

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea magistrale in Fisica

Tesi di Laurea

**Sviluppo di rivelatori innovativi
per neutroni termici e veloci
per applicazioni ambientali**

Relatore:

PROF. LUCA STEVANATO

Correlatore:

PROF. MARCELLO LUNARDON

Laureando:

ISACCO BONESSO

Anno Accademico 2016/2017

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	4
2	Rivelatori per neutroni	8
2.1	Rivelatori a gas	9
2.1.1	Tubi ad ^3He	10
2.2	Scintillatori	13
2.2.1	Scintillatori inorganici	13
2.2.2	Scintillatori organici	15
2.3	NE-213	20
2.4	EJ-301	21
2.5	EJ-309	21
2.6	EJ-339	22
2.7	EJ-420	25
2.8	Plastici	25
2.9	Scintillatori a base siliconica	27
3	Applicazioni	30
3.1	Ricerca di materiale speciale nucleare (SNM)	30
3.2	Radiografia neutronica	32
3.3	Ambiente	34
4	Attività sperimentale	37
4.1	Assemblaggio rivelatori	37
4.2	Apparato sperimentale	40
4.2.1	Elettronica	41
4.2.2	DAQ	44
4.3	Analisi dati	46
4.3.1	Calibrazione in energia	47
4.3.2	PSD	50
4.3.3	Ottimizzazione	52

4.3.4	Filtri	53
5	Misure	59
5.1	EJ-309	60
5.1.1	Light output e calibrazione	60
5.1.2	Ottimizzazione dei parametri di acquisizione	62
5.1.3	PSD e conteggi	64
5.1.4	Andamento dei segnali	66
5.2	Altri risultati	67
5.2.1	EJ-299-33 (2013)	68
5.2.2	EJ-299-33A (2015)	70
5.2.3	Detector assemblato: EJ-299-33A (2015) + EJ-420	72
5.2.4	Detector assemblato: EJ-299-33A (2015) + disco con LiF e ZnS(Ag)	76
5.2.5	PSS100PPO6	77
5.3	Confronto dei rivelatori	82
5.3.1	Efficienza luminosa	82
5.3.2	Efficienza di rivelazione	84
5.3.3	Capacità di discriminazione	85
6	Rivelatore 3" × 3"	87
6.1	Caratterizzazione	87
6.1.1	Guadagno e calibrazione	87
6.1.2	Ottimizzazione dei parametri di acquisizione	90
6.1.3	PSD e conteggi	91
6.1.4	Andamento dei segnali	93
6.2	Confronto con detector da 2"	93
6.3	Confronto con sonda commerciale	96
6.3.1	Misure con sorgente di ^{252}Cf	97
6.3.2	Misura del fondo ambiente	99
7	Conclusioni	102
	Bibliografia	105

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 γ 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 da questa sui neutroni veloci, generati dalla radiazione cosmica. Il lavoro di questa tesi consiste nello studio sperimentale di un prototipo di rivelatore, in grado di rivelare contemporaneamente neutroni veloci, termici e raggi γ . I segnali dei due tipi di neutroni possono essere discriminati attraverso le forme di impulso (*PSD-Pulse Shape Discrimination*), analizzando la risposta del rivelatore ad una piccola sorgente di neutroni di ^{252}Cf e a sorgenti γ da calibrazione. A questo scopo, sono state studiate varie configurazioni di detector, assemblate a partire da scintillatori organici commerciali e da alcuni prototipi realizzati presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Ciascuno di essi è stato caratterizzato, al fine di confrontarne le prestazioni, in termini di uscita di luce, efficienza di rivelazione e capacità di discriminazione tra neutroni e raggi γ . Infine, il rivelatore caratterizzato dalle migliori performance è stato confrontato con una sonda commerciale per neutroni (CRS 1000, Hydroinnova LLC), analizzando la risposta di entrambi, sia in presenza di una sorgente di ^{252}Cf sia durante alcune misure del fondo ambiente. Questa sonda presenta un'alta efficienza di rivelazione dei neutroni, grazie all'uso di un contatore proporzionale ad ^3He , ed è tuttora impiegata in ambito idrologico. L'obiettivo futuro, infatti, è quello di ottenere un rivelatore innovativo per neutroni termici e veloci, composto da scintillatori organici, che sia sufficientemente efficiente da poter sostituire gli attuali standard utilizzati nelle applicazioni ambientali, con particolare interesse al monitoraggio dell'umidità del suolo.

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 rinunciassero 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 una volta 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 (E), i neutroni vengono generalmente distinti in:

- Lenti:
 - Termici: $E \simeq 0.025$ eV.
 - Epitermici: $E \lesssim 0.5$ eV.
- Intermedi: 0.5 eV $\lesssim E \lesssim 50$ keV.
- Veloci: $E \gtrsim 50$ keV.

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 α -Be

L'isotopo stabile del berillio, il ${}^9\text{Be}$, 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 ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$, con Q -value di 5.7MeV^* . Si mescola, perciò, una sorgente α a lunga vita media (${}^{226}\text{Ra}$, ${}^{241}\text{Am}$, ${}^{210}\text{Po}$) con il ${}^9\text{Be}$, 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:

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

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

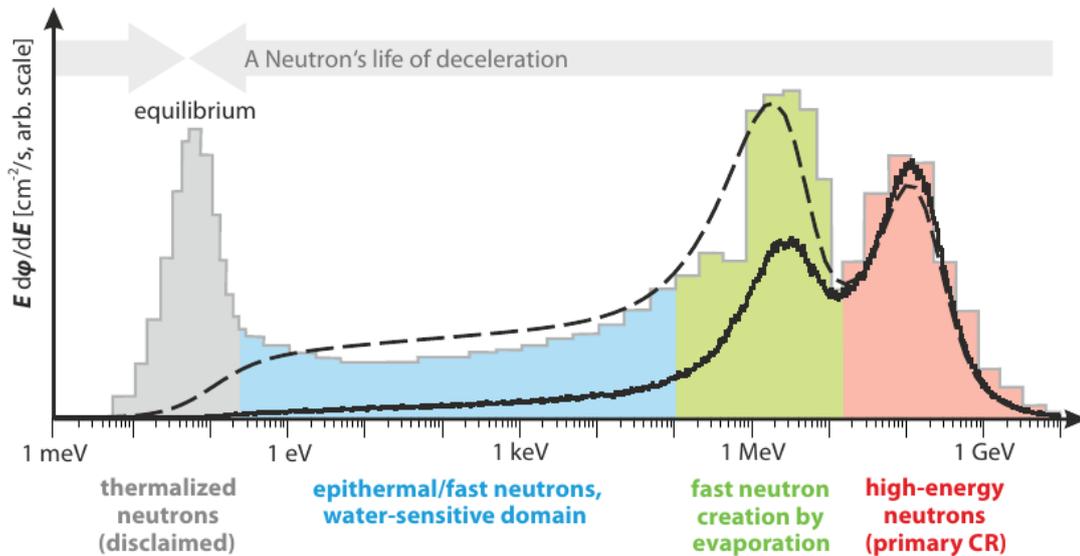


Figura 1.1: Spettro energetico dei neutroni alla superficie. I vari colori identificano i contributi delle diverse interazioni. Per i dettagli si rimanda al testo. Tratto da [4].

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 (ad esempio 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.

Neutroni da raggi cosmici

Un'importante sorgente di neutroni è rappresentata dai raggi cosmici, che, colpendo continuamente l'atmosfera terrestre, sono responsabili della produzione della componente neutronica più energetica della radiazione di fondo ambientale. Infatti, i raggi cosmici primari, costituiti per la maggior parte da protoni e, in misura minore, da nuclei carichi, possiedono energie sufficienti (con un picco attorno a 1 GeV/nucleone) per produrre sciami di particelle secondarie (come μ , p , π e n), in seguito all'urto con gli atomi dell'atmosfera terrestre, soprattutto nello strato più esterno. La massima intensità di queste particelle si osserva in una fascia specifica, con densità superficiale compresa tra 50 e 100 g/cm², chiamata massimo di Pfotzer, e decresce esponenzialmente, di diversi ordini di grandezza, fino al livello del mare [4]. Nel caso specifico dei neutroni di alta energia (~ 100 MeV), essi vengono prodotti soprattutto dalle reazioni di spallazione, indotte dai protoni incidenti sugli atomi di N e O, e possono generare a loro volta ulteriori cascate di particelle. Ad ogni collisione essi cedono parte della propria energia e, non potendo essere accelerati essendo neutri, il risultato finale sarà la loro termalizzazione, come si può osservare dallo spettro riportato in Figura 1.1. In particolare, si possono notare tre picchi distinti:

- a ~ 100 MeV, il picco dovuto ai neutroni di alte energie, prodotti direttamente dalla radiazione cosmica primaria, in cascate internucleari e da processi di pre-equilibrio [5];

- a ~ 1 MeV, quello comprendente i neutroni veloci, generati nei processi di evaporazione dei nuclei eccitati;
- a ~ 0.025 eV, il picco dei neutroni che hanno raggiunto l'equilibrio termico, in seguito ai diversi processi d'urto.

Infine, la regione intermedia, posta tra circa 0.025 eV e 1 MeV, comprende i neutroni che hanno subito diversi urti elastici e non sono ancora stati termalizzati. È importante evidenziare che il contributo di tale regione è correlato alla massa dei nuclei bersagli: il numero dei neutroni veloci presenti decresce al diminuire del numero di massa dei bersagli (come si può dedurre, in seguito, dall'equazione (1.1.2)).

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 $2 \cdot 10^6 n/(s \cdot \text{Ci})$ 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. In Figura 1.2 si possono osservare gli spettri di γ e neutroni emessi dalla sorgente di ^{252}Cf .

Fissione indotta e reattori nucleari

Nel nocciolo dei reattori nucleari è presente un flusso elevato di neutroni, di circa $10^{14} n/(cm^2s)$, 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 assorbente, 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 assorbente che rinculano. Le

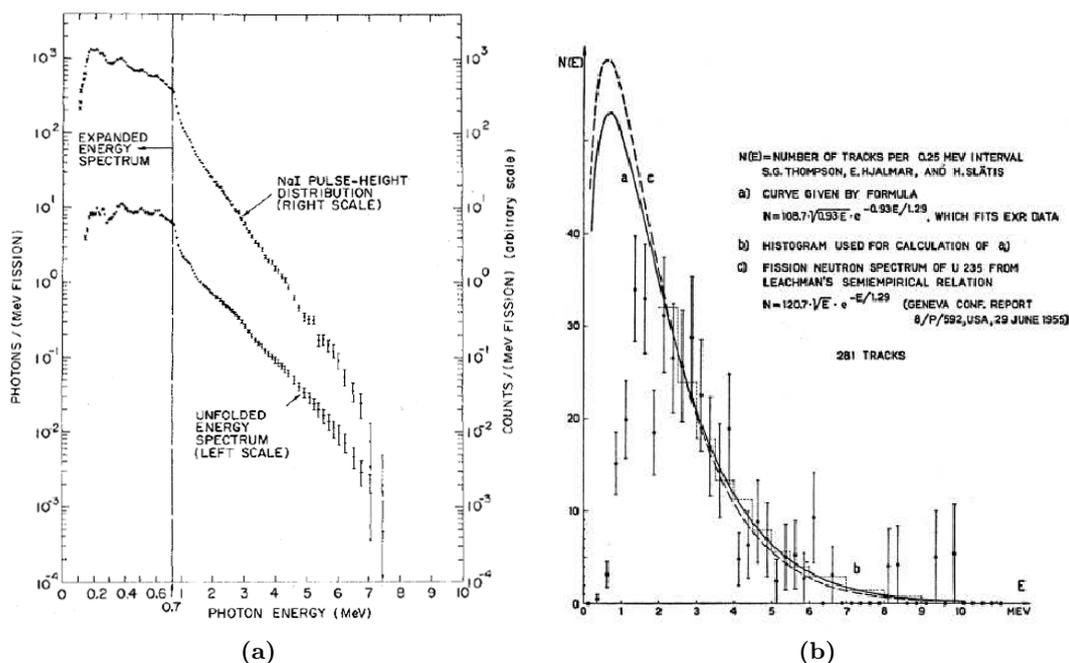


Figura 1.2: Spettro dei raggi γ (a) e dei neutroni (b) emessi in seguito alla fissione spontanea dell'isotopo di ^{252}Cf .

probabilità relative dei vari tipi di interazioni neutroniche (si veda, ad esempio, Figura 1.4) 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 γ . 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 ($E \ll 1\text{GeV}$):

$$n + \frac{A}{Z} X \rightarrow n + \frac{A}{Z} X \quad (1.1.1)$$

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:

$$E_X = E \cdot \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta \quad (1.1.2)$$

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

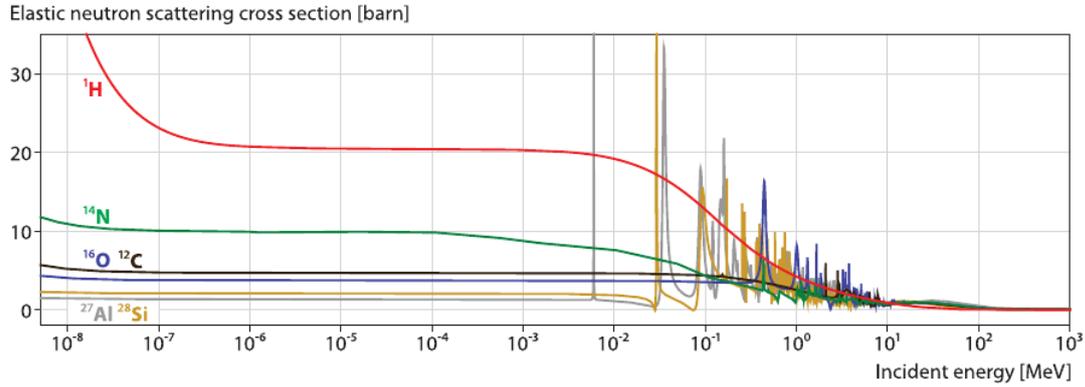


Figura 1.3: Confronto tra le sezioni d'urto di scattering elastico di H (rosso), N (verde), O (blu), C (nero), Si (ocra) e Al (grigio) per neutroni incidenti con energia compresa tra 5 meV e 1000 MeV. Tratto da [4].

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 assorbente sono leggeri e maggiore sarà l'effetto di moderazione sul fascio di neutroni incidenti (cioè sarà necessario un numero minore di collisioni per termalizzare un fascio di neutroni ad una data energia). In Figura 1.3 si può osservare la sezione d'urto di scattering elastico, in funzione dell'energia del neutrone incidente. Si nota inoltre che la probabilità dell'urto elastico cresce al diminuire dell'energia e del numero di massa del bersaglio.

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]).

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 (si veda Figura 1.4) troviamo il ^{157}Gd , il ^{113}Cd , ^{10}B , il ^6Li e ^3He . In seguito, si riportano le principali reazioni di cattura di interesse nel ambito della rivelazione dei neutroni.

Il ^{10}B assorbe un neutrone, dividendosi in $^7_3\text{Li} + \alpha$ 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 neutro-

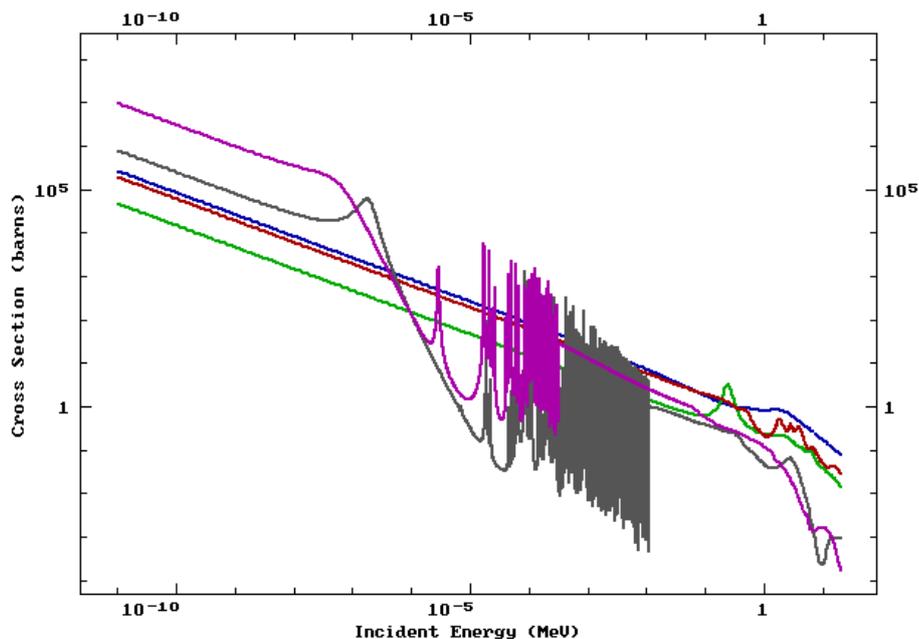
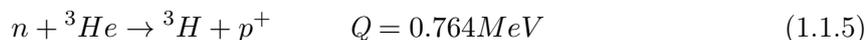
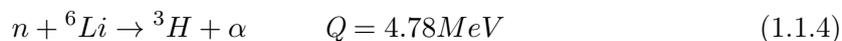


Figura 1.4: Confronto delle sezioni d'urto della reazione di cattura neutronica principale, per gli isotopi di ^{157}Gd , ^{113}Cd , ^3He , ^{10}B e ^6Li (in ordine dall'alto verso il basso). Si nota il cosiddetto punto di *cutoff* del cadmio, attorno a 0.5 eV (linea grigia). Tratto da [7].

ne e possiamo quindi considerarlo come l'energia liberata dalla reazione, causando la perdita di informazione sull'energia del neutrone incidente. ^6Li e ^3He compiono rispettivamente le seguenti reazioni:



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



Per quanto riguarda gli isotopi di ^{157}Gd e di ^{113}Cd , si fa notare che, nonostante la loro elevata sezione d'urto di cattura, entrambi si diseccitano in maniera radiativa, risultando poco pratici nel caso della rivelazione dei neutroni, in presenza di un fondo γ . Inoltre, il Cd è un metallo particolarmente tossico e quindi poco pratico nella produzione di rivelatori [6].

