivelatori di dimensioni sufficienti al loro utilizzo.
- Deve avere un indice di rifrazione il più vicino possibile a quello del materiale con cui viene posto in contatto con il fotomoltiplicatore per minimizzare effetti rifrattivi.

Gli scintillatori possono essere inorganici oppure organici, in forma cristallina, liquida o gassosa. Dato che in questa tesi si utilizza uno scintillatore plastico per rivelare neutroni veloci e raggi γ , si esporrà in seguito il meccanismo principale di funzionamento di tale materiale. Da qualche anno, gli scintillatori organici plastici, nonostante la loro bassa risoluzione e la scarsa resa in scintillazione paragonate con quelle degli altri scintillatori, sono oggetto di un crescente interesse nella rivelazione dei neutroni, dati i costi sempre maggiore dell' ^3He e la tossicità degli scintillatori liquidi.

L'obiettivo principale è quello di rivelare neutroni veloci, distinguendoli da un fondo di raggi γ , considerando che essi hanno range di penetrazione simili all'interno dello scintillatore infatti, essi differiscono solamente per il meccanismo di ionizzazione. Per questo motivo, è possibile distinguere i neutroni dai fotoni osservando la forma dell'impulso luminoso di scintillazione, questa tecnica prende il nome di **Pulse Shape Discrimination (PSD)**.

Quando un **fotone** γ interagisce nel materiale, per energie dell'ordine di qualche MeV, prevale l'effetto Compton, attraverso il quale il fotone deposita tutta o una parte della sua energia, ceduta ad un elettrone, che a sua volta interagisce con altri. Questi elettroni eccitano le molecole del solvente del plastico durante il loro percorso, tipicamente di alcuni μm , le molecole poi si diseccitano attraverso conversioni interne multiple. Gli stati energetici eccitati di queste molecole (Figura 1.7) si dividono in stati di singoletto (S) e di tripletto (T), con probabilità del 25% e del 75%, rispettivamente. Successivamente, mediante i cosiddetti

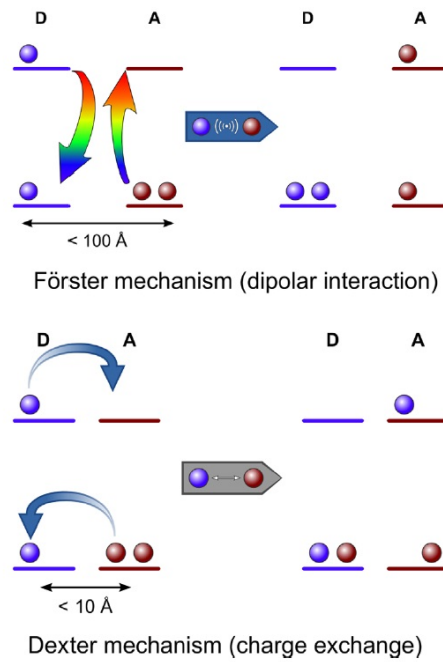


Figura 1.8: Trasferimento di energia *Förster* e *Dexter*.

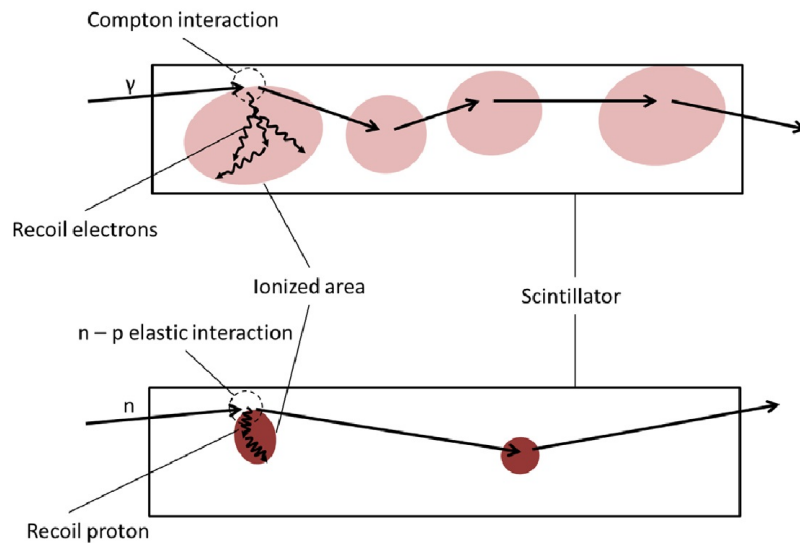


Figura 1.9: Confronto tra la ionizzazione, in uno scintillatore plastico, da neutrone veloce o γ .

meccanismi di *Förster* o di *Dexter* (Figura 1.8), lo stato eccitato viene trasferito dal solvente al più vicino *fluoroforo*. Alla fine questi fluorofori passano con un tempo caratteristico, dallo stato eccitato S_1 al livello fondamentale S_0 , attraverso l'emissione di un fotone, dando così luogo alla fluorescenza immediata (***prompt fluorescence***) (Figura 1.10). Notiamo che gli stati eccitati T_1 non prendono parte a questo meccanismo di fluorescenza, ma a causa della transizione proibita $T_1 \rightarrow S_1$, possono diseccitarsi solo in modo non radiativo (cioè senza l'emissione di un fotone).

Per quanto riguarda i **neutroni veloci**, essi interagiranno con gli atomi di H dello scintillatore e tramite scattering elastico rilasceranno un protone di rinculo. Questi ultimi hanno un range inferiore a quello degli elettroni (maggior perdita di energia dE/dx), da cui se-

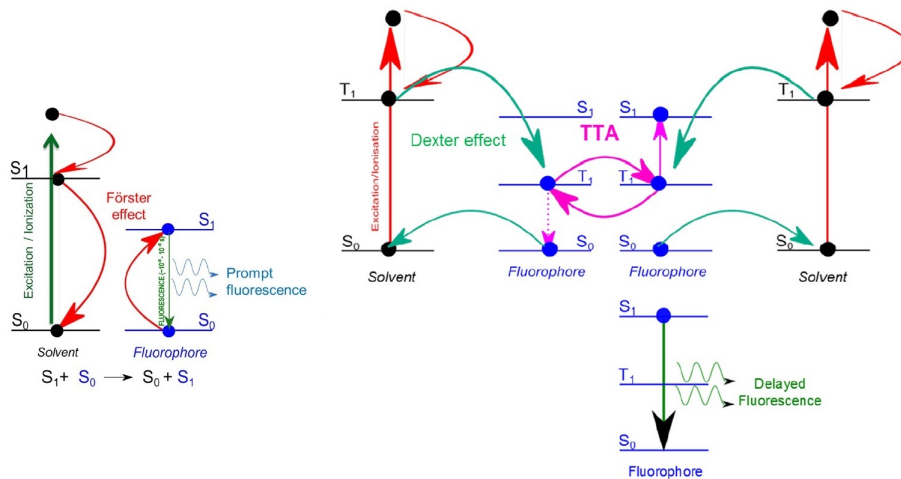


Figura 1.10: A sinistra, meccanismo di interazione di un fotone γ (elettrone) con lo scintillatore, a destra, il caso di un neutrone (protone).

Tabella 1.1

Tempi caratteristici per scintillatori	
Assorbimento/emissione fotone	$10^{-15} s$
Vita media dello stato eccitato S_1	$10^{-10} - 10^{-7} s$
Transizione non radiativa tra stati con la stessa molteplicità	$10^{-11} - 10^{-9} s$
Transizione non radiativa tra stati con diversa molteplicità	$10^{-10} - 10^{-8} s$
Vita media dello stato eccitato T_1	$10^{-6} - 1 s$

gue un'alta concentrazione di molecole del solvente nello stato eccitato (Figura 1.9). Questa concentrazione comporta un aumento della probabilità del verificarsi di un caso speciale dell'effetto *Dexter*, cioè l'annichilazione tripletto-tripletto (Figura 1.10). Questa si può verificare quando due molecole con stati di tripletto eccitati sono sufficientemente vicine, in tal caso può accadere che i tripletti si portino uno allo stato fondamentale S_0 e l'altro al primo stati di singoletto eccitato S_1 . Alla fine quest'ultimo è in grado di diseccitarsi, tramite l'emissione di un fotone (**fluorescenza ritardata**), di conseguenza, a parità di energia rilasciata, l'impulso di fotoni, prodotto dall'interazione di un neutrone veloce, avverrà su una scala di tempo maggiore rispetto alla fluorescenza immediata, causata dall'interazione di un fotone γ [4].