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.

Capitolo 2

Rivelatori per neutroni

Nel capitolo precedente sono stati riportati i principali meccanismi di interazione dei neutroni con la materia, mediante i quali è possibile osservare queste particelle con opportuni rivelatori: il materiale bersaglio ha infatti il compito di convertire i neutroni in particelle cariche o fotoni, facilmente rilevabili. Generalmente questi rivelatori, data la forte dipendenza della sezione d'urto di interazione dall'energia dei neutroni, si possono dividere in due categorie: quelli per neutroni "lenti" e quelli per neutroni "veloci". Per convenzione si definiscono neutroni lenti quelli con energia inferiore a 0.5 eV, corrispondente al punto di *cuttloff* del cadmio (si veda Figura 1.4), che comprendono i neutroni termici ($E \simeq 0.025$ eV) e si distinguono dai neutroni intermedi e da quelli veloci, questi ultimi aventi energie superiori a circa 50 keV.

A basse energie, i meccanismi di interazione predominati sono la cattura neutronica con le conseguenti reazioni di conversione indotte: il neutrone assorbito da un nucleo causa la sua rottura in particelle massive cariche, le quali rilasciano la propria energia nel detector e vengono così facilmente rilevate. Per questo motivo, i materiali impiegati devono contenere isotopi ad elevata sezione d'urto di cattura neutronica, per incrementare l'efficienza del detector a parità di volume. Tra i principali nuclidi impiegati vi sono ^{10}B , ^6Li , ^3He e ^{157}Gd (si veda il grafico, in Figura 1.4, delle sezioni d'urto delle principali reazioni di cattura di questi isotopi). Inoltre, altri fattori di grande importanza nella scelta del materiale bersaglio sono il Q-valore della reazione di cattura neutronica, che determina l'energia rilasciata nel detector, e la capacità di tale materiale di discriminare i neutroni dalla radiazione gamma. Infine, è fondamentale ricordare che l'informazione sull'energia dei neutroni lenti rilevati tramite assorbimento viene completamente persa, in quanto trascurabile rispetto al Q-valore di reazione, dell'ordine qualche MeV. I rivelatori per neutroni lenti sono, per la maggior parte, costituiti da contatori a gas, in cui l'isotopo ad alta sezione d'urto di cattura neutronica è presente nel gas stesso oppure depositato in uno strato che circonda il rivelatore.

Per quanto riguarda i neutroni veloci, risulta necessario ricorrere a tecniche differenti, dato che la sezione d'urto di cattura diminuisce all'aumentare dell'energia. Una di queste tecniche consiste nel moderarli, ossia rallentare i neutroni veloci in seguito ad uno o più processi d'urto con i nuclei, tipicamente leggeri, del materiale moderatore (si veda paragrafo 1.1.3- Urti elastici). In questo modo si ottengono neutroni lenti, rilevabili come riportato in precedenza. Tale metodo risulta piuttosto lento e poco efficiente, infatti tali neutroni devono subire diversi urti, per poi diffondere come neutroni termici, prima di essere rivelati. Inoltre, il processo

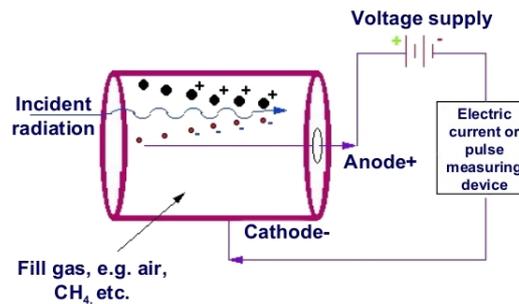


Figura 2.1: Schema di utilizzo di un rivelatore a gas.

di moderazione comporta la perdita dell'informazione sull'energia dei neutroni incidenti. Per ovviare a queste limitazioni si possono utilizzare dei rivelatori che si basano sui processi d'urto, in cui parte dell'energia cinetica del neutrone viene trasferita ad un nucleo bersaglio, il quale la rilascia all'interno del detector, consentendo la rivelazione della particella. Poiché la frazione massima di energia trasmessa nell'urto diminuisce con la massa del nucleo bersaglio (si confronti l'equazione (1.1.2)), si preferiscono bersagli leggeri, contenenti idrogeno, deuterio o elio. Un modo semplice per realizzare questo tipo di rivelatori consiste nell'utilizzare un qualunque scintillatore organico, in quanto ricco di elementi leggeri come H o C [1].

2.1 Rivelatori a gas

Ampiamente utilizzati nella rivelazione dei neutroni si trovano i contatori proporzionali a gas, in cui i prodotti dell'interazione dei neutroni con la materia, sia nuclei di rinculo sia particelle emesse a seguito di reazione di cattura, rilasciano la loro energia ionizzando il gas al loro interno. Le coppie ioni-elettroni così generate vengono raccolte rispettivamente da catodo e anodo, mantenuti ad una certa differenza di potenziale, sufficientemente elevata da permettere la moltiplicazione della carica generata, tramite gli urti con le molecole del gas. Tipicamente, il contenitore stesso, in genere un tubo cilindrico in acciaio inossidabile, funge da catodo e lungo il suo asse è posizionato l'anodo, un sottile filo conduttore mantenuto ad alta tensione, dal quale si preleva un segnale elettrico proporzionale all'energia depositata all'interno. Tra i principali rivelatori di questo tipo si trovano i tubi a BF₃ o ad ³He. In Figura 2.1 si riporta lo schema di questo tipo di rivelatori.

Il BF₃, arricchito con ¹⁰B, viene scelto fra diversi gas contenenti boro per le sue buone proprietà sia come gas proporzionale sia come convertitore di neutroni lenti. Questi rivelatori a BF₃ operano a pressioni di circa 0.5 - 1.0 atm, dato che le prestazioni come gas proporzionale peggiorano a pressioni più elevate, con tensioni comprese generalmente tra circa 2000 e 2800 V. In Figura 2.2 si riporta lo spettro energetico atteso per questi rivelatori [8]. Essi, nonostante la buona efficienza di assorbimento di neutroni termici, presentano alcuni aspetti negativi come il significativo deterioramento da invecchiamento e l'impossibilità di operare sotto un elevato flusso di raggi γ , condizione che riduce la capacità di discriminare tale radiazione dai neutroni e può portare alla dissociazione molecolare del gas. Per queste ed altre ragioni, nonché per la tossicità del BF₃, si utilizzano in genere i tubi ad ³He, descritti in seguito.

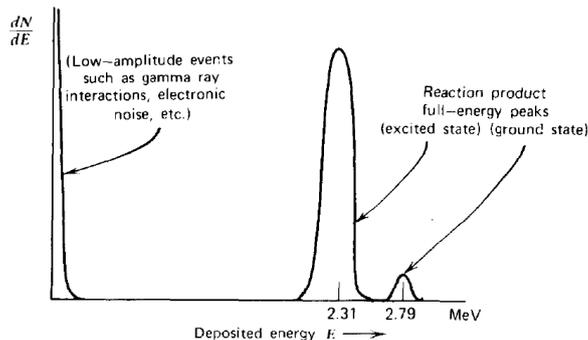


Figura 2.2: Spettro atteso per un tubo a BF_3 , in cui tutti i prodotti di reazioni sono completamente assorbiti. Tratto da [1, p. 525].

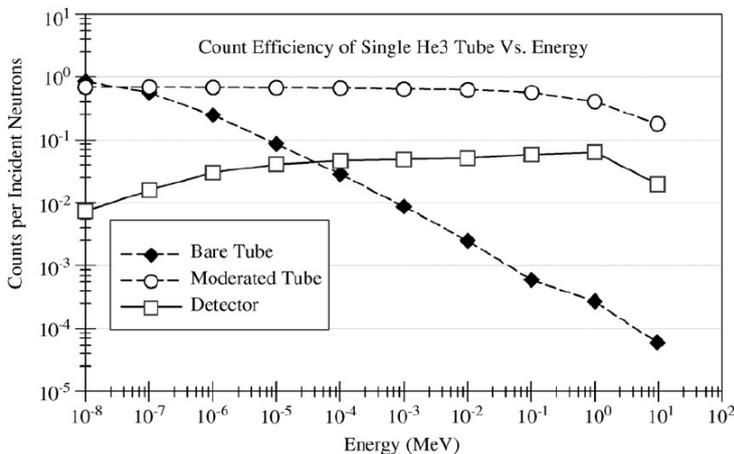


Figura 2.3: Efficienze assoluta di rivelazione dei neutroni, in funzione dell'energia, per un tubo ad ^3He , circondato o meno da 5 cm di polietilene, e in un'ulteriore configurazione con moderatore. Per maggiori dettagli si veda [11].

2.1.1 Tubi ad ^3He

I contatori proporzionali ad ^3He sfruttano la reazione $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, che presenta una sezione d'urto di cattura maggiore rispetto a quella del ^{10}B . Tale sezione d'urto assume un valore pari a 5330 b per neutroni termici e decresce, con andamento inversamente proporzionale alla velocità del neutrone, fino ad energie di circa 0.2 MeV (si veda Figura 1.4). Oltre all'elevata sezione d'urto, che consente di ottenere un'alta efficienza di rivelazione dei neutroni (si veda Figura 2.3), questi rivelatori presentano altri vantaggi come la relativa insensibilità alla radiazione γ [9] (con efficienze dell'ordine di 10^{-6} - 10^{-7}), l'utilizzo di un gas né tossico né corrosivo, la possibilità di sostenere ambienti estremi, con temperature fino a 200-250 °C, e di operare a tensioni minori rispetto a quelli di altri contatori proporzionali [1, 8, 10]. Tipici tubi ad ^3He presentano un diametro di alcuni centimetri, con lunghezze di diverse decine di centimetri, ed operano con pressioni del gas interno comprese tra 1 e 10 atm, alimentati a circa 1000 V [10].

Per un rivelatore ideale, ciascun neutrone termico depositerebbe un'energia di 764 keV, pari alla Q -value della reazione, ripartita tra i prodotti di reazione sotto forma di energia cinetica (191 keV per il protone e 573 keV per il trizio) e lo spettro energetico atteso presenterebbe un picco attorno a questo valore. Tuttavia, poiché il cammino medio dei prodotti di reazione

è paragonabile alle dimensioni del detector (dai 5 ai 20 mm), l'energia viene depositata solo parzialmente all'interno del gas, a seconda che uno dei due prodotti venga arrestato dalle pareti del tubo prima di essere stato completamente fermato. Questo fenomeno, che prende il nome di *wall effect*, produce un spettro continuo, come si può notare in Figura 2.4. Questo effetto

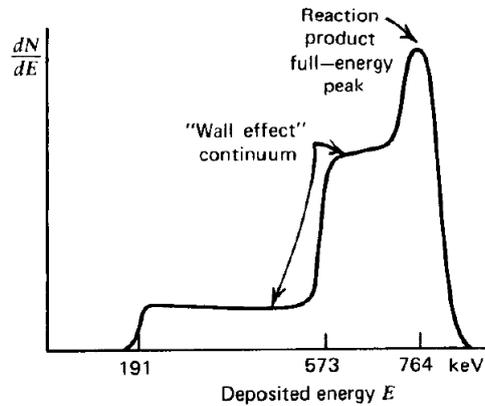


Figura 2.4: Spettro atteso per un tubo ad ^3He , in cui è significativo il *wall effect*. I due gradini da sinistra corrispondono all'energia cinetica del protone e del trizio, rispettivamente. Tratto da [1, p. 534].

risulta particolarmente sfavorevole, in quanto riduce la separazione tra i segnali di piccola ampiezza, indotti dalla radiazione gamma, da quelli effettivamente dovuti all'interazione dei neutroni lenti [12]. Esistono diversi metodi per ridurre tale effetto, come costruire il rivelatore con il diametro più grande possibile, per ridurre la probabilità che i neutroni interagiscano in prossimità delle pareti. Un'altra possibilità consiste nell'incrementare la pressione del gas, con l'introduzione o meno di una seconda componente più pesante, come il Kr: in questo modo lo *stopping power* del rivelatore aumenta, riducendo di conseguenza il tragitto dei prodotti di reazione. Questo tipo di rivelatore può essere utilizzato anche nel caso di neutroni veloci, sia circondandolo con uno strato di materiale moderatore, ricco di H, sia sfruttando gli urti elastici dei neutroni con i nuclei di ^3He . Infatti, all'aumentare dell'energia del neutrone, diverse reazioni diventano sempre più significative, tra le quali si trovano lo scattering elastico, la cui sezione d'urto eguaglia quella di cattura per neutroni di 150 keV, e la reazione $^3\text{He}(n,d)d$, non più trascurabile al di sopra dei 10 MeV. Come conseguenza, trascurando il fenomeno del *wall effect*, lo spettro atteso per una fascio monoenergetico di neutroni dovrebbe mostrare, come riportato in Figura 2.5, tre caratteristiche distinte. La prima di queste è il picco corrispondente all'assorbimento dell'intera energia dei prodotti di reazione, data dalla somma dell'energia del neutrone incidente, E_n , con il *Q-value* della reazione, 764 keV. Ad energie inferiori, per quanto già visto nella sezione 1.1.3, si osserva invece una distribuzione continua fino ad certo valore, corrispondente al massimo trasferimento di energia tramite urto elastico, che nel caso dell' ^3He risulta pari a $0.75 E_n$. Infine, a 764 KeV appare il picco corrispondente alla cattura dei neutroni lenti, inevitabilmente prodotti dalla moderazione dei neutroni del fascio nei materiali esterni. In Figura 2.6, si riporta invece il confronto tra lo spettro energetico, misurato con un contatore proporzionale ad ^3He , e il risultato di alcune simulazioni di eventi di cattura neutronica e scattering elastico.

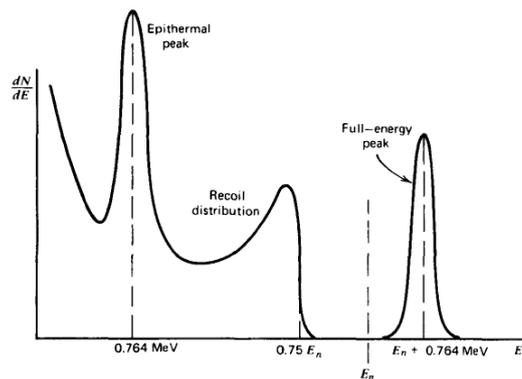


Figura 2.5: Spettro energetico atteso per le particelle cariche prodotte dall'interazione di neutroni veloci, con energia E_n , in un tubo ad ^3He . Tratto da [1, p. 567].

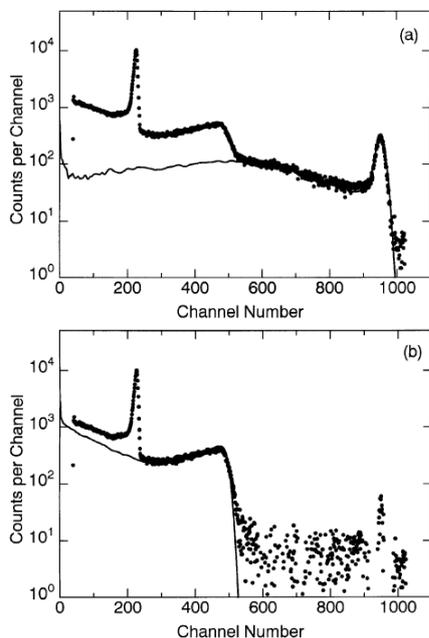


Figura 2.6: (a) I punti mostrano lo spettro misurato con un contatore proporzionale ad ^3He , con neutroni a 2.41 MeV. La linea continua rappresenta lo spettro previsto da una simulazione per la sola reazione $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$. (b) I punti ora mostrano lo spettro residuo, dopo aver sottratto i risultati simulati di (a). La linea continua corrisponde alla previsione del modello del contributo dello scattering elastico, mentre il picco rimanente è dato dalla cattura dei neutroni termici ed epitermici. Tratto da [13].

Nonostante le ottime qualità come materiale per rivelare i neutroni, l' ^3He è sempre più raro, a fronte di una domanda in crescita per applicazioni in vari ambiti, in particolare quello della sicurezza oltre a quello industriale, medico e nel campo della ricerca. Esso viene prodotto principalmente dal decadimento β^- del trizio ($t_{1/2} = 12.32$ anni), le cui riserve derivano, per la maggior parte, sia dalla manutenzione che dallo smantellamento delle armi nucleari. Per questo motivo, data la riduzione degli arsenali nucleari, si è assistito ad un notevole calo della produzione dell' ^3He . Il trizio è anche prodotto dai reattori nucleari CANDU, utilizzati soprattutto in Canada, e viene estratto anche dalla Ontario Power Generation (Toronto, Canada), tuttavia richiedendo notevoli investimenti. Risale al 2009 una stima della domanda totale di ^3He , pari a 65 000 litri/anno, con un'offerta di 15 000 litri/anno [9]. Questa situazione ha portato quindi ad una spinta nella ricerca di nuove soluzioni nel campo della rivelazione dei neutroni.

2.2 Scintillatori

Un'altra tecnica per rivelare i neutroni prevede l'utilizzo dei materiali scintillatori, nei quali l'energia di una radiazione ionizzante viene convertita in luce, detta luce di scintillazione, con lunghezze d'onda comprese tra il visibile e l'UV. Nel caso specifico dei neutroni, è l'energia cinetica dei prodotti d'interazione ad essere convertita in un segnale luminoso. Questa luce di scintillazione può essere raccolta da un sensore luminoso, tipicamente un tubo fotomoltiplicatore (*PMT*), per essere convertita a sua volta in un segnale elettrico. Un materiale scintillatore ideale deve possedere 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;
- i tempi di decadimento della luminescenza indotta deve essere più corto possibile, in modo da generare impulsi veloci ed evitare problemi di *pile-up*;
- 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 sensore luminoso, per minimizzare effetti rifrattivi.

Nessun materiale può soddisfare contemporaneamente queste condizioni e la scelta di uno scintillatore sarà quindi un compromesso tra questi requisiti, sulla base delle esigenze della specifica applicazione che ne farà uso. Gli scintillatori maggiormente diffusi si dividono in due categorie: i cristalli inorganici, composti da alogenuri di metalli alcalini, e gli scintillatori organici. I primi tendono ad avere una resa in luce e linearità maggiori, ma sono relativamente lenti nella risposta, al contrario degli scintillatori organici.

2.2.1 Scintillatori inorganici

Il meccanismo di scintillazione nei cristalli inorganici dipende dai livelli energetici discreti, determinati dalla struttura del reticolo cristallino, a cui sono vincolati gli elettroni del materiale. Questi livelli si raggruppano in bande energetiche: la meno energetica, la banda di valenza, rappresenta gli elettroni legati ai siti del reticolo, mentre la banda di conduzione è occupata dagli elettroni liberi, che possiedono sufficiente energia per migrare all'interno del cristallo. Tra queste due bande è presente la regione energetica proibita, che contiene gli stati energetici non permessi. L'assorbimento di energia, per esempio ad opera di una radiazione ionizzante, comporta la transizione di alcuni elettroni dalla banda di valenza, in cui rimangono le corrispondenti lacune, a quella di conduzione. La diseccitazione radiativa, ossia tramite l'emissione di un fotone, di una coppia elettrone libero-lacuna è il processo che produce la cosiddetta luce di scintillazione. Nei cristalli puri questo meccanismo è inefficiente e, considerando le tipiche

energie associate a queste transizioni, la luce prodotta avrebbe lunghezza d'onda inferiore a quella dello spettro visibile. Di conseguenza, per incrementare la probabilità di emissione di fotoni nel visibile, vengono aggiunte piccole quantità di impurità, dette attivatori. La presenza di questi elementi modifica la struttura a bande, come mostrato in Figura 2.7, consentendo alla diseccitazione di avvenire tra stati intermedi. Di conseguenza, la luce di scintillazione avrà lunghezza d'onda nel visibile e il cristallo risulterà sostanzialmente trasparente ad essa, riducendo il problema dell'auto-assorbimento. Le vite medie tipiche di questi stati determinano

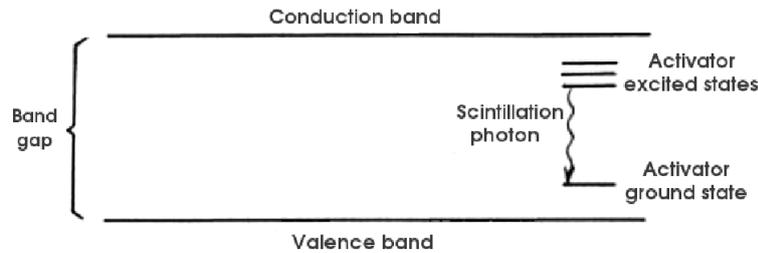


Figura 2.7: Struttura a bande energetiche di un cristallo scintillatore con attivatore. Tratto da [1, p. 235].

il tempo caratteristico della luce di scintillazione, in quanto esse sono dell'ordine delle decine fino a diverse centinaia di ns, molto maggiori rispetto ai tempi di migrazione degli elettroni e, di conseguenza, dei tempi di formazione degli stati eccitati negli attivatori. Vi sono poi altri processi che competono con la diseccitazione rapida, o fluorescenza, degli stati eccitati negli attivatori: la fosforescenza e il *quenching*. Il primo meccanismo consiste nell'emissione lenta di luce, con tempi caratteristici superiori al ms a seconda del materiale, dovuta all'eccitazione di elettroni o lacune in stati metastabili, le cui transizioni allo stato fondamentale sono proibite, finché non viene acquisita sufficiente energia termica da promuoverli a stati caratterizzati da transizioni permesse. Il *quenching* invece consiste nella diseccitazione non radiativa, tramite fononi, che riduce di conseguenza l'efficienza di scintillazione del cristallo.

I principali scintillatori inorganici usati per la rivelazione dei neutroni sono lo ioduro di litio, attivato con europio, $\text{LiI}(\text{Eu})$, arricchito opportunamente con ^6Li , e il solfuro di zinco, attivato con argento, $\text{ZnS}(\text{Ag})$, in cui viene disperso un composto ad alta sezione d'urto di cattura neutronica, tipicamente il ^6Li . Il primo presenta il vantaggio, rispetto ai rivelatori a gas, di non essere affetto dal *wall effect*, poiché le dimensioni tipiche dei cristalli fabbricati sono molto maggiori paragonate al cammino medio dei prodotti di reazione di cattura neutronica. Tuttavia, questo scintillatore presenta una peggiore capacità di discriminazione tra neutroni e radiazione γ , rispetto ad un rivelatore a gas. Infatti, la maggiore densità del cristallo comporta l'aumento del coefficiente di attenuazione e riduce il cammino degli elettroni, emessi per effetto fotoelettrico o Compton, consentendo ai fotoni γ di depositare gran parte della loro energia. Inoltre, lo ioduro di litio è altamente igroscopico e non può essere esposto al vapore acqueo. Il solfuro di zinco è caratterizzato da un'alta efficienza di scintillazione (per $\text{ZnS}(\text{Ag})$: 130% rispetto a $\text{NaI}(\text{Tl})$, 300% rispetto all'antracene), ma deve essere prodotto con spessore inferiore a 1 mm, data la sua composizione policristallina, che lo rende opaco alla sua stessa luce di scintillazione. Esso viene generalmente impiegato per rivelare ioni pesanti, come ad esempio le particelle α prodotte nella reazione di conversione $n(^6\text{Li}, \alpha)t$. Inoltre, lo

spessore sottile di questo materiale rende la discriminazione tra neutroni lenti e fotoni γ molto efficace, dal momento che gli elettroni secondari, generati dall'interazione di quest'ultima con lo scintillatore, lo attraverseranno senza depositare la loro intera energia.

2.2.2 Scintillatori organici

In questi materiali il fenomeno della luminescenza è originato dalle transizioni radiative tra i livelli energetici molecolari, rendendo il processo indipendente dal loro stato fisico (solido, liquido o gassoso), a differenza dei cristalli inorganici, in cui le bande energetiche hanno origine dalla struttura reticolare del composto. Per questo motivo, le molecole degli scintillatori organici possono essere combinate in materiali compositi, mantenendo la proprietà di scintillazione, purché non venga alterata la loro struttura. Esse rientrano appunto nella categoria delle molecole organiche e devono possedere particolari proprietà di simmetria (come si può vedere, ad esempio, in Figura 2.8 per la molecola di antracene, uno tra gli scintillatori organici più conosciuti), tali da permettere la formazione di orbitali elettronici molecolari di tipo π , i cui possibili livelli energetici sono riportati in Figura 2.9. Dall'immagine si possono notare

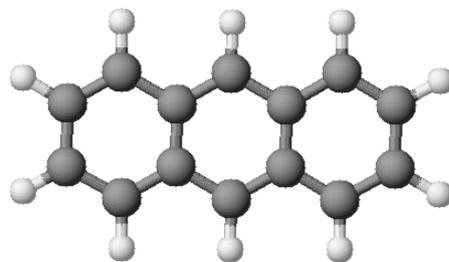


Figura 2.8: Struttura atomica della molecola di antracene (C in nero, H in bianco). La particolare simmetria della molecola consente la formazione di legami π , i cui livelli energetici sono fondamentali nei meccanismi di scintillazione.

una serie di stati di singoletto, cioè stati con spin nullo, S_n , ciascuno caratterizzato da una certa energia, E_n , fino ad un valore massimo, inferiore all'energia di ionizzazione degli elettroni dell'orbitale π . Generalmente la differenza in energia tra S_0 e S_1 è pari a circa 3 o 4 eV, diminuendo al crescere dei livelli. Ognuno di essi, inoltre, presenta dei sottolivelli energetici, rappresentati da una linea tratteggiata, che corrispondono ai vari stati vibrazionali della molecola, la cui separazione è dell'ordine di 0.15 eV. Si nota poi una sequenza di stati di tripletto, T_n , con spin pari a 1, ciascuno con la propria energia, inferiore a quella del corrispondente singoletto. Poiché a temperatura ambiente l'energia media, pari a 0.025 eV, è minore della differenza energetica tra stati vibrazionali, quasi tutte le molecole si troveranno nello stato S_{00} . Al passaggio di una particella carica, parte della sua energia cinetica verrà assorbita dalle molecole dello scintillatore, attraverso i seguenti processi primari [2]:

1. eccitazione degli orbitali π in stati di singoletto;
2. ionizzazione degli orbitali π ;
3. eccitazione di orbitali più interni della molecola;
4. ionizzazione di orbitali interni.

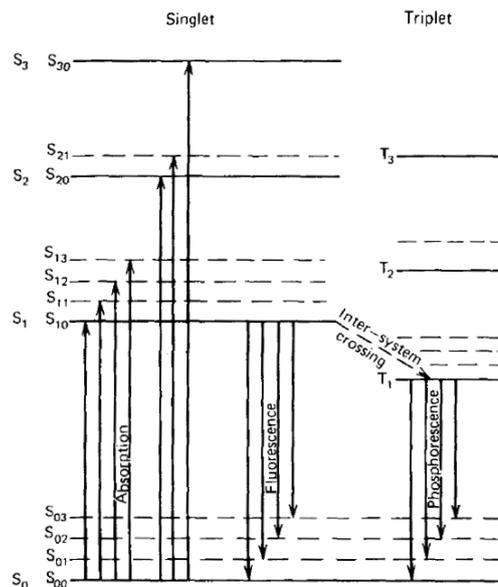


Figura 2.9: Livelli energetici di una molecola organica con orbitali molecolari π . Tratto da [14].

Il primo processo porta all'eccitazione dei possibili stati di singoletto, S_{nm} , i quali si diseccitano rapidamente (nell'ordine di 10^{-12} s) attraverso transizioni non radiative interne, portando la molecola nello stato S_{10} . Questo decade in uno degli stati vibrazionali di S_0 con l'emissione rapida di un fotone, dando luogo alla fluorescenza. Data la vita media τ di S_{10} , dell'ordine di alcuni ns, l'intensità della luce di scintillazione, dovuta a fluorescenza, segue la legge di decadimento esponenziale, con costante di decadimento pari a $1/\tau$. Si verifica, invece, dissipazione di energia tramite meccanismi non radiativi, senza produzione di fluorescenza, nel caso di eccitazione di orbitali non di tipo π , mentre le ionizzazioni possono portare al danneggiamento della struttura molecolare. In assenza di ricombinazione con gli ioni circostanti, questo danneggiamento risulta permanente e crea in questo modo delle zone danneggiate, in cui la luminescenza risulta compromessa, causando l'invecchiamento del materiale. Gli stati di tripletto, invece, non vengono popolati direttamente, in quanto la transizione da S_0 ad uno stato T_{nm} è proibita. Essi vengono popolati tramite il meccanismo chiamato *intersystem crossing*, un processo non radiativo di conversione che coinvolge stati elettronici a differenti molteplicità di spin, oppure attraverso la ricombinazione ionica, conseguente alla ionizzazione degli orbitali π , eccitando le molecole principalmente in stati di tripletto, con una probabilità del 75%. A sua volta, lo stato di tripletto si diseccita principalmente tramite due processi: la fosforescenza, cioè l'emissione di luce con lunghezza d'onda e tempo di decadimento maggiori rispetto alla fluorescenza (la vita media di T_1 è dell'ordine di 10^{-3} s), e la diseccitazione non radiativa. Poiché la transizione tra i livelli T_1 e S_0 è proibita ed è resa possibile in alcuni casi grazie all'interazione spin-orbita, il secondo processo risulta favorito. In particolare, esso è dominante nei materiali liquidi e al crescere della temperatura, poiché le collisioni tra molecole favoriscono i meccanismi non radiativi di *intersystem-crossing* e di rilassamento vibrazionale. Infine, un altro importante processo di diseccitazione da considerare negli scintillatori organici è quello della fluorescenza ritardata, con tempi di decadimento dell'ordine di alcune centinaia di ns. Essa presenta lo stesso spettro di emissione della fluorescenza, ma con un tempo carat-

teristico maggiore. Tale fenomeno si verifica quando uno stato di tripletto assorbe sufficiente energia per ritornare al corrispondente stato di singoletto, che si diseccita successivamente tramite fluorescenza. Questa energia può essere fornita esternamente dall'agitazione termica delle molecole oppure dal processo denominato annichilazione tripletto-tripletto. Esso avviene quando due molecole nello stato T_1 sono sufficientemente vicine da consentire un particolare trasferimento di energia, nel quale una molecola passa allo stato fondamentale e l'altra allo stato S_1 , che in questo modo si diseccita tramite fluorescenza ritardata.