Osservando i tempi caratteristici dei vari meccanismi (Tabella 1.1), si può avere un'idea di come possa essere un segnale tipico infatti, l'intensità luminosa in funzione del tempo è un decadimento esponenziale, $I(t) = I_0 e^{-t/\tau}$, il cui tempo caratteristico è collegato alla vita media degli stati eccitati, che varia da 10^{-10} a 10^{-7} secondi, in funzione del tipo di molecola e del tipo di materiale (per maggiori dettagli, si veda [2]).

Come anticipato, possiamo quindi, con lo stesso scintillatore plastico, discriminare attraverso la forma del segnale (*Pulse Shape Discrimination*) i segnali dovuti a raggi γ oppure a neutroni veloci (vedi Figura 1.11).

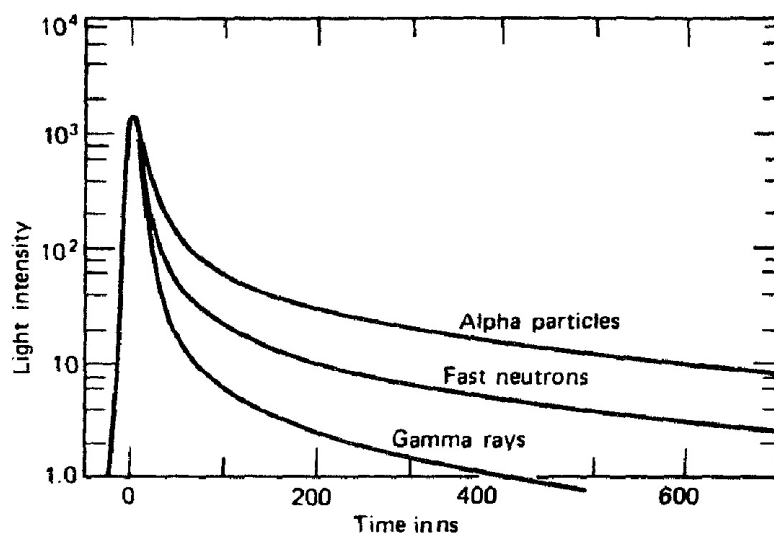


Figura 1.11: Dipendenza temporale degli impulsi di scintillazione, in molecole di *stilbene*, per differenti tipi di radiazione. Intensità luminosa espressa come intensità equivalente all'istante zero (Tratto da L.M. Bollinger, G.E. Thomas. *Measurement of the time dependence of scintillation intensity by a delayed coincidence method. Rev. Sci. Instrum.*, 32:1044, 1961.)

1.5 Obiettivo della tesi

Questa tesi si prefigge l'obiettivo di caratterizzare il prototipo di un rivelatore costituito da uno scintillatore plastico unito ad uno scintillatore inorganico, tale da permettere di rivelare e distinguere neutroni termici, neutroni veloci e il fondo γ , tenendo in conto la massima efficienza ottenibile con gli strumenti a disposizione. In particolare, l'obiettivo è quello di ottimizzare la discriminazione tra questi tre tipi di radiazioni, in modo da poter misurare con precisione anche flussi molto bassi di radiazione come il fondo ambiente.

Capitolo 2

Attività sperimentale

2.1 Misure in laboratorio con *EJ-299-33* e *EJ-420*

Il cuore del rivelatore finale che si vuole mettere a punto è composto da due scintillatori, che sono stati inizialmente studiati separatamente. Il primo è uno scintillatore plastico (Figura 2.1), l'*EJ-299-33* (*Eljen Technology*), utilizzato per la rivelazione dei neutroni veloci e dei raggi γ , il secondo è uno scintillatore inorganico (Figura 2.2), l'*EJ-420* (*Eljen Technology*), formato da uno strato di $ZnS(Ag)$ in cui è disperso un composto di litio (arricchito al 95% con 6Li), e da una componente plastica trasparente, che permette la trasmissione della luce e l'accoppiamento con un fotomoltiplicatore. Quest'ultimo scintillatore si basa sulla reazione nucleare ${}^6Li(n, \alpha){}^3H$, i cui prodotti, trizio e particella α , producono la luce di scintillazione nello strato di solfuro di zinco (per tutte le specifiche, si veda [15]).



Figura 2.1: L'*EJ-299-33* con la pad adesiva di *EJ-560* e il PMT.

L'*EJ-299-33*, tramite una *pad* adesiva in silicone (*EJ-560*), è stato accoppiato ad un fotomoltiplicatore (PMT) *H12700 HAMAMATSU*, necessario per trasformare l'impulso luminoso dello scintillatore in una corrente di elettroni, proporzionale all'intensità luminosa raccolta, che costituirà il segnale da analizzare (si veda [15, cap. 9]). Inoltre, questo segnale, sulla base della tensione (*HV*) impostata tra il fotocatodo e l'anodo del PMT, verrà opportunamente amplificato. Tutto il sistema è stato rivestito con del *tyvek*, per limitare la perdita verso l'esterno della luce di scintillazione, e successivamente avvolto con del nastro isolante, per evitare



Figura 2.2: L'EJ-420; si può notare uno strato di alluminio per impedire la fuoriuscita della luce e la componente plastica trasparente per il collegamento.

che la luce esterna entrasse nel rivelatore, creando rumore (Figura 2.3). In maniera analoga, si è operato con l'EJ-420, accoppiandolo con un PMT di uguali caratteristiche, *H8500 HAMA-MATSU* (Figura 2.4). I due rivelatori sono stati collegati con la strumentazione elettronica,



Figura 2.3: Il rivelatore con EJ-299-33 completo.

che permette di processare i segnali, convertirli in digitale e inviarli ad un computer. Tale strumentazione è composta da un *mini-crate CAEN VME8004* (4 slot), configurato per ospitare l'*USB bridge*, modello *CAEN V1718*, da un *digitizer CAEN V1720* (8 canali, 12 bit, 250 MS/s), dotato di 2 *FPGA (Field Programmable Gate Array)*, per ogni coppia di canali, e da un alimentatore programmabile ad alta tensione, modello *CAEN V6533* (6 Ch, 4 kV, 3 mA, 9W) (per le specifiche e maggiori dettagli si consulti [15]). L'*FPGA* permette l'*analisi online* degli eventi registrati (eventi il cui segnale ha superato un certo valore di soglia preimpostato), associando a ciascuno di essi un'etichetta temporale, l'integrale totale e parziale del segnale (usati per l'*analisi della PSD*) e la *baseline*, cioè il valore di tensione di riferimento, in assenza di impulsi luminosi. L'*USB bridge* comunica con il computer e permette la configurazione remota del sistema di acquisizione.

Infine, collegati opportunamente i rivelatori, sono stati anteposti 8 cm di polietilene all'EJ-420, con la funzione di moderatore, per ottenere un maggior numero di neutroni termici. Grazie a questo apparato (Figura 2.5), sono state eseguite le seguenti misure, con differenti



Figura 2.4: L'EJ-420 in fase di assemblaggio.

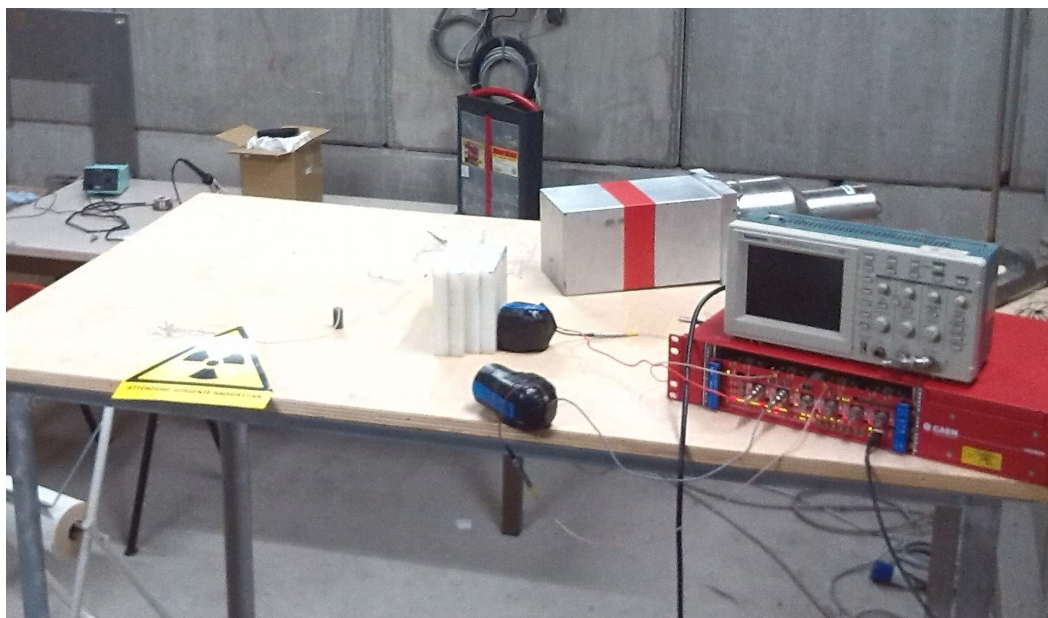


Figura 2.5: L'apparato di rivelazione; partendo da sinistra, si notano la sorgente di ^{252}Cf , i due rivelatori affiancati, con l'EJ-420 preceduto da uno strato di polietilene, e infine la strumentazione elettronica.