Fluorescenza e fluorescenza ritardata contribuiscono per la maggior parte alla luce di scintillazione e ne costituiscono, rispettivamente, la componente veloce e quella lenta. La frazione di luce dovuta alla componente lenta riveste una particolare importanza nella discriminazione tra particelle, in quanto essa dipende dalla natura della radiazione incidente. Infatti, un maggior contributo della componente lenta può essere in parte spiegato da una maggiore densità di stati eccitati di tripletto, lungo la traccia della particella incidente, che incrementa la probabilità del processo di annichilazione tripletto-tripletto. Di conseguenza, la frazione di luce dovuta alla fluorescenza ritardata dipende dalla perdita di energia specifica, dE/dx , tipica di una particella: maggiore è il valore di dE/dx e maggiore sarà la concentrazione di stati eccitati di tripletto. Come mostrato in Figura 2.10, la coda del segnale, cioè la componente lenta, è maggiore per particelle con maggiore dE/dx . Si noti che i neutroni non rilasciano

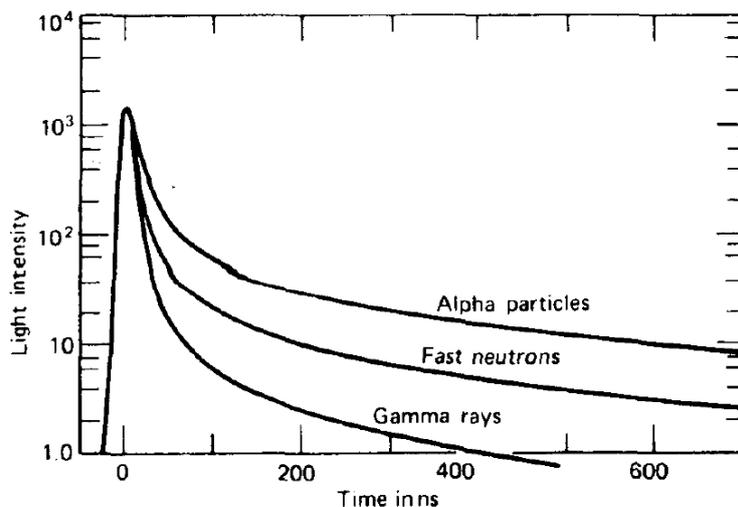


Figura 2.10: Dipendenza temporale della luce di scintillazione in un cristallo organico di stilbene per diversi tipi di radiazione. I segnali sono normalizzati ad uguale intensità all'istante zero. Tratto da [15].

l'energia direttamente nello scintillatore, ma sono rivelati i nuclei leggeri di rinculo, tipicamente protoni, in seguito ad un urto elastico. Allo stesso modo, nel caso della radiazione γ vengono rivelati gli elettroni che hanno acquisito parte dell'energia dei fotoni, i quali interagiscono prevalentemente tramite effetto Compton, dati i piccoli valori dei numeri atomici degli elementi che compongono i materiali organici. La proprietà degli scintillatori organici di generare un impulso luminoso, la cui forma nel tempo dipende dal tipo di particella incidente, è sfruttata dalla tecnica della *Pulse Shape Discrimination* (PSD), ampiamente applicata nel caso in cui gli scintillatori organici vengano utilizzati come rivelatori per neutroni [16] [17],

per discriminarli dalla radiazione γ , come è stato fatto in questa tesi.

È importante notare come gli scintillatori organici sono in buona parte trasparenti alla loro stessa luce di scintillazione. Infatti, come si può osservare in Figura 2.9, nelle transizioni più probabili l'energia dei fotoni emessi per fluorescenza o fosforescenza è inferiore a quella assorbita, grazie alla presenza dei livelli vibrazionali intermedi. l'effetto finale, di cui si riporta un esempio in Figura 2.11, è una piccola sovrapposizione degli spettri di assorbimento ed emissione, in cui la distanza tra i rispettivi picchi viene chiamata *Stokes shift*. Come nel

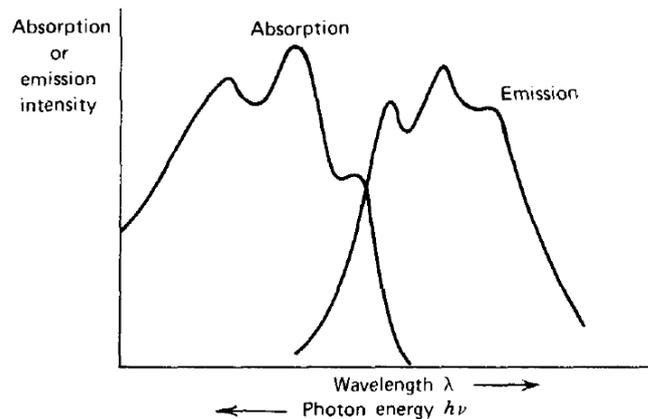


Figura 2.11: Spettri di assorbimento ed emissione per un tipico scintillatore organico, con livelli energetici come in Figura 2.9. Tratto da [1].

caso degli scintillatori inorganici, tutti i processi di diseccitazione non radiativa, principalmente sotto forma di calore, insieme ai meccanismi di autoassorbimento, prendono il nome di *quenching* e sono causa della riduzione dell'efficienza di scintillazione. Essi sono favoriti da diversi fattori come l'aumento della temperatura, la presenza di impurità o danni meccanici nel materiale scintillatore e si verificano anche nel caso in cui la radiazione incidente rilasci un'eccessiva densità di energia nel materiale, che porta alla saturazione della luce di scintillazione. La frazione di energia che invece viene convertita in luce dipende sia dal tipo di particella che dalla sua energia. In genere, la risposta in luce è lineare per elettroni di energia superiore a 125 keV, ma per particella cariche pesanti, come protoni o particelle α , essa risulta sempre minore, a parità di energia, e non lineari per energie superiori a 125 keV, come si può osservare in Figura 2.12. Poiché la resa in luce dipende dal tipo di particella, solitamente si esprime l'energia della particella incidente sulla base della luce emessa, utilizzando come unità l'elettronvolt *electron equivalent* (eVee): l'energia di una particella, richiesta per generare 1 MeVee in luce di scintillazione, per definizione è pari a 1 MeV per elettroni veloci, ma sarà equivalente a diversi MeV per particelle cariche pesanti. Per descrivere la risposta degli scintillatori organici all'interazione con particelle cariche, si può utilizzare la relazione tra dL/dx , l'energia emessa in luce di fluorescenza per unità di lunghezza, e dE/dx , la perdita specifica di energia per una particella carica, proposta da Birks [14]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.2.1)$$

L'equazione (2.2.1) è chiamata formula di Birks, nella quale il numeratore tiene conto della

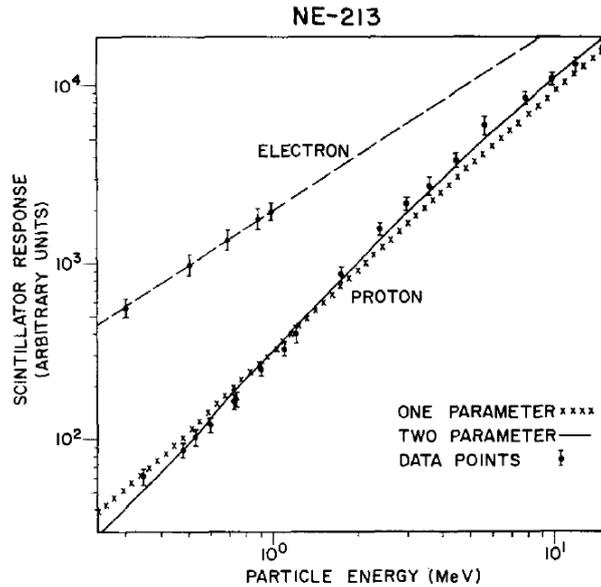


Figura 2.12: Efficienza di scintillazione per un comune scintillatore organico liquido (NE-213) irradiato con elettroni e protoni. Sono stati eseguiti i *fit* dei dati con le curve ottenute dall'equazione (2.2.1) (un parametro) e (2.2.2) (due parametri). Tratto da [18].

proporzionalità tra la luce di fluorescenza emessa e l'energia depositata e il denominatore degli effetti di *quenching*. Nella pratica, il prodotto kB è utilizzato come parametro per il *fit* dei dati sperimentali, mentre S è un fattore di normalizzazione. Per una migliore corrispondenza con i dati, sono state introdotte anche altre formule semiempiriche, come la versione estesa della formula di Birks

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (2.2.2)$$

dove C è un secondo parametro per il *fit*.

Gli scintillatori organici si possono trovare in forma cristallina, liquida o plastica e generalmente si producono unendo più specie molecolari. In particolare, si utilizza un appropriato solvente, con la funzione di assorbire l'energia della radiazione incidente, in cui viene sciolto un secondo composto, ad alta efficienza di scintillazione. Alcune volte è presente anche una terza componente, detta *wavelength shifter*, la quale assorbe la luce di scintillazione prodotta e la riemette a lunghezze d'onda maggiori, con lo scopo di ottenere un migliore accoppiamento tra lo spettro emesso e la sensibilità del fotomoltiplicatore, che convertirà tale luce in segnale elettrico, oppure per ridurre i fenomeni di autoassorbimento.

I cristalli organici più comuni come scintillatori sono l'antracene e lo stilbene: il primo possiede la più alta efficienza di scintillazione tra gli organici (con un'emissione luminosa per unità di energia pari a circa il 43% di uno NaI) mentre il secondo presenta migliori capacità di discriminazione tra le particelle cariche incidenti. Entrambi i materiali sono fragili, difficile da produrre in grandi dimensioni (maggiori di circa 10 cm in diametro e spessore) e presentano un'efficienza di scintillazione dipendente dalla direzione della radiazione rispetto agli assi del cristallo, con variazioni fino al 20-30%.

Gli scintillatori organici liquidi sono i più comuni nella rivelazione dei neutroni, arricchiti con elementi ad alta sezione d'urto di cattura neutronica nel caso dei neutroni lenti. Sono

disponibili commercialmente in contenitori sigillati in vetro, per evitare che l'ossigeno si scioglia nella soluzione, essendo questo un'impurità che favorisce il *quenching*, ma anche perché spesso questi materiali sono tossici e infiammabili. Nonostante questi svantaggi, essi presentano buone capacità di discriminazione, tra radiazione γ e neutroni, e la mancanza di una struttura solida li rende più resistenti al danno da radiazione e gli unici adatti nelle applicazioni che richiedono rivelatori di grandi dimensione, dell'ordine di alcuni metri.

Gli scintillatori plastici, d'altra parte, hanno il vantaggio di essere più economici e possono essere facilmente fabbricati in svariate forme e dimensioni, oltre a poter essere maneggiati senza particolari vincoli in materia di sicurezza, ma sono più vulnerabili al danno da radiazioni. Per questo motivo, sono tuttora in fase di ricerca scintillatori più resistenti, a base siliconica, la cui matrice è composta da polisilossani, a differenza delle più comuni in polistirene, poliviniltoluene o polimetilmetacrilato [19].

Nei paragrafi successivi si presenta una breve rassegna dei principali scintillatori organici utilizzati per la rivelazione dei neutroni.

2.3 NE-213

L'NE-213 è stato uno tra gli scintillatori liquidi storicamente più utilizzati nella spettroscopia neutronica, fin dai primi anni sessanta [20]. È stato venduto in passato dalla Nuclear Enterprises Ltd., come miscela di xilene, attivatori, POPOP, un composto organico con la funzione di *wavelength shifter*, e di naftalene, che viene aggiunto per incrementare l'emissione della componente lenta della luce di scintillazione. Il risultato era un liquido altamente tossico, volatile e facilmente infiammabile, quindi rischioso da trasportare, che poteva essere utilizzato solo nei laboratori di ricerca e non in applicazioni commerciali. In Tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche di questo scintillatore liquido e in Figura 2.12 si può osservare la sua emissione in luce, in funzione dell'energia di elettroni e protoni incidenti. La sua diffusione,

Tabella 2.1: Caratteristiche principali dell'NE-213 [1] [21].

Densità	0.874 g/cm ³
Indice di rifrazione	1.51
Emissione luminosa (% antracene)	78%
Tempo di decadimento	3.2 ns
Lunghezza d'onda di emissione massima	425 nm
Rapporto H/C	1.212
Punto di fiamma	24 °C

rispetto ad altri scintillatori organici, è dovuta alle sue ottime capacità di discriminare i neutroni dalla radiazione γ , mediante la tecnica della PSD, comparabili con quelle di antracene e stilbene [22]. Solitamente veniva incapsulato in un contenitore di alluminio o vetro, dopo essere stato opportunamente purificato dall'ossigeno, al fine di ottenere maggiore stabilità e la massima efficienza di scintillazione [21]. Il volume ottimale di utilizzo di questo liquido, per neutroni di energia dell'ordine del MeV, è di circa 100 cm³. Infatti, l'efficienza di rivelazione migliora all'aumentare delle dimensioni dello scintillatore, ma contemporaneamente si ottiene anche un incremento del rumore di fondo e una peggiore risoluzione energetica [23].

2.4 EJ-301

L'EJ-301, tuttora venduto dalla Eljen Technology (Sweetwater, Texas), è l'attuale equivalente dell'NE-213, insieme al BC-501A della Saint-Gobain, ed è lo standard, tra gli scintillatori organici utilizzati nella ricerca, per la rivelazione simultanea dei neutroni veloci e della radiazione γ . Come il precedente liquido, l'EJ-301 possiede un'ottima capacità di discriminazione tramite PSD, come si può osservare in Figura 2.14. Tuttavia, anche in questo caso, l'elevata tossicità e infiammabilità dei suoi componenti, tra cui il solvente a base di xilene, non lo rendono adatto al di fuori delle attività di ricerca. Tale liquido mantiene per molti anni le proprie caratteristiche, purché non contaminato. Anche per questo motivo, viene solitamente sigillato in contenitori di acciaio inossidabile, alluminio o vetro, in cui è presente un gas inerte, come l'azoto, per ridurre la presenza di ossigeno. Infatti, questo elemento ossida il materiale, che ingiallisce e perde la propria trasparenza, e ne riduce l'efficienza di scintillazione, fino al 15-20%, risultando perciò uno dei principali fattori di *quenching* [24]. Le specifiche di questo scintillatore organico liquido sono riportate in Tabella 2.2 e in Figura 2.13.

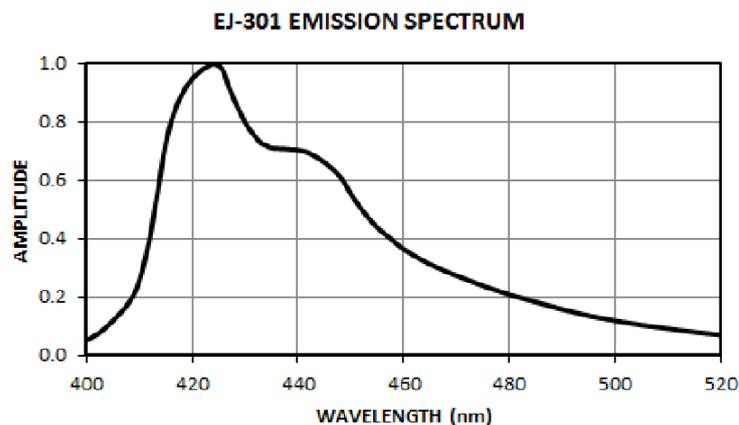


Figura 2.13: Spettro di emissione per l'EJ-301 [25].

2.5 EJ-309

L'EJ-309 è un altro scintillatore organico liquido, prodotto dalla Eljen Technology alla fine degli anni duemila, su richiesta del mercato di un rivelatore per neutroni che non fosse pericoloso da adoperare, adatto a diverse applicazioni commerciali. Esso è stato sviluppato come alternativa ai comuni scintillatori liquidi, basati sullo xilene come solvente primario e quindi pericolosi per la loro tossicità e infiammabilità. L'EJ-309 è infatti caratterizzato da un punto di fiamma più elevato (144 °C), una volatilità inferiore e da bassa tossicità, tali da facilitarne il trasporto, lo smaltimento e l'utilizzo al di fuori dei laboratori di ricerca, anche in condizioni ambientali difficili. Tuttavia, questa migliore versatilità dell'EJ-309 ha condotto ad un peggioramento della sua capacità di discriminazione tramite PSD, come si può notare dal confronto in Figura 2.14. Nonostante questo difetto, è stata comunque dimostrata la possibilità di utilizzarlo come rivelatore adatto all'identificazione di sorgenti neutroniche, anche in presenza di un alto fondo di radiazione γ [26]. Questa capacità, richiesta nelle applicazioni di sicurezza

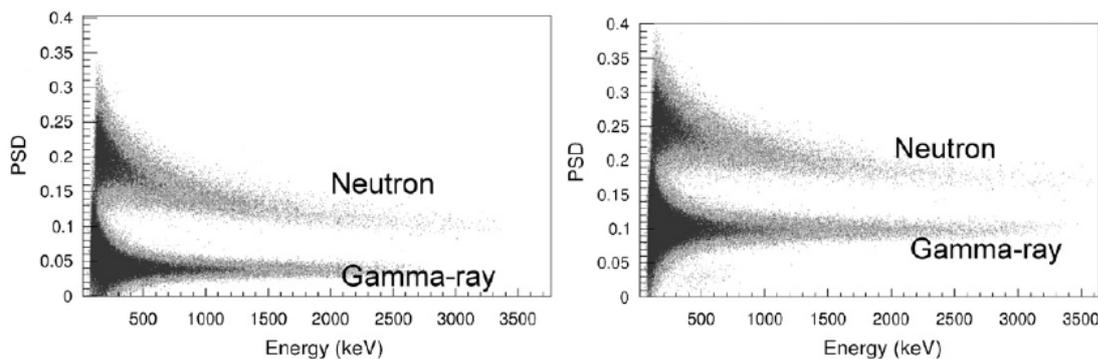


Figura 2.14: Confronto tra il grafico bidimensionale del parametro di discriminazione neutroni- γ (PSD), in funzione della luce emessa (in keVee), ottenuto con l'EJ-301 (sinistra) e con l'EJ-309 (destra). Tratto da [26].

nazionale, rende l'EJ-309 uno tra gli scintillatori di maggiore interesse in tale ambito. Le caratteristiche di questo materiale sono riportate in Tabella 2.2 e in Figura 2.15. Come per

Tabella 2.2: Caratteristiche principali dell'EJ-301 e dell'EJ-309 [25].