sorgenti, tensioni (HV), tempi di acquisizione e valori di soglia:

- 6 misure da 1 ora, con ^{252}Cf , soglia 7 mV e HV rispettivamente di 900, 950, 1000, 1030, 1070 e 1100 V.
- 2 misure da 1 ora, con ^{252}Cf , HV di 1100 V e soglie rispettivamente di 10 e 15 mV.
- Con ^{22}Na , soglia 7 mV, 5 misure da 5 minuti, con HV rispettivamente di 900, 950, 1030, 1070 e 1100 V, e 1 misura da 10 minuti e HV = 1000 V.
- 6 misure del fondo ambiente (senza alcuna sorgente) da 24 ore, soglia 7 mV e HV rispettivamente di 900, 950, 1000, 1030, 1070 e 1100 V.

2.2 Misure con il prototipo assemblato

Terminata l'analisi dati (*Cap.3*) delle prime misure, i due rivelatori sono stati smontati. Subito è apparso come il plastico EJ-299-33 si fosse leggermente deformato, soprattutto nell'estremità rivolta verso l'esterno (Figura 2.6), molto probabilmente a causa delle alte temperature registratesi all'interno del laboratorio durante la chiusura estiva, oltre ad un'eccessiva pressione meccanica del nastro che lo circondava. Si è così provveduto alla sua lucidatura meccanica e con pasta abrasiva, fino a riportarlo alla trasparenza iniziale. A questo punto, tramite nuove *pad* di EJ-560, si è unito l'EJ-420 con l'EJ-299-33 e quest'ultimo è stato fissato al PMT H12700. I due scintillatori sono stati poi coperti con del *Tyvek* e sono stati inseriti, avvolti da uno strato di gommapiuma, all'interno di un cilindro cavo in cartone, per evitare di danneggiare ulteriormente il rivelatore. Infine, il PMT e il cilindro con gli scintillatori sono stati avvolti dal nastro isolante, ottenendo così il nostro prototipo di rivelatore per neutroni termici, veloci e raggi gamma (Figura 2.7). Il rivelatore è stato collegato nuovamente alla strumentazione



Figura 2.6: L'EJ-299-33 danneggiato; si nota la deformazione e l'opacità che lo rendono inutilizzabile.

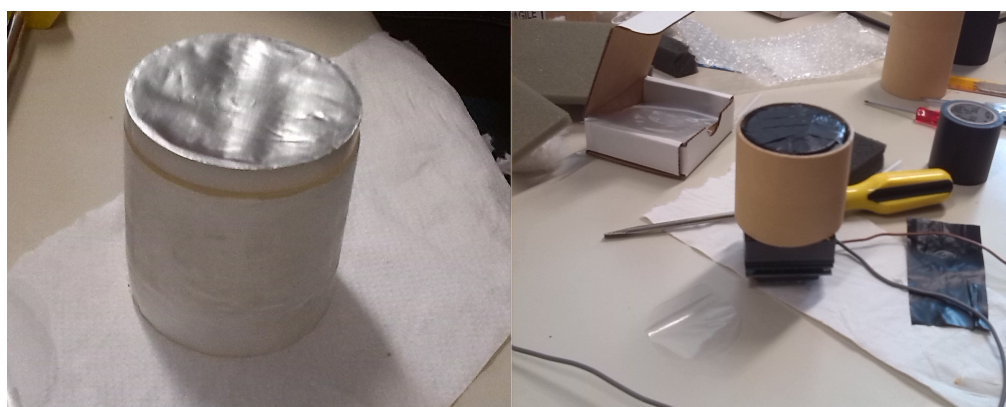


Figura 2.7: Assemblaggio dei due scintillatori.

elettronica e sono state eseguite, con soglia impostata a 10 mV, le seguenti acquisizioni:

- 3 misure da 1 ora, con ^{252}Cf , HV di 1070 V, due delle quali con 8 cm di polietilene e l'ultima con 4 cm.

- 3 misure, con ^{252}Cf , senza polietilene, HV di 1070 V, due delle quali della durata di 30 minuti e 1 ora, rispettivamente, e la terza di 1 ora, con HV di 1100 V.
- 2 misure del fondo ambiente, con HV di 1070 V, della durata di 15 minuti e 30 ore, rispettivamente.
- 1 misura da 5 minuti, con ^{252}Cf , 8 cm di polietilene, HV di 1070 V e longgate (si veda *Cap.3*) di 250 (in tutte le misure è stato impostato a 70, ad eccezione delle acquisizioni con il singolo EJ-420, in cui il parametro era fissato a 250).
- 3 misure da 15 minuti, con ^{252}Cf , HV di 1070 V e con 6, 4 e 2 cm di polietilene, rispettivamente.
- 2 misure da 1 minuto con ^{22}Na e HV di 1070 e 1100 V, rispettivamente.

Capitolo 3

Analisi dati

3.1 Caratterizzazione dei singoli rivelatori

3.1.1 Procedura di analisi dei segnali

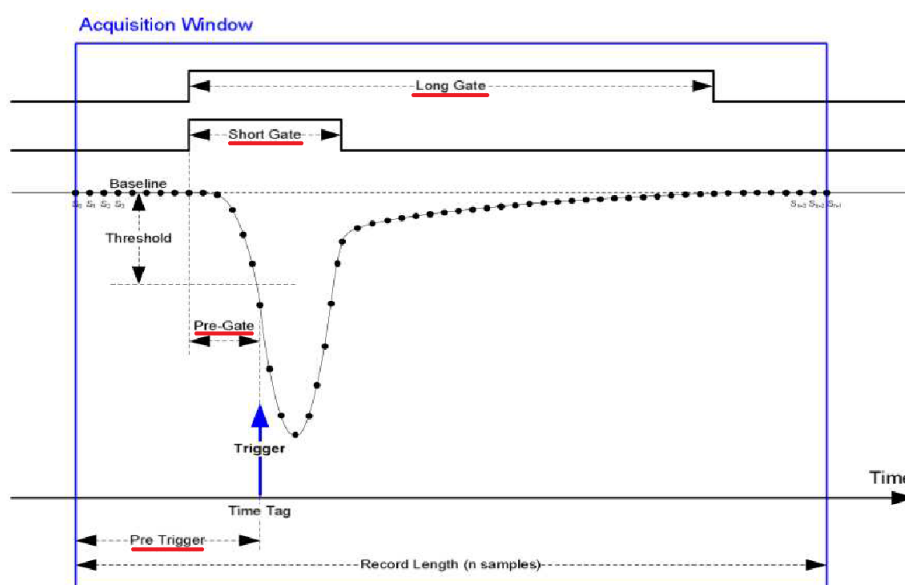


Figura 3.1: Rappresentazione schematica di un evento, con i relativi parametri (Tratto da [9]).

Come prima cosa, è fondamentale definire le variabili su cui si basa l'analisi dati effettuata, poiché queste ci permettono di descrivere e analizzare il tipo segnale che ci aspettiamo, ossia un picco luminoso, che decade esponenzialmente.

Come possiamo osservare dalla (Figura 3.1), i segnali, dovuti alla luce di scintillazione dei rivelatori, hanno polarità negativa: quello che si può osservare è un calo impulsivo della tensione rispetto ad un valore di riferimento che chiamiamo *baseline*. Il meccanismo di acquisizione viene regolato dal *digitizer*, il quale converte continuamente in digitale il segnale di input, scrivendo i diversi valori in una memoria *buffer* circolare. Quando viene superata la soglia (cioè $baseline - segnale_{digitale} > soglia$), l'FPGA permette di scorrere indietro questa memoria di un numero di *bin* preimpostato, definito dal valore detto *pre trigger*, e di aprire la

finestra di acquisizione, creando così un evento. I parametri, anch'essi impostati, *pre gate*, *long gate* e *short gate*, definiscono, rispettivamente, il punto di inizio di integrazione del segnale e il numero di *bin* utilizzati nell'integrazione totale e parziale (con "integrazione" si intende il calcolo dell'area compresa tra la *baseline* e i diversi valori dell'impulso registrato). Vengono così definiti *qlong* e *qshort*, come i risultati di tali integrazioni, riferiti al singolo evento, di cui forniscono rispettivamente una stima dell'ampiezza totale e dell'ampiezza della componente veloce dell'impulso. Al fine di visualizzare questi eventi, si riporta in grafico (Figura 3.2) un confronto tra i segnali dovuti a neutroni veloci e fotoni γ , nell'EJ-299-33, e a neutroni termici, nell'EJ-420.

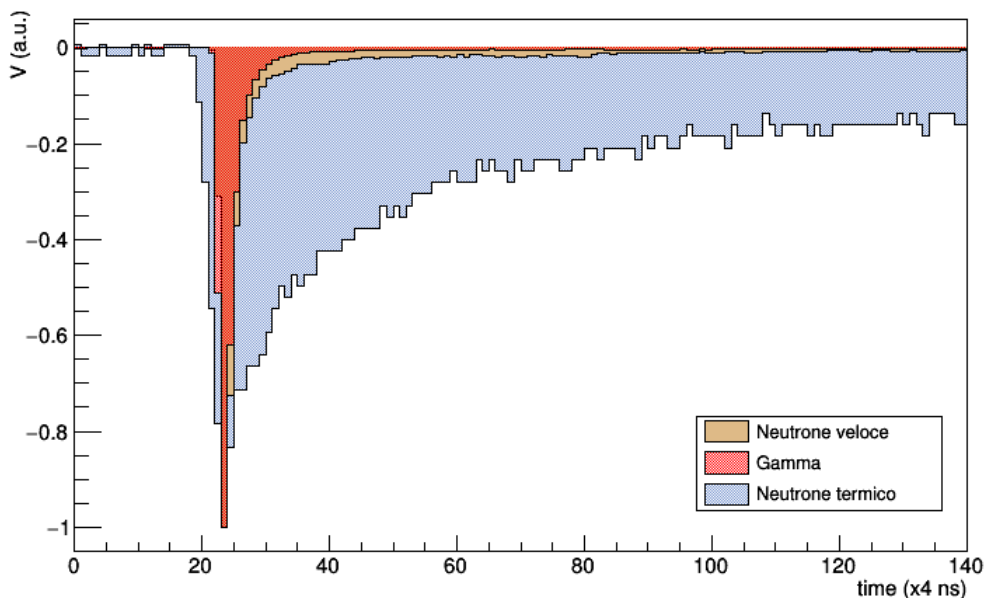


Figura 3.2: Grafico ottenuto mediando, per ognuno dei tre tipi di radiazione, tutti gli eventi in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($1980 < qlong < 2000$), nell'acquisizione da 1 ora, con EJ-299-33 ed EJ-420 separati, sorgente di ^{252}Cf , $HV = 1070$ V e soglia 7 mV. I tre segnali così ottenuti sono stati normalizzati al picco luminoso più elevato, quello dei fotoni γ .

La relazione tra *qlong* e l'energia depositata dalla radiazione nel rivelatore è, in prima approssimazione, lineare solo per gli elettroni di ionizzazione, prodotti dai fotoni γ interagenti con il plastico. Invece, per le particelle massive, nel nostro caso i neutroni, subentrano dei meccanismi di *quenching* (per dettagli, si veda [1, Cap. 8C]), che ne abbassano la resa luminosa, perciò, dalla distribuzione di *qlong*, possiamo ricavare uno spettro energetico della radiazione γ e uno spettro espresso in "equivalente elettronico" (energie in $eV_{ee} = eV_{electronequivalence}$), per i neutroni (vedi Figure 3.3, 3.4 e 3.5).

Infine, grazie tecnica della *Pulse Shape Discrimination* è possibile discriminare due segnali apparentemente simili, dovuti all'interazione di un neutrone o di un raggio γ , definendo il parametro *PSD* come:

$$PSD = \frac{qlong - qshort}{qlong}$$

Segnali relativi ai neutroni, con emissione di luce più ritardata, saranno caratterizzati da un valore di *PSD* maggiore rispetto a quelli dovuti ai raggi gamma, dove è predominante l'emissione veloce. La differenza tra *qlong* e *qshort* rappresenta, infatti, l'integrale della coda

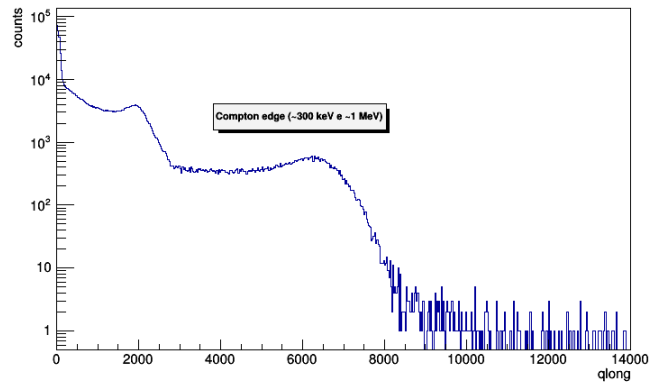


Figura 3.3: Distribuzione di $qlong$ con sorgente di ^{22}Na (EJ-299-33).

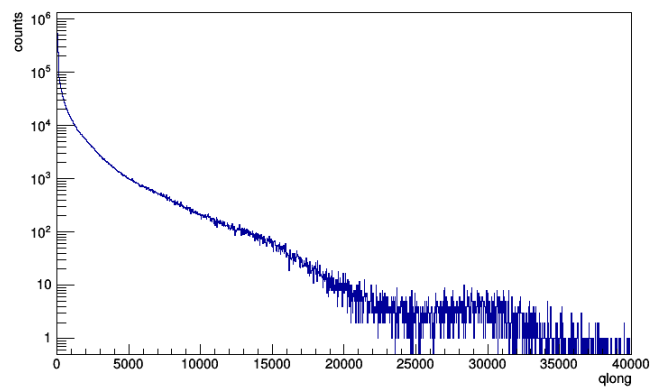


Figura 3.4: Distribuzione di $qlong$ con sorgente di Cf (EJ-299-33).

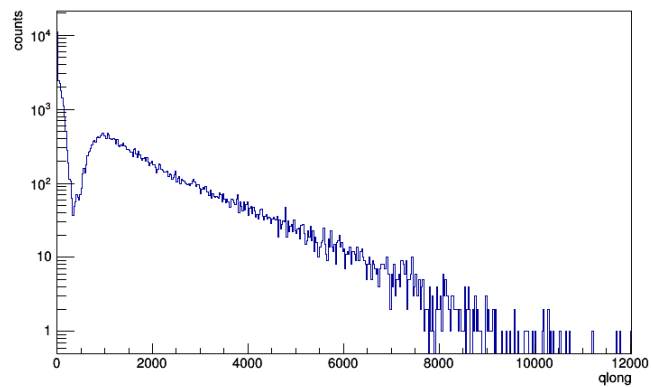


Figura 3.5: Distribuzione di $qlong$ con sorgente di Cf (EJ-420 con 8 cm di polietilene).

dell'impulso. Per avere una buona visualizzazione della discriminazione adottata, riportiamo in un istogramma bidimensionale gli eventi registrati, in funzioni di $qlong$ e della PSD (vedi grafici, Figure 3.6, 3.7, 3.8).

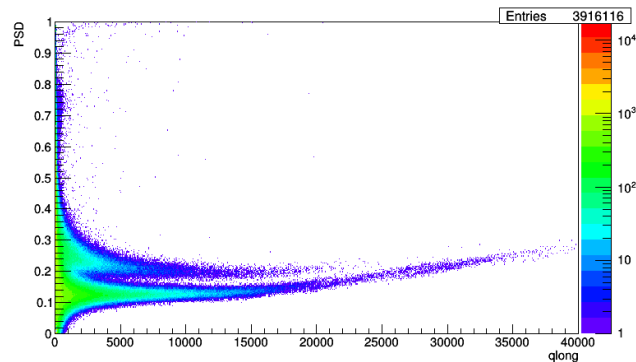


Figura 3.6: Distribuzione PSD- $qlong$ per acquisizione con Cf a tensione HV=1070 V (EJ-299-33).