Proprietà	EJ-301	EJ-309
Emissione luminosa (% antracene)	78%	80%
Efficienza di scintillazione (fotoni/1 MeV e^-)	12000	12300
Lunghezza d'onda di emissione massima	425 nm	424 nm
Tempo di decadimento, componente breve	3.2 ns	3.5 ns
Tempi di decadimento medi delle prime 3 componenti	3.16 ns 32.3 ns 270 ns	-
Lunghezza di attenuazione luminosa	2.5 – 3 m	> 1 m
Densità	0.874 g/cm ³	0.959 g/cm ³
Indice di rifrazione	1.505	1.57
Punto di fiamma	26 °C	144 °C
Temperatura di ebollizione (a 1 atm)	141 °C	290-300 °C
Tensione di vapore (a 20 °C)	-	0.002 mmHg
Atomi di H per cm ³ ($\times 10^{22}$)	4.82	5.43
Atomi di C per cm ³ ($\times 10^{22}$)	3.98	4.35
Elettroni per cm ³ ($\times 10^{23}$)	2.27	3.16

l'EJ-301, deve essere sigillato in un contenitore per mantenere il liquido in un ambiente quanto più privo di ossigeno, ma a differenza del primo è compatibile con i polimetilmetacrilati-GS. Inoltre, l'EJ-309 è disponibile anche come EJ-309B, caricato con boro naturale (fino al 5% in massa) per l'assorbimento dei neutroni lenti.

2.6 EJ-339

Tra gli scintillatori organici, che assumono un ruolo fondamentale nella rivelazione dei neutroni lenti, si trovano i liquidi, caricati con ^{10}B o ^{157}Gd . Uno dei più importanti è l'EJ-399 (Eljen Technology), che contiene boro naturale (5% in massa) e ^{10}B (1% in massa, 4.6% e 2.5% nelle versioni EJ-339A e EJ-339A2, rispettivamente). Questo scintillatore è impiegato nella

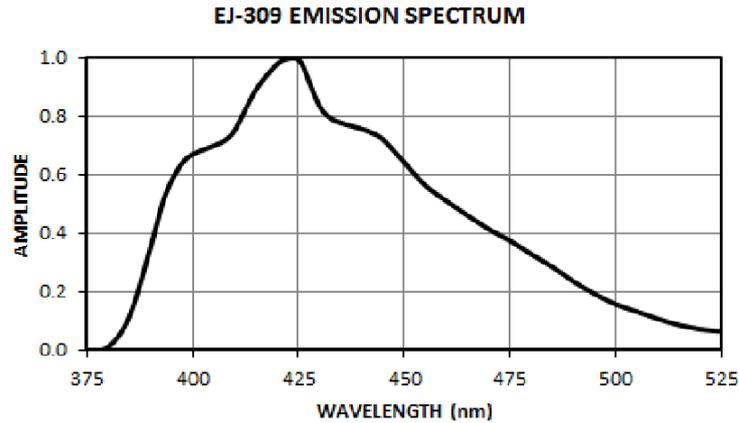


Figura 2.15: Spettro di emissione per l'EJ-309 [25].

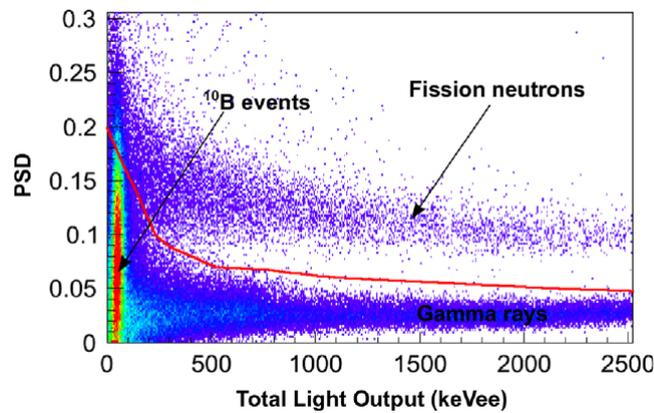
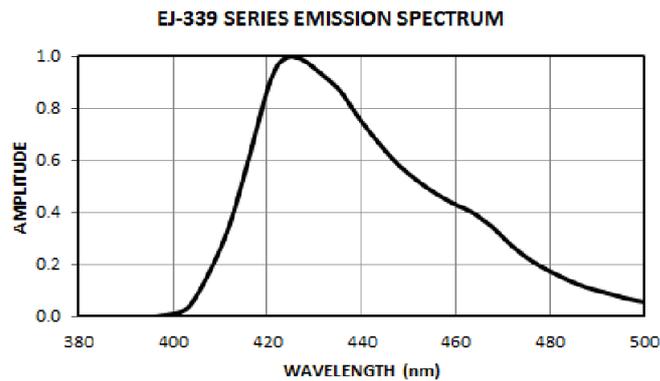


Figura 2.16: Distribuzione del parametro di discriminazione (PSD) in funzione della luce emessa, per una misura con EJ-339A, con sorgente di ^{252}Cf e la presenza di 6 cm di polietilene, come moderatore. Nell'immagine sono indicate le regione dei tre tipi di particelle rivelate. Tratto da [28].

rivelazione simultanea dei neutroni veloci (protoni di rinculo) e di quelli termici, attraverso la reazione $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (Q -valore = 2.31 MeV), dalla quale si ottiene un impulso luminoso equivalente a circa 90 keVee. Anche in questo caso, possono essere usate tecniche di PSD per identificare i neutroni all'interno di un fondo di radiazione γ . Con questo tipo di liquido bisogna prestare attenzione a non utilizzarlo all'interno di contenitori troppo piccoli, al fine di raggiungere una sufficiente efficienza di cattura, e a maneggiarlo con attenzione, per evitare che assorba umidità, la cui presenza deteriorerebbe le capacità di PSD [27]. Comparato all'EJ-301, l'EJ-339 ha il vantaggio di essere meno tossico, ma possiede un punto fiamma molto basso, alla temperatura di -8°C . Inoltre, la capacità di discriminazione (si veda Figura 2.16) è inferiore a quella dei precedenti scintillatori liquidi, anche a causa dei fenomeni di *quenching* non trascurabili, che interessano la luce di scintillazione emessa in seguito all'evento di cattura neutroni su ^{10}B [28]. Le caratteristiche di questo materiale sono riportate in Tabella 2.3 e in Figura 2.17.

Tabella 2.3: Caratteristiche principali dei diversi modelli di EJ-339 [27].

Proprietà	EJ-339	EJ-339A	EJ-309A2
Contenuto ^{10}B (% massa/massa)	0.95	4.6	2.5
Emissione luminosa (% antracene)	65	65	70
Lunghezza d'onda di emissione massima (nm)	425	425	425
Densità (g/cm^3)	0.92	0.92	0.92
Indice di rifrazione	1.415	1.415	1.415
Punto di fiamma ($^{\circ}\text{C}$)	-8	-8	-8
Atomi di H per cm^3 ($\times 10^{22}$)	5.03	4.98	5.10
Atomi di C per cm^3 ($\times 10^{22}$)	2.90	2.87	3.43
Atomi di O per cm^3 ($\times 10^{22}$)	0.814	0.802	0.432
Atomi di ^{10}B per cm^3 ($\times 10^{22}$)	0.053	0.254	0.137

**Figura 2.17:** Spettro di emissione per l'EJ-339 [27].

2.7 EJ-420

Rimanendo nella categoria dei rivelatori di neutroni termici, è importante menzionare l'EJ-420 (Eljen Technology), uno degli scintillatori utilizzati nel corso di questa tesi. A differenza dell'EJ-339, questo scintillatore è impiegato esclusivamente per la rivelazione dei neutroni termici, data la struttura sottile (Figura 2.18), che lo rende inefficiente per la radiazione γ e i neutroni veloci. Al suo interno è presente un composto del litio, arricchito al 95% con ^6Li ,

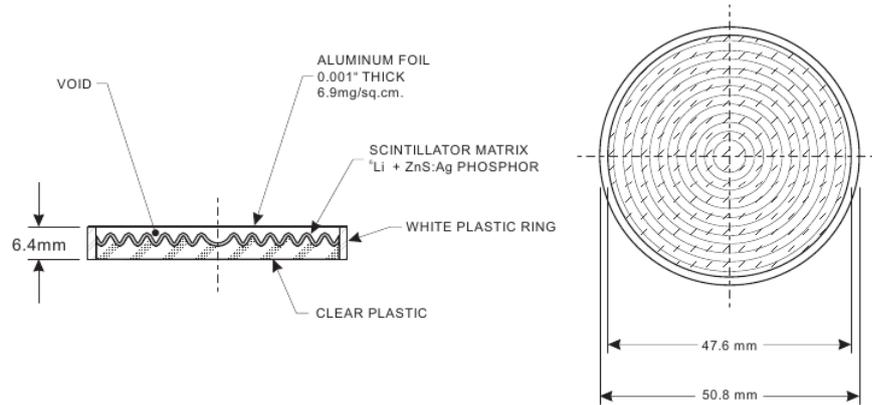


Figura 2.18: Struttura dello scintillatore EJ-420 da 2" di diametro. Diametri disponibili in commercio: 1", 1.5", 2", 3" e 5".

disperso in una matrice di $\text{ZnS}(\text{Ag})$, la quale svolge la funzione di scintillatore per le particelle α e ^3H , emesse in seguito alla reazione di cattura $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$. Tale materiale consente misure efficienti dei neutroni termici in presenza di radiazione γ , con flussi fino a 107 fotoni per neutrone. L'efficienza di rivelazione dipende ovviamente dall'energia ed è pari a circa il 30%, per neutroni da 0.1 eV, e al 60%, al di sotto dei 0.01 eV ($\sim 55\%$ per neutroni termici, a 0.025 eV). Infine, l'EJ-420 consente la discriminazione dei neutroni dalla radiazione γ tramite PSD, data la costante di decadimento dei segnali, dell'ordine delle centinaia di ns, ma anche semplicemente impostando un'opportuna soglia sull'ampiezza dei segnali [29]. In Tabella 2.4 si riportano le caratteristiche principali di questo scintillatore.

Tabella 2.4: Caratteristiche principali dell'EJ-420 [29].

Proprietà	EJ-420
Contenuto ^6Li (mg/cm^2)	9
Lunghezza d'onda di emissione massima (nm)	450
Costante di decadimento, componente rapida (μs)	0.2

2.8 Plastici

Generalmente gli scintillatori organici plastici trovano grande interesse tra i rivelatori di particelle per la loro risposta rapida, la grande praticità, il relativo basso costo e la possibilità di essere fabbricati in diverse forme e dimensioni. Inoltre essi non presentano i problemi del rischio chimico e di incendio, che si osservano invece negli scintillatori liquidi, in misura più

o meno grave. Per quanto riguarda la rivelazione dei neutroni, solamente da alcuni anni è stata dimostrata la possibilità di produrre uno scintillatore plastico per neutroni veloci, con una sufficiente capacità di discriminare neutroni e raggi γ , mediante PSD [30]. Questo scintillatore è stato sviluppato presso il Lawrence Livermore National Laboratory, usando una matrice di poliviniltoluene (PVT) caricato con 2,5-difenilossazolo (PPO), e reso disponibile commercialmente dalla Eljen Technology, con il nome di EJ 299-33. Esso presenta risoluzione temporale ed energetica molto simile a quella degli scintillatori liquidi, ma con una peggiore capacità di discriminazione tramite PSD a bassa energia, come si può osservare in Figura 2.19. Nonostante ciò, sono stati ottenuti dei risultati che non precludono il suo utilizzo sia nei la-

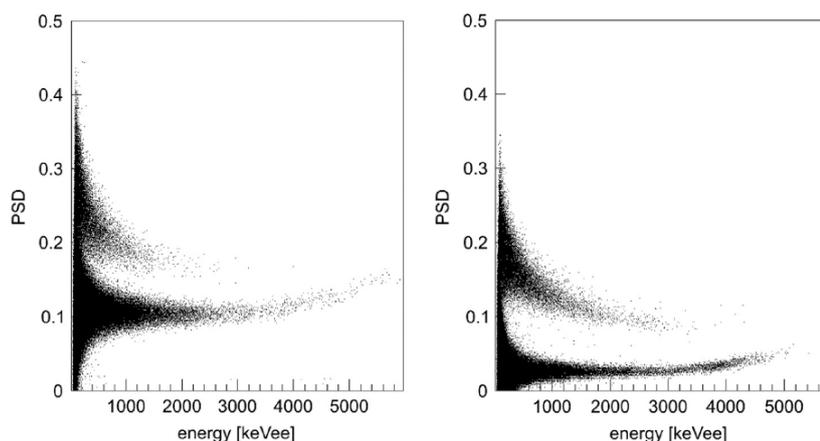


Figura 2.19: Confronto tra il grafico bidimensionale del parametro di discriminazione neutroni- γ (PSD), in funzione della luce emessa (in keVee), ottenuto con l'EJ-299-33 (sinistra) e con l'EJ-301 (destra). Tratto da [31].

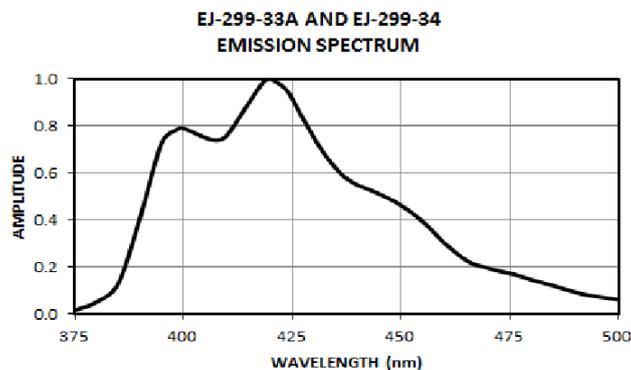
boratori di ricerca sia come rivelatore in applicazioni legata alla sicurezza [31]. Il problema principale dell'EJ-299-33 è la scarsa resistenza al danno da radiazioni e all'invecchiamento, che ne causano la perdita di trasparenza. Per questo motivo, la stessa azienda che lo produce ha messo in vendita dei nuovi prototipi, l'EJ-299-33A e l'EJ-299-34, tuttora in fase di sviluppo. Entrambi i materiali invecchiano più lentamente del primo campione, tuttavia l'EJ-299-33A è peggiorato dal punto di vista della resistenza meccanica (vedi Figura 2.20) mentre l'EJ-299-34, composto da una plastica più dura, possiede una minore capacità di discriminazione tramite PSD. In Tabella 2.5 e in Figura 2.21 si riportano le caratteristiche principali di entrambi.



Figura 2.20: Deformazione di un campione di EJ-299-33A, per l'effetto combinato dell'alta temperatura all'interno del laboratorio (fino a 30-35 °C), durante il suo utilizzo, e dello stretto rivestimento con nastro adesivo applicato sul materiale.

Tabella 2.5: Caratteristiche principali dell'EJ-299-33A e dell'EJ-299-34 [32].

Proprietà	EJ-299-33A
	EJ-299-34
Emissione luminosa (% antracene)	56%
Efficienza di scintillazione (fotoni/1 MeV e ⁻)	8600
Lunghezza d'onda di emissione massima	420 nm
Atomi di H per cm ³ ($\times 10^{22}$)	5.13
Atomi di C per cm ³ ($\times 10^{22}$)	4.86
Elettroni per cm ³ ($\times 10^{23}$)	3.55
Densità	1.08 g/cm ³
Approssimazione tempi di decadimento medi delle prime 3 componenti (ns):	
segnale prodotto da γ	12, 35, 270
segnale prodotto da neutroni	13, 50, 460

**Figura 2.21:** Spettro di emissione per l'EJ-299-33A e l'EJ-299-34 [25].

2.9 Scintillatori a base siliconica

Gli scintillatori organici basati sui polisilossani sono oggetto di studio già dalla fine degli anni ottanta, dal momento in cui è stata osservata la possibilità di impiegarli in ambienti più estremi. Infatti, questi materiali mantengono la propria trasparenza anche dopo l'esposizione ad una dose di 10 Mrad, maggiore rispetto al limite di 1-3 Mrad, tipico degli scintillatori organici a base di polistirene (PS) e poliviniltoluene (PVT). Inoltre, i materiali a base siliconica, a differenza dei comuni scintillatori plastici (che devono essere tenuti a temperatura ambiente, in genere non al disopra di 30-35 °C), sopportano un ampio intervallo di temperature, mantenendo costanti le proprie caratteristiche fisiche da circa -100 fino a 250 °C. Infine, tra gli altri svantaggi, gli scintillatori plastici subiscono un continuo processo di invecchiamento, che ne riduce l'efficienza luminosa, non devono essere posti a contatto con la maggior parte dei solventi organici e dei loro vapori e sono poco resistenti agli sforzi meccanici, in modo particolare sulla superficie, dove possono creparsi, causando un peggioramento della capacità di trasmissione della luce [33]. Solamente da alcuni anni, gli scintillatori a base siliconica sono stati studiati nell'ambito della rivelazione dei neutroni [34], sviluppando composti sia solidi che liquidi, indagando inoltre la possibilità di caricare questi materiali con isotopi ad alta sezione d'urto di cattura per neutroni lenti. Alcuni risultati interessanti sono già stati ottenuti

producendo una matrice di polydimethyl-co-diphenylsiloxane (PMPS), in cui viene disperso del PPO come scintillatore primario. Questo tipo di materiale possiede una resa luminosa comparabile con quella degli scintillatori plastici commerciali, si è dimostrato particolarmente resistente alla radiazione e meccanicamente stabile e può essere prodotto economicamente, anche in campioni di grandi dimensioni [33]. Lo stesso materiale, caricato con ortho-carborane (3% in massa), permette di rivelare neutroni termici e veloci, come si può osservare in Figura 2.22, mantenendo sostanzialmente inalterata l'efficienza luminosa, nonostante l'aggiunta di un ulteriore componente [35]. Analisi più approfondite su questi scintillatori, a base di

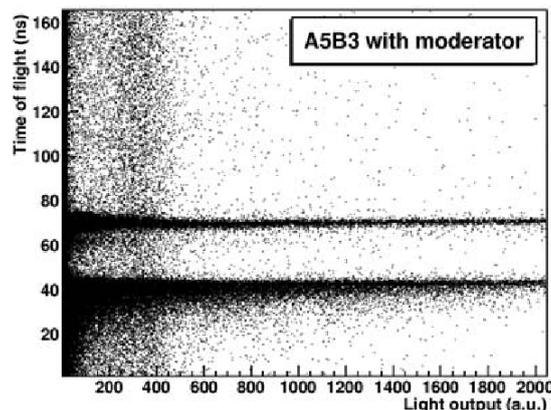


Figura 2.22: Misure del tempo di volo (TOF) tramite un fascio pulsato di neutroni, con uno scintillatore a base silicica, A5B3 (PMPS con 1.5% PPO, 0.02% LV e 3% ortho-carborane; percentuali su massa totale). Nel grafico bidimensionale è riportato il TOF in funzione della luce emessa. Si notano due righe orizzontali, corrispondenti ai neutroni veloci, in alto, e ai raggi γ , più in basso. L'area verticale più densa, alla sinistra del grafico, rappresenta invece i segnali scorrelati dei neutroni lenti. Tratto da [35].

PMPS, sono tuttora in corso, in particolare per valutarne l'efficienza nel caso dei neutroni e studiare la forma dei segnali che essi generano, in risposta a differenti tipi di radiazione. A questo proposito, sono emersi risultati interessanti che dimostrano la possibilità di applicare la tecnica della PSD, come si nota in Figura 2.23 [36].

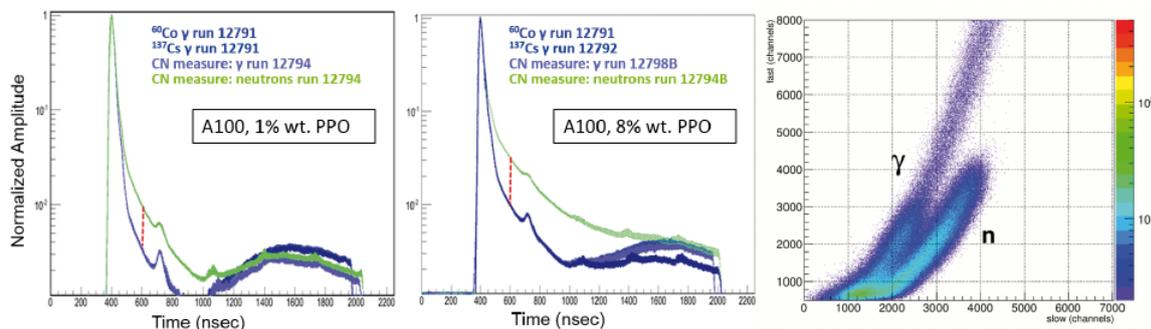


Figura 2.23: Segnali normalizzati, ottenuti da un particolare campione, caricato all'1% (sinistra) e all'8% (centro) in massa con PPO. L'impulso più lento, dopo i 1000 ns, è dovuto al rimbalzo dei fotoelettroni tra i dinodi del PMT. Nel grafico a destra, si osserva la distribuzione dei segnali e la relativa discriminazione neutroni- γ , ottenuta riportando l'integrale della componente veloce in funzione dell'integrale della componente lenta (*charge integration method*). Tratto da [36].

Poiché i composti organo-boro, come l'ortho-carborane, hanno solubilità limitata nelle

matrici siliconiche, più recentemente sono stati analizzati degli scintillatori per neutroni lenti a base siliconica, caricati con nanocristalli di ${}^6\text{LiF}$. Altri convertitori di neutroni lenti sono stati testati, come Gd e Cd, ma l'emissione γ , in seguito alla cattura neutronica, nel primo e la tossicità del secondo rendono questi elementi meno interessanti rispetto al ${}^6\text{Li}$, la cui reazione di assorbimento, ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$, permette inoltre di ottenere una maggiore resa luminosa e consente di applicare la PSD. Nonostante un basso contenuto di ${}^6\text{Li}$ (0.5% in massa), è stata dimostrata la possibilità di realizzare un rivelatore a base siliconica per neutroni lenti, purché dotato di sufficiente spessore da consentire una buona efficienza di rivelazione, ma non eccessivo, per limitare la perdita di luce per autoassorbimento [37].

Infine, nel 2016 è stato analizzato per la prima volta uno scintillatore liquido a base siliconica, caratterizzato da bassa tossicità e volatilità [19]. Utilizzando diversi campioni, composti dal solvente 1,1,5,5-Tetraphenyl-1,3,3,5-Tetramethyltrisiloxane (TPTMTS) e da diverse quantità di PPO, lo scintillatore primario, e di LV, il *wavelength shifter*, sono stati studiati i segnali luminosi prodotti da neutroni o raggi γ , al fine di ottimizzare la capacità di discriminazione tramite PDS. In particolare, si è dimostrato che, a basse energie, tale capacità è determinata dall'uscita di luce e migliora al crescere di quest'ultima. Invece, ad energie superiori a circa 900 keVee, il parametro che controlla l'efficacia della discriminazione è l'ampiezza relativa della componente lenta della luce di scintillazione, che risulta maggiore all'aumentare della concentrazione di PPO. Per queste energie, il composto di TPTMTS, con PPO al 4%, è risultato il miglior materiale basato sui silossani, in grado di raggiungere prestazione paragonabili a quelle del liquido EJ-309. In Figura 2.24 si riporta la distribuzione bidimensionale del parametro di discriminazione (PSD) in funzione dell'energia, calcolati per i segnali ottenuti con questo scintillatore liquido.

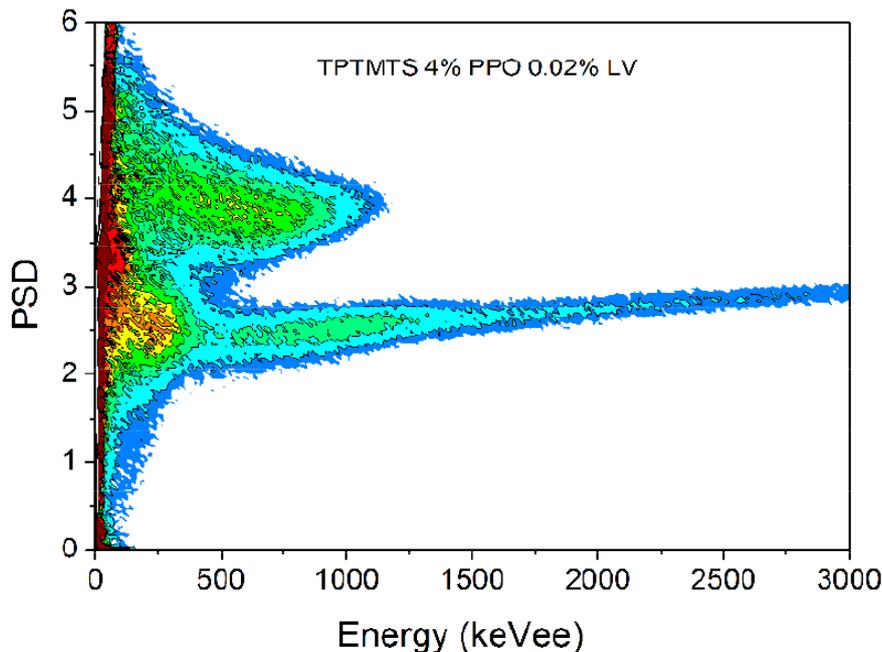


Figura 2.24: Distribuzione del parametro di discriminazione (PSD) in funzione dell'energia per il campione di TPTMTS con il 4% in massa di PPO e lo 0.02% di LV. Tratto da [19].

Capitolo 3

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, distinguendole dagli altri tipi di radiazione. 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, tra gli obiettivi del quale vi è lo sviluppo di un intenso fascio di neutroni, le cui applicazioni spaziano dall'astrofisica nucleare ai test per l'elettronica destinata allo spazio, dalla caratterizzazione dei rifiuti nucleari alle cure sperimentali contro i tumori.

Vi sono poi diverse applicazioni commerciali, che sfruttano i neutroni come sonde all'interno della materia, grazie alla loro elevata capacità di penetrazione nei materiali. Infatti, la rivelazione di queste particelle può essere impiegata in diversi ambiti, in particolare nella ricerca di materiale speciale nucleare, come Pu e U, trasportato illecitamente [38], nelle analisi non distruttive dei materiali [39, 40] e nelle applicazioni ambientali [41]. Proprio in questi ultimi anni, lo sviluppo di nuovi scintillatori organici, meno costosi dei rivelatori ad ^3He e più sicuri dei comuni scintillatori liquidi tossici e infiammabili, ha rinnovato l'interesse verso tali applicazioni commerciali, che prevedono la rivelazione dei neutroni. Nella maggior parte di queste, è richiesta la possibilità di discriminare neutroni veloci da quelli lenti, oltre che dalla radiazione γ , dal momento che essa è sempre presente, sia attraverso il fondo ambientale, sia associata alle sorgenti di neutroni. Per questo motivo, sono tuttora in fase di studio diversi rivelatori, che consentano di applicare in tempo reale la tecnica della PSD, grazie ai digitizer di ultima generazione. A questo proposito, sono stati ottenuti di recente alcuni risultati promettenti, utilizzando due scintillatori commerciali accoppiati fra loro (EJ-229-33A e EJ-420), per la rivelazione simultanea di neutroni veloci, lenti e raggi γ [42].

3.1 Ricerca di materiale speciale nucleare (SNM)

Poiché le competenze tecniche di base, per la costruzione di armi nucleari, sono di dominio pubblico da diversi decenni, una possibile strategia di difesa, contro la proliferazione di que-

ste armi ed un eventuale attaccato nucleare terroristico, è il controllo del contrabbando del materiale nucleare speciale (SNM), al fine di impedire l'accesso a tali materiali in quantità sufficienti da produrre un'arma. Al giorno d'oggi, l'approccio principale consiste nelle ispezioni delle merci tramite portali fissi, collocati nelle frontiere e nei porti, che generalmente fanno uso della radiografia X e γ . L'impiego di rivelatori per neutroni, affiancati a quelli per raggi γ all'interno di un apparato mobile di indagine, consente di ottenere dei sistemi molto più efficienti nell'individuazione di SNM schermato [38].

Da quanto riportato in [43], tra gli SNM più conosciuti si trovano il WGU (*Weapons-Grade Uranium*) e il WGPu (*Weapons-Grade Plutonium*), le cui composizioni tipiche sono, rispettivamente, 1% ^{234}U , 93% ^{235}U , 6% ^{238}U e 93% ^{239}Pu , 6% ^{240}Pu . Quantità significative di questi materiali, secondo quanto stabilito dalla IAEA, corrispondono a 25 kg per il WGU e 8 kg per WGPu. Per la presenza di SNM, un ordigno nucleare emette radiazione che dipende dalla quantità e dalla composizione di tale materiale, ma anche da altri fattori, come la geometria e i materiali che circondano il nucleo. Uno schema di una bomba a fissione è illustrato in Figura 3.1, dove si può notare il nucleo radioattivo circondato da 2 cm di Be, usato come riflettore di neutroni, e da un secondo strato, spesso 3 cm, di tungsteno o uranio impoverito (*tamper material*). Questi strati esterni influiscono molto sul tasso di radiazione emessa dai materiali SNM, come riportato in Tabella 3.1.

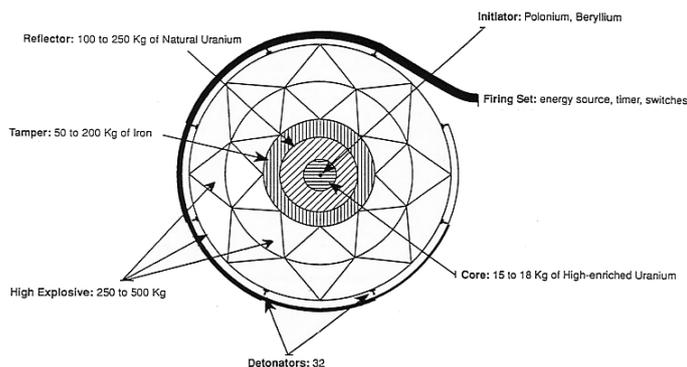


Figura 3.1: Modello dell'ordigno usato per la stima della firma radioattiva del materiale.

Tabella 3.1: Influenza del *tamper material* sul tasso di radiazione emesso.

Materiale	WGU		WGPu	
	rate (n/s)	rate (γ /s)	rate (n/s)	rate (γ /s)
W	~ 30	~ 30	$\sim 4 \cdot 10^5$	$\sim 10^3$
U impoverito	~ 1400	$\sim 10^5$	$\sim 4 \cdot 10^5$	$\sim 10^5$

Ogni SNM presenta una propria firma radioattiva, cioè degli spettri caratteristici di emissione di neutroni e raggi γ , che ne consentono l'identificazione. L'emissione di neutroni, sia per fissione spontanea sia indotti da particelle α , è di circa 20×10^5 n/s, con 12 kg di WGU, e 2×10^5 n/s, con 4 kg di WGPu. Per un ordigno con 12 kg di WGU e uno strato di tungsteno, l'emissione totale in superficie raggiunge il valore di circa 30 n/s, mentre si osserva un incremento, fino a 1400 n/s con uranio impoverito, a causa della moltiplicazione dei neutroni al suo interno. Invece, nel caso di WGPu, l'emissione rimane comunque molto alta, attorno a 4×10^5

n/s. Per la maggior parte degli isotopi di interesse, i neutroni emessi sono accompagnati da raggi γ , in media 6.5 fotoni, con energia di 1 MeV, per fissione. Con uno strato di uranio impoverito, che circonda il materiale SNM, si può raggiungere un tasso di 10^5 γ/s , valore che risulta notevolmente ridotto utilizzando il tungsteno. Esso infatti agisce da schermo per i raggi γ , portando l'emissione a 30 γ/s e 100 γ/s , rispettivamente per il WGU e il WGPu.