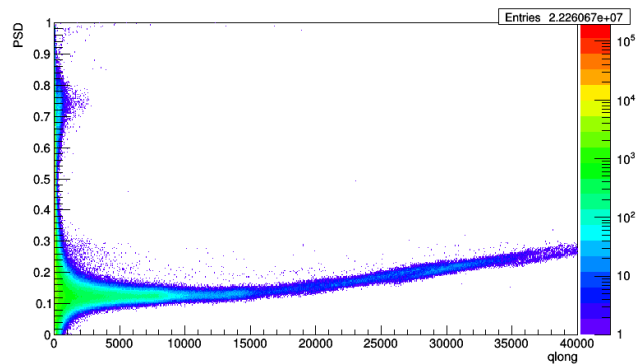


Figura 3.7: Distribuzione PSD- $qlong$ per acquisizione con fondo ambiente, a tensione HV=1070 V (EJ-299-33).

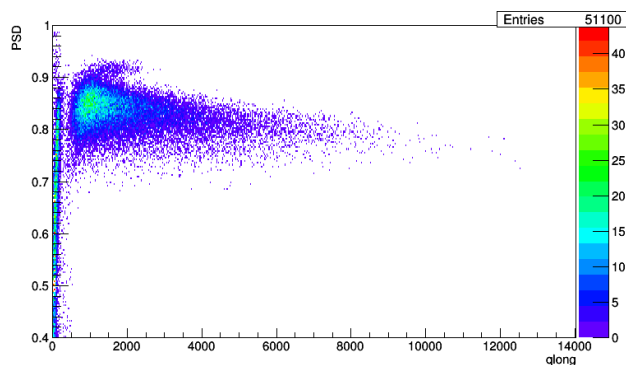


Figura 3.8: Distribuzione PSD- $qlong$ per acquisizione con Cf, a tensione HV=1070 V (EJ-420).

3.1.2 Controllo qualità dei segnali

Tutta l'analisi esposta finora è stata eseguita *online*, cioè con le integrazioni e la *baseline* di ciascun evento fornite direttamente dalla scheda elettronica, perciò, come primo lavoro di analisi, è stato necessario effettuare un controllo sulle operazioni svolte dal *digitizer*. Per ogni

evento sono stati calcolati *offline*, cioè partendo semplicemente dall'evento “grezzo”, i valori di *baseline* (come media del contenuto dei *bin* compresi tra 0 e *pretrigger - pregate*), *qlong* e *qshort*, e sono state riportate in un istogramma le differenze con il loro rispettivo valore *online* (Figure 3.9, 3.10, 3.11).

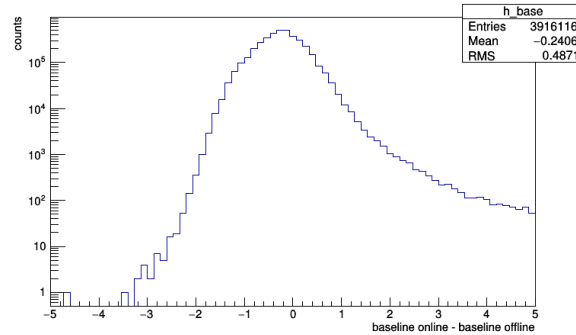


Figura 3.9: Istogramma delle differenze tra *baseline online* e *offline* (acquisizione con Cf a 1070 V, EJ-299-33).

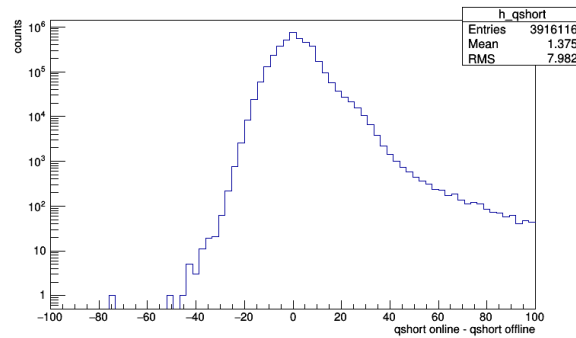


Figura 3.10: Istogramma delle differenze tra *qshort online* e *offline* (acquisizione con Cf a 1070 V, EJ-299-33).

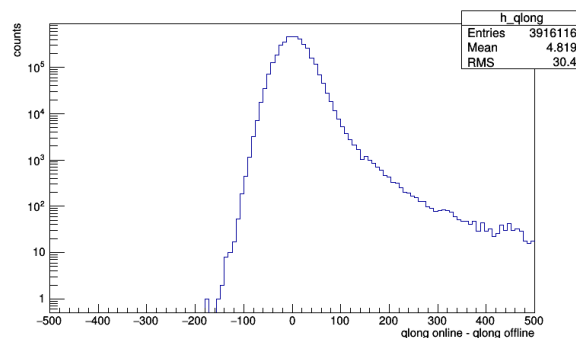


Figura 3.11: Istogramma delle differenze tra *qlong online* e *offline* (acquisizione con Cf a 1070 V, EJ-299-33).

In seguito sono stati visualizzati gli eventi in cui almeno uno dei tre valori differivano oltre una certa misura da quelli forniti dalla scheda, concentrandosi in particolare sugli eventi le cui differenze si discostavano da un andamento gaussiano, centrato sullo zero. Si è così notato come i segnali “anomali” fossero dovuti ai seguenti motivi:

1. Un errore della scheda faceva anticipare il *trigger* (Figura 3.12), in questo modo la *baseline offline* differiva rispetto a quella *online*, causando a sua volta un errore sia nel calcolo di *qlong* che di *qshort*. Va ricordato che i valori *online*, che si discostano per questo motivo dai precedenti, sono anch'essi errati, in quanto la scheda utilizza lo stesso algoritmo per il calcolo degli integrali, basato sui parametri fissati di *pre trigger*, *pre gate*, *long gate* e *short gate*.
2. La presenza tra gli eventi registrati di segnali dovuti a rumore. Questi sono caratterizzati da *spike* di pochi *bin* (Figura 3.13), che hanno superato la soglia, oppure da rapide oscillazioni del segnale (Figura 3.14) rispetto alla *baseline*, probabilmente causate dal rumore interno all'impianto elettrico che alimenta l'intero sistema.

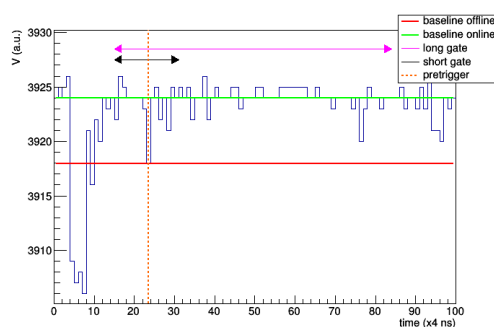


Figura 3.12: Evento con *trigger* anticipato

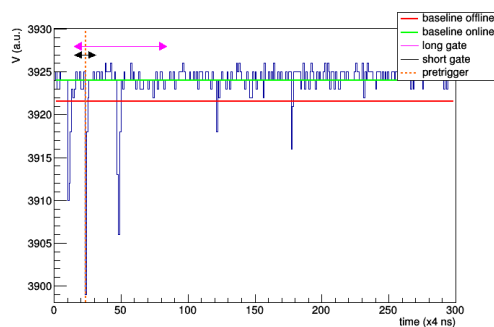


Figura 3.13: Segnale di rumore, caratterizzato da *spike* di pochi *bin*

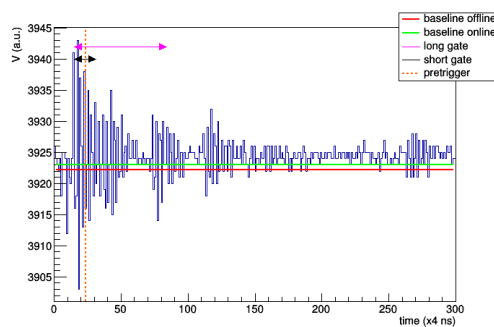


Figura 3.14: Segnale di rumore, caratterizzato da rapide oscillazioni attorno alla *baseline*

Successivamente, si è verificato che la quasi totalità dei casi che mostrano differenze tra i valori *online* e *offline* di *qlong* e *qshort*, fosse dovuta ad una errata stima della *baseline*. Tali eventi si distribuivano nel piano $PSD - qlong$, sia in zone di accumulo con bassi valori di *qlong* sia in una regione con PSD compresa tra 0.8 e 0.9, di intersezione con gli eventi dovuti a neutroni lenti. Per questo motivo, è apparso opportuno applicare due filtri nell'analisi dei segnali, uno che scarti gli eventi la cui *baseline offline* sia maggiore di 2 unità rispetto a quella online (si confronti i grafici precedenti con con Figura 3.15, 3.16 e 3.17) e un altro che escluda gli eventi al di sotto di una certa soglia di *qlong*, al fine di eliminare i numerosi conteggi dovuti a segnali di rumore.

Infine, sono stati osservati eventi che presentavano dei *pile-up* ed eventi in saturazione, ossia dovuti a segnali che hanno superato l'accettazione del *digitizer*, pari a 2 V. La saturazione del segnale comporta una sottostima di *qshort* e una conseguente sovrastima della PSD di questi eventi, che può essere visualizzata nell'istogramma bidimensionale $qlong-PSD$ per i raggi gamma, ma anche per i neutroni nei casi di maggiore amplificazione. Mentre gli eventi saturati non creano particolari problemi nella discriminazione fra neutroni veloci e raggi gamma, gli eventi caratterizzati da *pile-up* potrebbero rientrare erroneamente tra gli eventi identificati come neutroni veloci o lenti, cosa particolarmente sconveniente nel caso si lavori a basso flusso di neutroni. Tuttavia, avendo sempre operato a bassi *rate* (cioè $\leq 300Hz$), essi costituiscono una frazione trascurabile degli eventi totali.

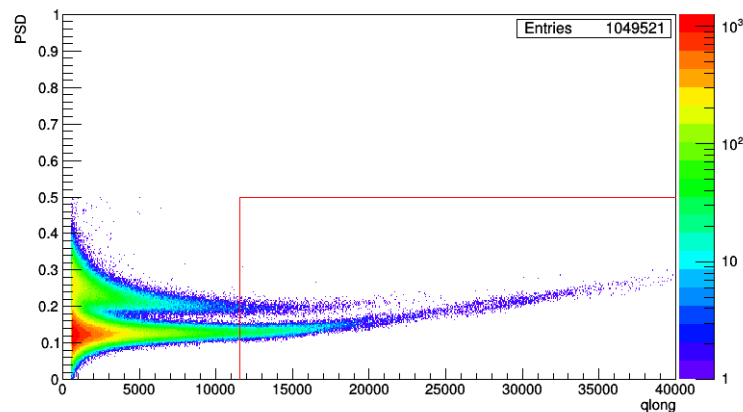


Figura 3.15: Distribuzione degli eventi filtrati (acquisizione con Cf, a tensione HV=1070 V (EJ-299-33)); eventi saturati nel riquadro rosso.

3.1.3 Calibrazione con gamma a diverse tensioni

La calibrazione in energia (effettuata con sorgenti γ , per quanto già detto in 3.1.1) è stata eseguita solo per il rivelatore con l'EJ-299-33, data la scarsa efficienza ($< 10^{-6}$) dell'EJ-420 nel rivelare raggi γ . Sapendo che la resa luminosa degli elettroni in un plastico è lineare per energie comprese tra 40 keV e 1.6 MeV [1], è stato sfruttato il decadimento del ^{22}Na , che libera un fotone gamma a 551 keV e uno a 1275 keV. Questi interagiscono prevalentemente tramite *scattering Compton* all'interno del plastico, cedendo all'elettrone un'energia massima pari a $h\nu \frac{1}{m_0c^2/2h\nu+1}$, dove m_0 indica la massa a riposo dell'elettrone e $h\nu$ l'energia del fotone. La risoluzione finita del rivelatore fa in modo che la posizione di questo massimo sia spostata

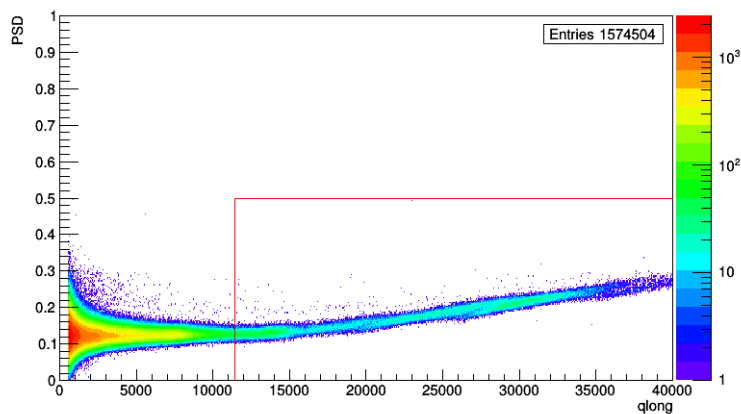


Figura 3.16: Distribuzione degli eventi filtrati (acquisizione con fondo ambiente, a tensione HV=1070 V (EJ-299-33)); eventi saturati nel riquadro rosso.

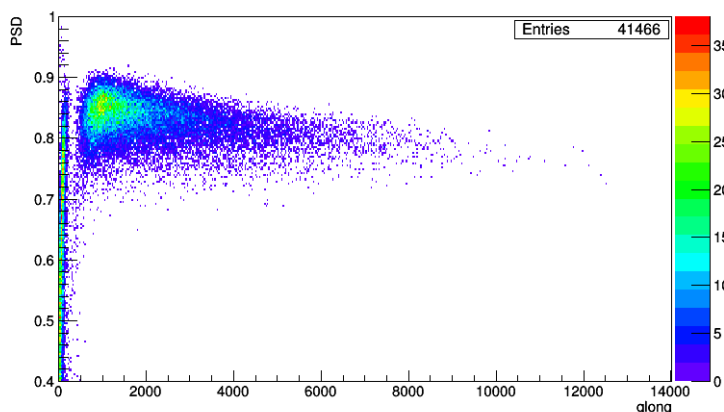


Figura 3.17: Distribuzione degli eventi filtrati (acquisizione con Cf, a tensione HV=1070 V (E-420), 8 cm di polietilene).

verso valori di energia minore (vedi spettro ottenuto con Na , Figura 3.3), con uno scostamento che dipende dalla risoluzione stessa dello strumento. Dalla formula di *Klein-Nishina* si può ricavare la sezione d'urto differenziale, in funzione dell'energia cinetica (T) dell'elettrone interagente,

$$d\sigma = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \alpha^2} \left(2 + \frac{s^2}{\alpha^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} s - \frac{2}{\alpha} \right) dT,$$

dove r_e indica il raggio classico dell'elettrone, $\alpha = h\nu/m_e c^2$, $s = T/h\nu$ e $h\nu$ è l'energia iniziale del fotone. A partire da questa formula si costruisce la distribuzione teorica degli eventi di effetto Compton, su cui viene applicato un procedimento di *smearing gaussiano*, per simulare l'effetto della risoluzione finita del rivelatore. Infine, prodotti in questo modo diversi set di distribuzioni teoriche con differenti *smearing gaussiani*, si ricerca, tramite un *fit* al minimo χ^2 , la distribuzione che meglio si adatta allo spettro sperimentale. Dal risultato del *fit* si ottengono direttamente i parametri che permettono di calibrare lo spettro (per dettagli, si veda [13]). Un programma già in dotazione esegue questa procedura, permettendo la calibrazione in energia degli spettri ottenuti con la sorgente di ^{22}Na , per ogni tensione utilizzata. I risultati sono riportati in tabella 3.1.

Tabella 3.1: Parametri di calibrazione ottenuti con lo spettro energetico del ^{22}Na , per ogni tensione di misura.

Calibrazione $y = mx + q$		
HV (V)	m (keV/qlong)	q (keV)
900	0.552	-99.6
950	0.355	-63.96
1000	0.241	-7.81
1030	0.215	-91.23
1070	0.150	12.69
1100	0.143	-79.52

3.1.4 Ottimizzazione dei parametri di acquisizione

Al fine di ottimizzare la capacità di discriminare i neutroni veloci dai fotoni gamma, viene introdotto un altro parametro, la **FOM** (*Figure Of Merit*). Considerato un certo intervallo di energia (o *qlong*) nell'istogramma *PSD-qlong*, possiamo notare che neutroni e γ si separano in due distribuzioni, dal profilo simile ad una gaussiana (proiezione del istogramma bidimensionale sull'asse della *PSD*). La *FOM* viene così definita come

$$FOM = \frac{S}{\Gamma_e + \Gamma_p},$$

dove S è la differenza dei centroidi delle due gaussiane e $(\Gamma_e + \Gamma_p)$ è la somma delle relative larghezze a metà altezza, *FWHM* (Figura 3.18).