Poiché l'emissione γ può essere schermata più facilmente, in maniera tale da essere confusa con il fondo ambiente, l'identificazione di WGU e WGPu deve essere effettuata tramite la rivelazione dei neutroni, i quali presentano un fondo naturale circa tre ordini di grandezza inferiore a quello γ . Un ulteriore effetto da considerare è la dipendenza della frazione di neutroni emessi rispetto allo spessore e al tipo di materiale della schermatura che circonda gli SNM, come si può notare in Figura 3.2. La difficoltà maggiore si riscontra nell'identificazione

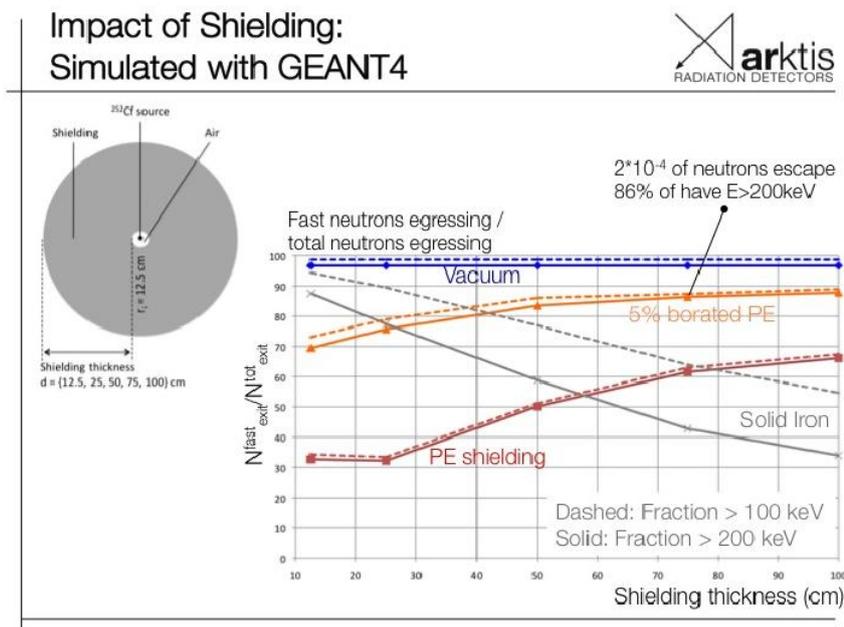


Figura 3.2: Simulazioni con GEANT4 dell'effetto della schermatura sulla frazione di neutroni veloci uscenti da un IND (*Improvised Nuclear Devices*), descritto in alto a sinistra. Riadattato da [44].

di WGU, soprattutto se è il tungsteno ad essere utilizzato come *tamper material*, a causa dello scarso numero di neutroni emessi. In questo caso, è possibile individuare il materiale SNM solamente a brevi distanze, per cui è evidente la necessità di sistemi di indagine portatili, che permettano di rivelare e, allo stesso tempo discriminare, raggi γ e neutroni. Secondo lo standard internazionale IEC (*International Electrotechnical Commission*) 62327, questi sistemi devono essere in grado sia di individuare la presenza di una sorgente radioattiva sia di identificarla, con specifici requisiti.

3.2 Radiografia neutronica

La radiografia tramite neutroni è una delle applicazioni che sfruttano l'elevata capacità di penetrazione di queste particelle all'interno della materia. Tramite le tecniche, denominate TNA (*Thermal Neutron Analysis*) e FNA (*Fast Neutron Analysis*), è possibile determinare la composizione di un oggetto, in maniera non distruttiva, inviando un fascio di neutroni e

analizzando la radiazione emessa dal materiale, in seguito alla loro 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 diseccitazione), 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 3.3). Ulteriori tecniche per l'analisi dei materiali sfruttano un fascio

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 3.3: Principali tecniche nucleari per l'analisi non distruttiva. Tratto da [45]

congiunto di neutroni veloci e raggi γ , misurandone le rispettive intensità iniziali e finali, per costruire uno scanner in grado di indagare la composizione dei materiali, con particolare attenzione a quelli potenzialmente pericolosi o illeciti [46]. Una ricerca del 2012 [39] ha mostrato la possibilità di ottenere un sistema in grado di effettuare questo tipo di analisi non distruttive, su campioni di dimensioni massime pari a $20 \times 25 \text{ cm}^2$, utilizzando un'unica sorgente di ²⁵²Cf, per l'emissione di congiunta di radiazione γ e neutroni. Il riconoscimento del materiale viene effettuato tramite il calcolo del rapporto, R , dei coefficienti di assorbimento dei neutroni, μ_n , e dei raggi γ , μ_γ , calcolato come

$$R = \frac{\mu_n}{\mu_\gamma} = \frac{\ln(I_n/I_{n,0})}{\ln(I_\gamma/I_{\gamma,0})} \quad (3.2.1)$$

dove I_n e I_γ ($I_{n,0}$ e $I_{\gamma,0}$) rappresentano l'intensità misurata di neutroni e γ con (senza) il campione. Questo rapporto permette di identificare gli elementi che compongono un materiale, come riportato in Figura 3.4. Tuttavia non bisogna trascurare lo spessore dell'oggetto in esame, in quanto all'aumentare di quest'ultimo, R decresce, a causa degli eventi di scattering multiplo. Ricostruendo la distribuzione dei valori medi di R , è possibile ottenere quella bidimensionale del numero atomico medio del campione, come si può osservare in Figura 3.5. Ulteriori indagini potrebbero consentire prossimamente anche la ricostruzione 3D dell'oggetto, mediante immagine multiple. Con il sistema analizzato nella stessa ricerca, menzionata precedentemente, è stata applicata per la prima volta l'analisi non distruttiva dei materiali

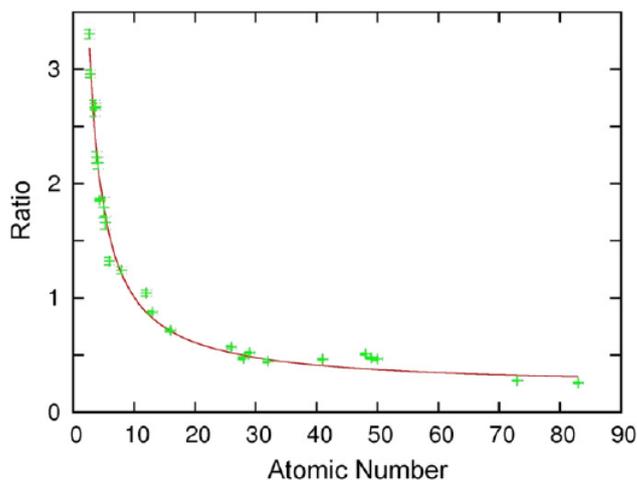


Figura 3.4: Calibrazione di R in funzione del numero atomico Z . La linea rossa rappresenta la funzione interpolante. Tratto da [39]

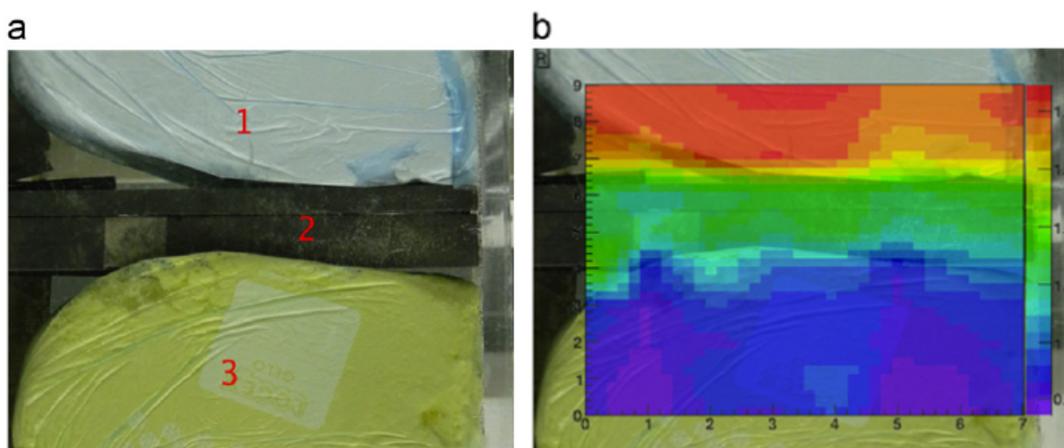


Figura 3.5: Ricostruzione 2D della distribuzione di $R(Z)$ (destra) di un campione esaminato (sinistra), contenente melamina (1), grafite (2) e zolfo(3). Tratto da [39]

nell'ambito dei beni culturali [47]. In particolare sono stati analizzati dei reperti archeologici in ceramica, provenienti dall'isola venezuelana La Tortuga, al fine di escludere o meno la possibile origine preispanica dei manufatti. La procedura consisteva nel analizzare la composizione di diversi campioni, affiancando, alla tecnica classica della fluorescenza a raggi X, la radiografia neutronica, tramite una sorgente di ^{252}Cf . Tale metodo ha permesso di analizzare il numero atomico medio dei campioni, evitando i problemi legati alla patina, che potrebbe ricoprire alcuni reperti, conducendo a risultati errati nel caso della fluorescenza.

3.3 Ambiente

Un'altra importante applicazione dei neutroni è possibile in ambito ambientale. In particolare, a partire dal 2008, 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 e lenti, generati dai raggi cosmici nell'atmosfera al livello del terreno [41]. Alla base di questa idea risiede il fatto che l'idrogeno è l'elemento con la maggior capacità

di moderazione dei neutroni, dovuta sia all'elevata sezione d'urto di scattering elastico sia alla possibilità di ottenere il massimo trasferimento energetico nell'urto tra queste particelle (si veda paragrafo 1.1.3, equazione (1.1.2)). Di conseguenza, 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: un suolo più asciutto, avendo una minor capacità di moderazione, riflette un maggior numero di neutroni veloci, a differenza di un terreno più umido, che li assorbe più facilmente, incrementandone la componente lenta.

In uno studio, pubblicato da Rivera Villarreyes et al. [48] nel 2011, si dimostra la possibilità di misurare l'umidità del suolo, tramite il conteggio dei neutroni, con il metodo GANS (*Ground Albedo Neutron Sensing*). Con questa tecnica si contano i neutroni del fondo ambiente a livello del suolo e, tramite l'equazione (3.3.1), si mettono in relazione il flusso dei neutroni misurato e l'umidità del terreno:

$$\theta = \left[\frac{N_R - a_1}{a_0} - a_2 \right] \cdot \rho_b / \rho_{wat} \quad (3.3.1)$$

Con θ si indica umidità volumetrica media del terreno [m^3m^{-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 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$], ρ_{wat} è la densità dell'acqua [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] 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 ($\sim 1 \text{ dm}^3$), 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, come si può osservare in Figura 3.6, potendo contare anche sugli stessi parametri di calibrazione, ricavati 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.

Una delle sfide attuali è quella ottenere un sistema in grado di misurare la concentrazione di acqua nel suolo, su grandi aree, da applicare nella prevenzione dei disastri naturali, come il collasso di argini, frane o smottamenti, che possono essere causa di inondazioni improvvise. Un parametro, che accomuna questo tipo di fenomeni, è la distribuzione dell'umidità nel terreno, che non sempre segue quella temporale delle precipitazioni [49]. Per questo tipo di applicazioni, la stima della quantità d'acqua presente nel suolo, tramite la misura del flusso di neutroni, risulterebbe particolarmente interessante per la capacità di analisi su vasta scala. Infatti, le comuni sonde elettromagnetiche per la misura dell'umidità forniscono misure puntuali, dell'ordine di qualche dm^3 , particolarmente rischiose data la generale disomogeneità del suolo nelle brevi distanze.

La misura della concentrazione d'acqua nel suolo, mediata su grandi aree, è di interesse anche nel settore dell'agricoltura, dato l'importante ruolo dell'umidità all'interno del ciclo dell'acqua. Infatti, essa influisce nel clima [50], determina il fenomeno idrologico del ruscella-

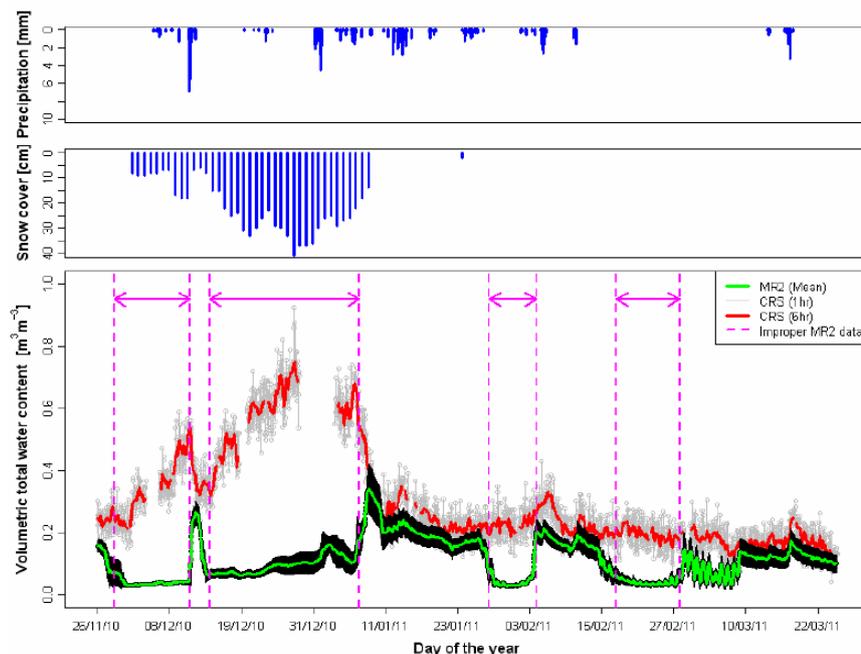


Figura 3.6: Contenuto volumetrico totale d'acqua (umidità del suolo e neve) misurato con il metodo GANS nel periodo invernale. Nei due grafici in alto: precipitazioni orarie (mm) e copertura nevosa giornaliera. Grafico in basso: umidità misurata con sonde MR2 (media spaziale oraria, in verde, con una 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.

mento, controlla la ricarica delle falde acquifere e rappresenta il principale deposito d'acqua per la vegetazione. Essa costituisce anche un fattore chiave per la chimica, la biologia e i processi di trasporto della materia nel suolo. La stessa tecnologia, impiegata per questo tipo di misure innovative, può inoltre rivelarsi utile per effettuare trattamenti ed irrigazioni mirate e programmate, con notevole ottimizzazione delle risorse. La stessa comunità europea sta spingendo molto, nel programma di ricerca Horizon 2020, sulla corretta gestione delle risorse idriche.

Per quanto riportato precedentemente, è evidente l'importanza dello sviluppo di rivelatori innovativi per neutroni, che siano sufficientemente efficienti, per le applicazioni appena discusse, e caratterizzati da costi più contenuti, rispetto a quelli dei tubi ad ^3He , e che non presentino problemi di sicurezza, come la tossicità e l'infiammabilità di alcuni tra i più comuni materiali usati nella rivelazione dei neutroni. Attualmente sono rimaste alcune questioni da analizzare in dettaglio, 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.

Capitolo 4

Attività sperimentale

4.1 Assemblaggio rivelatori

Ogni rivelatore utilizzato durante questa tesi, è stato assemblato a partire da un tubo fotomoltiplicatore (PMT) HAMAMATSU (modelli H1949-51 e H6559, con diametro rispettivamente pari a 2" e 3"), uno scintillatore organico, impiegato per la discriminazione tra neutroni veloci e fotoni γ , e, in alcuni casi, anche da uno scintillatore per la cattura dei neutroni termici. La procedura standard di assemblaggio prevede, prima di tutto, la pulizia dell'interfaccia del PMT con dell'alcool isopropilico, per migliorare l'accoppiamento ottico con lo stadio successivo. In seguito, si unisce, mediante grasso ottico o con una pad adesiva (EJ-560, Eljen Technology), lo scintillatore per neutroni veloci al PMT e, se il detector lo prevede, anche lo scintillatore per neutroni termici viene accoppiato al precedente, come nello schema riportato in Figura 4.1. In questa fase, si è prestata particolare attenzione affinché non si formassero bolle d'aria tra la pad ottica e la superficie dei rivelatori e del PMT, in quanto la loro eventuale presenza modificherebbe l'indice di rifrazione, causando la diminuzione della luce raccolta nel PMT. Successivamente, questi materiali vengono avvolti con del *Tyvek* o del *Teflon*, per limitare la perdita verso l'esterno della luce di scintillazione, che deve essere quanto più possibile raccolta dal fotocatodo del PMT. Infatti, quest'ultimo ha il compito di convertire l'impulso luminoso proveniente dagli scintillatori, in una corrente di elettroni, proporzionale all'intensità luminosa raccolta, che costituirà il segnale da analizzare. Infine, la parte attiva del detector viene inserita all'interno di un involucro plastico rigido, fissato a sua volta con

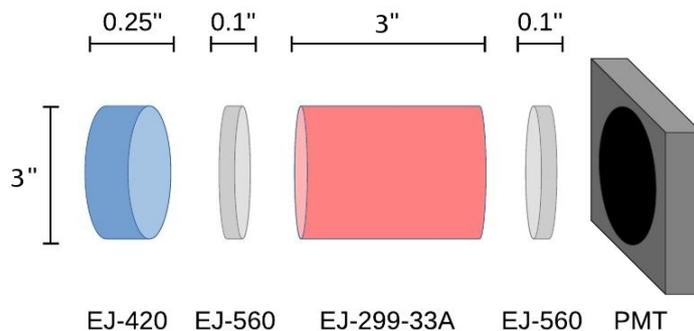


Figura 4.1: Struttura del rivelatore per raggi γ , neutroni veloci e termici, 3" \times 3", formato EJ-299-33A ed EJ-420.