Per ogni valore di tensione (e soglia) delle acquisizioni eseguite con la sorgente di californio, è stata eseguita la ricerca dei parametri che massimizzavano la *FOM*, all'interno dei seguenti intervalli di energia: 200-500 keVee, 0.5-1 MeVee, 1-2 MeVee e 2-5 MeVee. L'ottimizzazione è stata eseguita facendo variare, all'interno di un range plausibile di valori, uno dei tre parametri di acquisizione: *long gate*, *short gate* e *pre gate*. In questo modo viene ricalcolata la *PSD* e la sua distribuzione nell'intervallo energetico considerato, che viene *fittata* con una doppia gaussiana, in modo da ottenere le due *FWHM* e i due centroidi (relativi a neutroni e γ), che consentono, infine, il calcolo del nuovo valore della *FOM*. Seguendo tale procedura sono stati ottenuti i parametri di acquisizione ottimali per ogni tensione di lavoro *HV* (vedi tabella 3.2), scegliendo il miglior compromesso tra i valori reattivi ai diversi intervalli energetici*.

3.1.5 Conteggi neutroni termici, veloci e fondo gamma

Trovati i parametri di acquisizione ottimali, si è proceduto al conteggio delle due differenti popolazioni di neutroni e dei γ . Per quanto riguarda i neutroni lenti, rivelati con l'EJ-420, dopo aver filtrato gli eventi con il criterio della *baseline* esposto in precedenza, si è operato un ulteriore taglio, scartando gli eventi inferiori ad una certa soglia di *PSD* e ad un certo valore di *qlong*. Questa operazione è stata ripetuta per ogni valore di tensione delle acquisizioni

*In genere sono stati privilegiati i parametri che massimizzavano la *FOM* a basse energie, dove la discriminazione risulta più difficile.

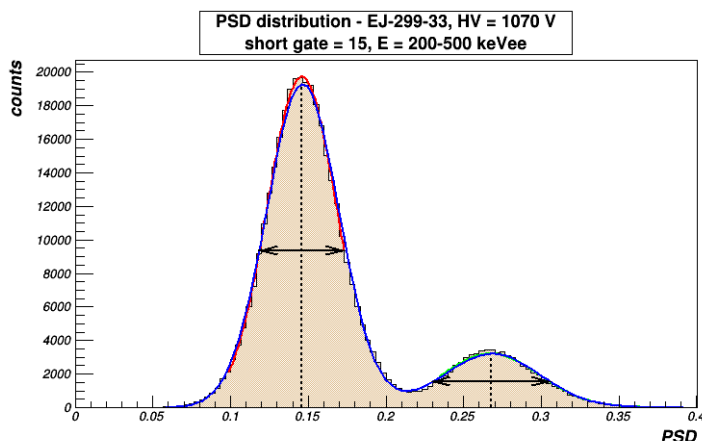


Figura 3.18: Proiezione sull'asse della PSD degli eventi con energia compresa tra 200 e 500keVee; acquisizione con Cf, a tensione HV=1070 V (EJ-299-33)

Tabella 3.2: Parametri di acquisizione ottimizzati per ogni tensione di lavoro

HV (V)	<i>long gate</i>	<i>short gate</i>	<i>pre gate</i>
900	50	17	10
950	70	17	11
1000	70	17	10
1030	60	17	10
1070	70	17	10
1100	70	17	10

con californio ed anche per le misure del fondo ambiente. Riportiamo, ed esempio, quanto ottenuto per le misure con il fondo ambiente, con EJ-420:

HV (V)	# neutroni termici
900	1
950	7
1000	9
1030	10
1070	18
1100	89

Si puo notare come i conteggi aumentano al crescere della tensione, da cui si deduce la necessità di amplificare il più possibile i segnali, nei limiti consentiti dal PMT, per poter rivelare con maggior efficienza i neutroni termici.

Per quanto riguarda la discriminazione γ -neutroni veloci, osservando la distribuzione degli eventi per il fondo ambiente, è stata determinata una linea spezzata, al di sopra della quale si considerano gli eventi come segnali dovuti esclusivamente a neutroni veloci. Distinguendo ogni caso a differente tensione, è stata applicata questa selezione in maniera congiunta al filtro con criterio della baseline, scartando inoltre gli eventi con PSD maggiore di 0.5 ed energia inferiore a 100 keVee. In seguito riportiamo i risultati ottenuti con l'EJ-299-33 per le misure del fondo ambiente.

HV (V)	# γ	# neutroni veloci
900	1024077	621
950	1123461	693
1000	1422488	610
1030	1052441	677
1070	1573833	661
1100	1091092	617

Si osserva che, a differenza del caso precedente, i conteggi dei neutroni veloci sono stabili, all'aumentare della tensione, attorno ad un valore medio di 650 ± 40 neutroni ogni 24 ore, meno di 1 ogni 2 minuti.

3.2 Risultati con il rivelatore assemblato

Fin dalle prime acquisizioni con il rivelatore finale, formato dall'unione del EJ-420 con l'EJ-299-33, montati sul PMT H12700 HAMAMATSU, si sono osservate le seguenti differenze:

- Gli eventi dei neutroni lenti sono distribuiti in un intervallo più ampio di valori della PSD (Figura 3.19).
- La luce di scintillazione dell'EJ-420 sembra essere raddoppiata, infatti, calcolando il valor medio di q_{long} per i neutroni termici discriminati dalla misura, a tensione 1070, con l'EJ-420 e con il rivelatore assemblato, quello di quest'ultimo risulta essere il doppio di quello del primo, se si utilizza per entrambi i casi lo stesso valore di $long\ gate$.
- I conteggi dei neutroni lenti sono notevolmente incrementati, anche in assenza della sorgente di californio.

La prima differenza si spiega considerando che il $long\ gate$, utilizzato precedentemente, era di 250, mentre con il detector assemblato, utilizzando i parametri ottimali per l'EJ-299-33, è stato fissato pari a 70. Questo porta ad integrare solo parzialmente i segnali dell'EJ-420, causando maggior fluttuazioni nei valori della PSD. Per le altre due differenze invece, sono state fatte diverse ipotesi, di cui si riportano le principali:

- La maggior $quantum\ efficiency$ del PMT H12700 HAMAMATSU, rispetto al modello unito in precedenza con l'EJ-420 singolo.
- Il PMT H8500 HAMAMATSU avrebbe potuto subire dei danni in fase di assemblaggio del singolo rivelatore con EJ-420.

Si è così subito verificata quest'ultima ipotesi, la più semplice, poiché era sufficiente sostituire il PMT in uso nel detector assemblato, con il modello H8500, usato in precedenza. È stato osservato con chiarezza che, non solo la resa in luce e i conteggi, relativi ai neutroni lenti, erano calati, ma che avveniva la stessa cosa anche per i neutroni veloci e i gamma dell'EJ-299-33. Si riportano più in basso i primi risultati ottenuti.

Gli eventi sono stati filtrati in maniera analoga al caso dei rivelatori separati, utilizzando tuttavia, come linea spezzata per la discriminazione di neutroni veloci- γ , quella passante nel

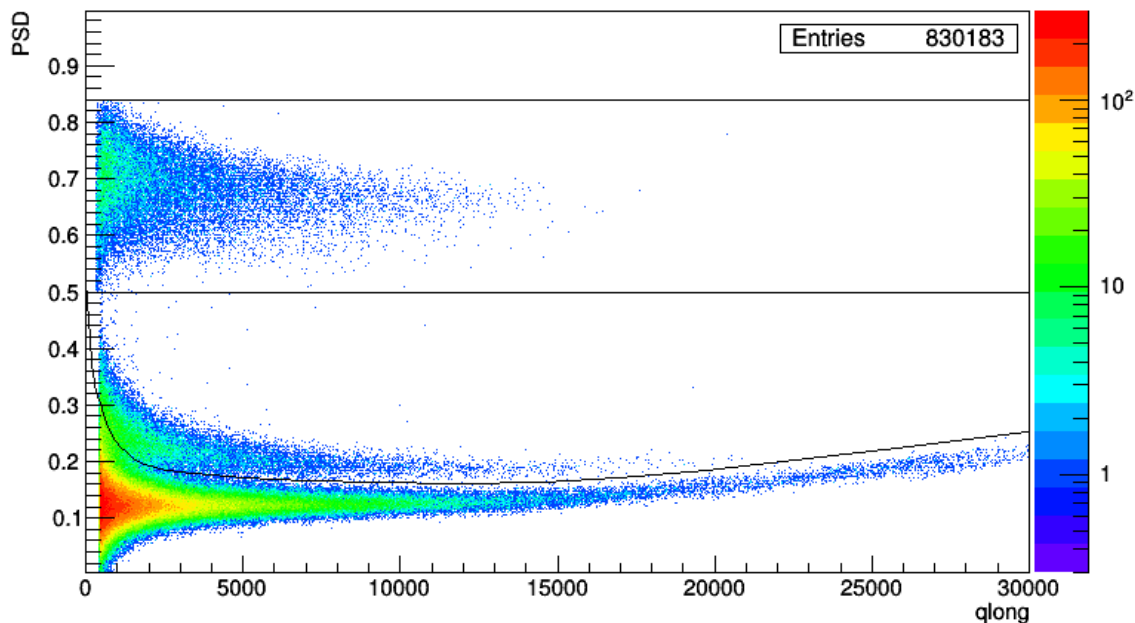


Figura 3.19: Eventi filtrati, per ciascuna delle tre radiazioni in esame, con il prototipo di rivelatore assemblato (acquisizione con Cf , 8 cm di polietilene e $HV = 1070$ V)

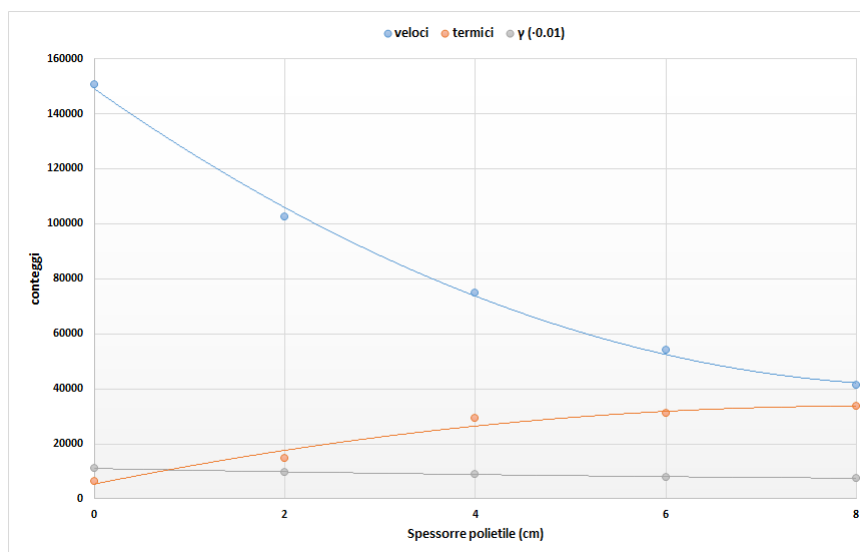


Figura 3.20: Andamento del numero di neutroni veloci, termici e raggi γ al variare dello spessore di polietilene (tensione fissata a 1070 V)

mezzo dei picchi delle due popolazioni. Inoltre, è stata modificata anche la selezione dei neutroni termici: sono stati considerati tali gli eventi che superavano una soglia di 75 keVee e con PSD compresa tra 0.5 e 0.84 (vedi Figura 3.19). Dalla distribuzione così ottenuta, si è potuto procedere con i conteggi, ricavando il seguente grafico, relativo alle misure eseguite con tensione pari a 1070 V, variando gli spessori di polietilene posti tra la sorgente di ^{252}Cf e il prototipo. Come ci si può aspettare, si è verificato che, all'aumentare dello spessore del moderatore, il numero di neutroni veloci diminuisce in parallelo alla crescita del numero di neutroni termici rivelati, mentre il fondo γ rimane sostanzialmente invariato (Figura 3.20). Questo risultato ci permette così una prima verifica sull'affidabilità di questo prototipo.

Capitolo 4

Conclusioni

L'obiettivo della tesi è stato raggiunto, infatti è stato possibile caratterizzare i singoli rivelatori EJ-420 e EJ-299-33, nonostante un probabile guasto del PMT collegato al primo scintillatore e la parziale deformazione del secondo. È stato possibile studiare i meccanismi che portano alla rivelazione di particelle, a seguito dell'interazione con uno scintillatore, con particolare attenzione al plastico organico, che ha permesso di rivelare contemporaneamente raggi gamma e neutroni veloci, distinguendoli tra loro. Inoltre è stata sviluppata al riguardo una complessa analisi, che ha richiesto la scrittura di alcuni programmi con l'uso di librerie ROOT [17], per consentire di leggere ed elaborare file con alcuni milioni di eventi registrati. È stato infine raggiunto l'obiettivo di realizzare un prototipo innovativo di rivelatore a scintillazione, in grado di distinguere neutroni termici, veloci e raggi γ , dopo essere stato testato in diversi scenari, con le sorgenti di ^{252}Cf , ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs e con il fondo ambiente. Possibili futuri sviluppi possono essere:

1. Migliorare il filtro con cui si selezionano gli eventi, poichè vengono scartati alcuni eventi buoni, portando ad una perdita di efficienza non trascurabile in caso di eventi rari;
2. Implementare un algoritmo che consenta di scartare gli eventi in presenza di *pile-up*;
3. Correggere gli eventi saturati.

Bibliografia

- [1] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement, 3rd edition*. John Wiley and Sons, Inc, 1999.
- [2] T. Marchi. *La rivelazione dei neutroni in esperimenti di fisica nucleare: problematiche e studio di scintillatori organici*. Tesi di laurea specialistica in Fisica, Università di Bologna, 2008.
- [3] J. Chadwick(1997). Possible Existence of Neutron. *Nature*, 129 (3252), 312, 1932.
- [4] Guillaume H.V. Bertrand, Matthieu Hamel, Stéphane Normand, Fabien Sguerra. *Pulse shape discrimination between (fast or thermal) neutrons and gamma rays with plastic scintillators: State of the art*. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A776: 114-128, 2015.
- [5] A. Buffler. *Contraband detection with fast neutrons*. *Radiation Physics and Chemistry*, 71, 853–861, 2004.
- [6] J.E. Eberhardt, S. Rainey, R.J. Stevens, B.D. Sowerby, J.R. Tickner. *Fast neutron radiography scanner for the detection of contraband in air cargo containers*. *Applied Radiation and Isotopes*, 63, 179–188, 2005.
- [7] S. Pesente, G. Nebbia, M. Lunardon, G. Viesti, S. Blagus, K. Nad, D. Sudac, V. Valkovic, I. Lefesvre, M.J. Lopez Jimenez. *Tagged neutron inspection system (TNIS) based on portable sealed generators*. *Nucl. Instrum. and Meth.*, B241: 743-747, 2005.
- [8] B. Perot, C. Carasco, S. Bernard, A. Mariani, J.-L. Szabo, E. Mercier, G. Sannie, G. Viesti, G. Nebbia, S. Pesente, M. Lunardon, S. Moretto, D. Fabris, A. Zenoni, G. Bonomi, A. Donzella, A. Fontana, G. Boghen, V. Valkovic, D. Sudac, M. Moszynski, T. Batsch, M. Gierlik, D. Woski, W. Klamra, P. Isaksson, P. Le Tourneur, M. Lhuissier, A. Colonna, C. Tintori, P. Peerani, V. Sequeira, M. Salvato. *Development of the EURITRACK tagged neutron inspection system*. *Nucl. Instrum. and Meth.*, B261: 295–298, 2007.
- [9] L. Stevanato. *Innovative techniques for non destructive analysis*. Tesi di dottorato in Fisica, Università degli Studi di Padova, 2012.
- [10] M. Zreda, D. Desilets, T. P. A. Ferré, R. L. Scott. *Measuring soil moisture content non-invasively at intermediate spatial scale using cosmic-ray neutrons*. *Geophys. Res. Lett.*, 35, L21402, doi:10.1029/2008GL035655, 2008.

- [11] C. A. Rivera Villarreyes, G. Baroni, S. E. Oswald. *Integral quantification of seasonal soil moisture changes in farmland by cosmic-ray neutrons*. *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, 15, 3843-3859, 2011.
- [12] D. Desilets, M. Zreda, T. P. A. Ferré. *Nature's neutron probe: Land surface hydrology at an elusive scale with cosmic rays*. *Water Resour. Res.*, 46, W11505, doi:10.1029/2009WR008726, 2010.
- [13] L. Stevanato, D. Fabris, Xin Hao, M. Lunardon, S. Moretto, G. Nebbia, S. Pesente, L. Sajo-Bohus, G. Viesti. *Light output of EJ228 scintillation neutron detectors*. *Applied Radiation and Isotopes*, 69, 369–372, 2010.
- [14] <https://web.infn.it/spes/>.
- [15] www.eljentechnology.com.
- [16] <http://www.caen.it/csite>.
- [17] <https://root.cern.ch/>.