(a) PMT HAMAMATSU H1949-51, diametro 2'', dopo la fase di pulizia della superficie di ingresso.



(b) Scintillatore plastico, EJ-299-33A (2015), prima dell'accoppiamento al PMT.



(c) EJ-299-33A (2015) avvolto con *Teflon* e unito al PMT. In parte, EJ-420, prima di essere unito alla superficie libera del plastico.



(d) Rivelatore finale, composto da EJ-299-33A (2015) e EJ-420, con un unico PMT per la lettura dei segnali luminosi di entrambi gli scintillatori.

Figura 4.2: Alcune foto durante la fase di assemblaggio del rivelatore costituito dal plastico EJ-299-33A (2015) unito all'EJ-420.

il PMT allo scopo di ottenere un struttura solida, che impedisca inoltre l'entrata della luce esterna, la quale costituirebbe una fonte di rumore. In Figura 4.2 si riportano alcune delle fasi dell'assemblaggio, nel caso del detector con l'EJ-299-33A (2015) unito all'EJ-420. Nel caso degli scintillatori liquidi, essendo già provvisti di un contenitore, come si può notare in Figura 4.3, è stato unito quest'ultimo direttamente al PMT.

Con il procedimento descritto, sono stati assemblati i seguenti rivelatori:

- EJ-299-33A assemblato con EJ-420, diametro 3'';
- EJ-228, diametro 2'';
- EJ-299-33 (2013), diametro 2'';
- EJ-309, diametro 2'';
- EJ-299-33A (2015), diametro 2'';
- EJ-299-33A (2015), assemblato con EJ-420, diametro 2'';



Figura 4.3: Contenitore con lo scintillatore liquido EJ-309.



Figura 4.4: Disco contenente LiF e ZnS(Ag) e diametro pari a 2", prodotto presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. A destra, si può osservare la consistenza flessibile del materiale.

- EJ-299-33A (2015), assemblato con un disco (produzione LNL) contenente LiF e ZnS(Ag), diametro 2";
- scintillatore a base siliconica (produzione LNL), in seguito indicato come PSS100PPO6, diametro 2";

Come si può notare dall'elenco, tra gli scintillatori analizzati si trovano due materiali non commerciali, prodotti presso i Laboratori Nazionali di Legnaro: un disco, per rivelare i neutroni lenti, e uno scintillatore a base siliconica, denominato PSS100PPO6. Il disco (Figura 4.4), con diametro di 2" e spesso circa $300 \mu\text{m}$, è composto da una base di resina siliconica (30% in massa), che conferisce una consistenza flessibile, nella quale sono state disperse delle polveri (70% in massa) di ^6LiF , il composto per la cattura dei neutroni termici, e di ZnS(Ag), lo scintillatore inorganico, utilizzato per rivelare i prodotti di cattura del ^6Li (con la massa di ZnS in rapporto 3:1 rispetto a quella di LiF). Il PSS100PPO6 (Figura 4.5), dalle dimensioni di 2" in altezza e diametro, è stato realizzato a partire da una base in resina siliconica, con gruppi fenili. All'interno di questa sono stati dispersi del PPO ($\sim 6\%$ in massa), che agisce come scintillatore primario, e del Lumogen Violet ($\sim 0.02\%$ in massa), una sostanza che agisce come *wavelength shifter*.

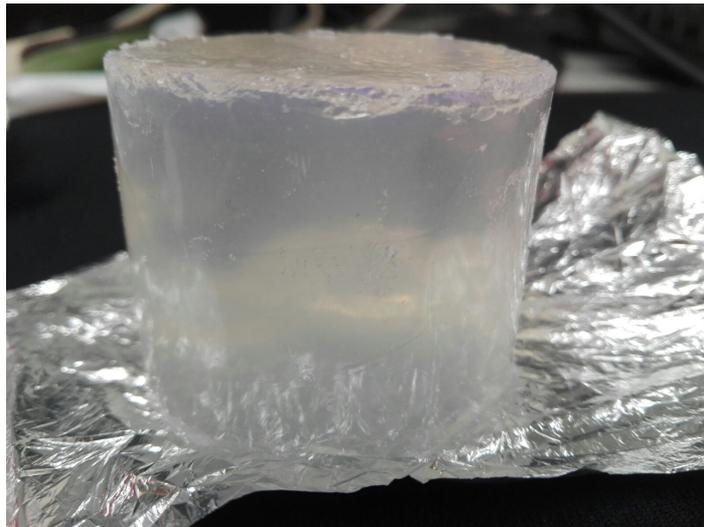


Figura 4.5: Campione di PSS100PPO6, con altezza e diametro pari a 2", prodotto presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Dalla foto si nota la scarsa trasparenza del materiale verso la luce visibile.

4.2 Apparato sperimentale

Le misure eseguite, nel corso di questa tesi, consistono nell'acquisizione dei segnali di anodo, in uscita da un tubo fotomoltiplicatore, dovuti dall'interazione della radiazione con il detector. Più in particolare, quando un neutrone o un fotone γ interagisce all'interno del materiale scintillatore, esso deposita dell'energia al suo interno, la quale viene in parte rilasciata sotto forma di luce di scintillazione. Questa luce, opportunamente raccolta, incide sul fotocatodo di un tubo fotomoltiplicatore (PMT), che la converte in un numero di fotoelettroni proporzionale alla quantità di luce stessa. In seguito, questi elettroni, accelerati tra i dinodi del PMT, vengono moltiplicati ad ogni urto con essi e vengono infine raccolti dall'anodo, producendo così un segnale elettrico, corrispondente all'avvenuta interazione. Tali segnali sono digitalizzati dalla strumentazione elettronica, che consente di salvarli in un supporto informatico, per essere analizzati in seguito. Questo procedimento, schematizzato in Figura 4.6, è noto come *Digital Pulse Processing* (DPP), ed è possibile grazie alla disponibilità odierna di computer veloci e di flash ADC molto rapide e precise. Nei successivi paragrafi verrà descritto in maggior dettaglio l'apparato sperimentale impiegato durante questa esperienza.

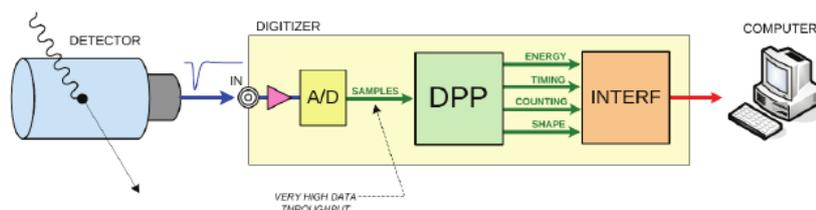


Figura 4.6: Schema della catena elettronica digitale per il DPP. Tratto da *Document library - White paper* in [51].

4.2.1 Elettronica

La strumentazione elettronica utilizzata è composta da un *mini-crate* CAEN VME8004, configurato per ospitare le seguenti unità:

- un *USB Bridge*, modello CAEN V1718, oppure un *PCI Optical Link Bridge*, modello CAEN V2718;
- un *digitizer*, modello CAEN V1730 oppure V1720;
- un alimentatore programmabile di alta tensione (HV), modello CAEN V6533.

VME mini-crate

Il *mini-crate* VME8004 (Figura 4.7) si basa sull'architettura VMEbus, uno standard ampiamente utilizzato in applicazioni fisiche e nell'informatica. Questo standard consente la comunicazione diretta tra le diverse schede ospitate nello stesso rack: ognuna di esse è infatti identificata da un indirizzo logico, definito da 64 bit nelle versioni più recenti. Lo slot inferiore è quello adibito al controllo del flusso di dati ed è quello connesso, tramite l'USB bridge, ad un computer. In Tabella 4.1 si riportano le caratteristiche principali. Per maggiori dettagli si consulti [51].



Figura 4.7: mini-crate CAEN VME8004

Tabella 4.1: Caratteristiche del mini-crate CAEN VME8004.

Struttura	Case VME 19", 4 slot 6U, schede VME 160 mm
Dimensioni	Larghezza 19", altezza 2U
Pannello posteriore	VME64 J1/J2, 4 slot, <i>daisy chain</i> automatico
Input principali	Auto range: 90 ÷ 264 Vac, 47 ÷ 63 Hz
Potenza output	250 W @ 110 ÷ 264 Vac
Corrente massima	25 A @ +5 V, 16 A @ +12 V, 1 A @ -12 V
Rumore e ripple	< 60 mVpp @ +5 V < 160 mVpp @ +12 V < 250 mVpp @ -12 V
Temperatura operativa	0 ÷ 50°C
Raffreddamento	Ventilazione 66 m ³ /ora

Bridge

L'USB Bridge CAEN V1718, riportato in Figura 4.8, fornisce una connessione standard con il computer, consentendo il trasferimento dei dati fino a 30 MB/s. Nel caso del PCI Optical Link Bridge CAEN V2718, si dispone di due uscite con connessione in fibra ottica, con una velocità massima di trasferimento pari ad 80 MB/s. Questo modulo è posto nella posizione 1 del crate VME, normalmente adibita al controllo del flusso dei dati. Il modulo costituisce l'interfaccia tra il computer e gli altri moduli VME, occupandosi della conversione delle istruzioni software nel linguaggio hardware. In Tabella 4.2 si riportano alcune delle caratteristiche principali. Per maggiori dettagli si consulti [51].

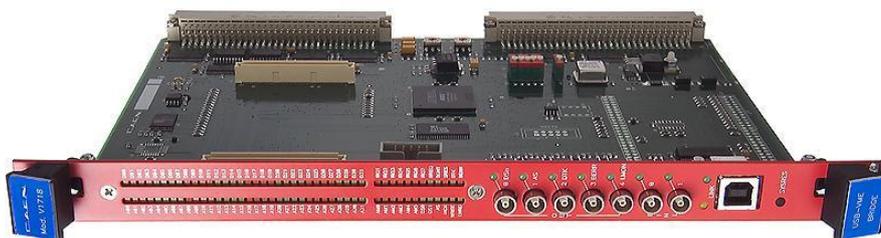


Figura 4.8: USB Bridge CAEN V1718

Tabella 4.2: Caratteristiche dell'USB Bridge CAEN V1718.

Packaging	modulo VME, 1 unità di larghezza e 6U in altezza
Interfaccia PC	USB 2.0
Velocità di trasferimento	30 Mb/s
Outputs	5 NIM/TTL, programmabile
Inputs	2 NIM/TTL, programmabile

Alimentatore HV

L'alta tensione necessaria per il funzionamento dei tubi fotomoltiplicatori viene erogata dal modulo programmabile di alimentazione, modello CAEN V6533 (Figura 4.9). Questo modulo è provvisto di 6 canali di alta tensione, fino a 4 kV, 3 mA (massimo 9 W), tre delle quali positive e le altre negative. Altre importanti proprietà sono riportate in Tabella 4.3. Per

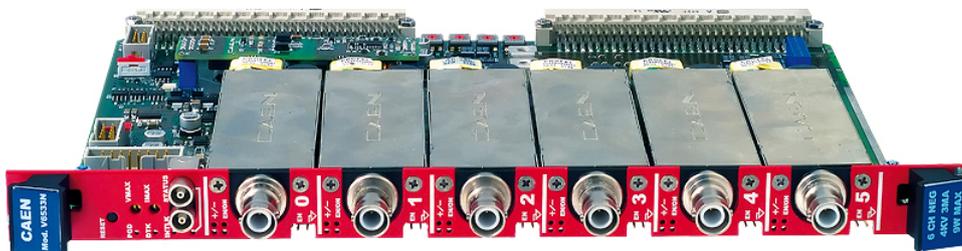


Figura 4.9: Modulo dell'alta tensione CAEN V6533.

maggiori dettagli si consulti [51]. Grazie a questo modulo, è possibile alimentare fino a 6 fotomoltiplicatori e studiare la risposta di ognuno al variare della tensione, semplicemente cambiando il suo valore dal software di acquisizione dati. Il modello V6533 è dotato anche di

Tabella 4.3: Caratteristiche del modulo di alimentazione HV CAEN V1718.

VMAX hardware	0 ÷ 4 kV, comune a tutti i canali della scheda
Polarità	Positiva o negativa; ritorno comune <i>floating</i>
Corrente max. output	3 mA (max 9 W)
Set tensione/risoluzione monitor	100 mV
Set corrente/risoluzione monitor	50 nA
Precisione VMAX hardware	2% FSR
VMAX software	0 ÷ 4 kV selezionabile per ogni canale
Risoluzione VMAX software	100 mV
Ripple tensione	1kV/500 μ A: 3mV tipico/5mV max
	2kV/1mA: 3mV tipico/5mV max
	4kV/2mA: 12mV tipico/20mV max
Ramp Up/Down	3kV/3mA: 10mV tipico/20mV max
	1 ÷ 500 V/s, step 1 V/s

un sensore di temperatura per ogni canale, che consente di controllare pericolosi aumenti di temperatura all'interno del crate VME8004.

Digitizer

Il modulo più importante dell'apparato elettronico è il digitizer CAEN V1730 (Figura 4.10, poiché è lo strumento che si occupa della misura dei segnali provenienti dal PMT, digitalizzandoli per consentirne la successiva analisi. Tale scheda è dotata di 16 canali di ingresso e

**Figura 4.10:** Digitizer CAEN V1730.

flash ADC con risoluzione a 14 bit e velocità di campionamento pari a 500 MS/s. In Tabella 4.4 si riportano le sue principali caratteristiche, comparate con quelle della scheda CAEN V1720. Per maggiori dettagli si consulti [51]. A differenza di altri, questi digitizer dispongono di FPGA programmabili, due per canale, nel modello V1730, e una per canale, nel V1720. In esse possono essere implementati differenti firmware, dedicati a specifiche funzioni avanzate, che, nel caso di questo lavoro, si occupano dell'elaborazione dei segnali digitali, fornendo le seguenti funzionalità per ogni evento registrato:

- *time stamp*, ossia un riferimento temporale, rispetto all'inizio della misura;
- integrazione parziale e totale dei segnali, utilizzate per la PSD online, cioè elaborata in fase di acquisizione;
- salvataggio di una parte selezionata del segnale digitalizzato, necessario per l'analisi offline.

Tabella 4.4: Caratteristiche principali dei digitizer CAEN V1730 e V1720.

	V1730	V1720
Input analogico	16 canali, single ended Range di input: $0.5 \div 2$ Vpp, programmabile Bandwidth: 250 MHz	8 canali, single ended Range di input: 2 Vpp Bandwidth: 125 MHz
Conversione	Risoluzione: 14 bit Campionamento: 500 MS/s su ogni canale	Risoluzione: 12 bit Campionamento: da 31.25 a 250 MS/s su ogni canale
Memory Buffer	640 kS/ch o 5.12 MS/ch Buffer Multi Event Divisibile in $1 \div 1024$ buffer Dim. evento programmabile Pre-post trigger Accesso indipendente lettura-scrittura	1.25 MS/ch o 10 MS/ch Buffer Multi Event Divisibile in $1 \div 1024$ buffer Dim. evento programmabile Pre-post trigger
Trigger	External Software Self-trigger	External Software Self-trigger
Interfaccia comunicazione	VME64X, Transfer mode: LT32, MBLT64 (70 MB/s con bridge CAEN), CBLT32/64, 2eVME, 2eSST (fino a 200 MB/s) Link ottico: fino a 80 MB/s	VME64X, Multi Cast Cycles Transfer rate: 60 MB/s (MBLT64), 100 MB/s (2eVME), 160 MB/s (2eSST) Link ottico: fino a 80 MB/s accesso ai dati sequenziale e random

Il campionamento del segnale è personalizzabile in diversi modi, dalla scelta del trigger al numero di campionamenti del segnale da salvare, ed ogni canale ha la sua configurazione indipendente.

4.2.2 DAQ

Come anticipato nel paragrafo 4.2.1, grazie ad un digitizer è possibile salvare i segnali provenienti da un rivelatore in formato digitale, eliminando la classica catena di elettronica analogica. Il funzionamento di base del digitizer, utilizzato in questa tesi, è sostanzialmente lo stesso di un oscilloscopio digitale: il segnale analogico, opportunamente adattato all'intervallo dinamico del digitizer, viene campionato da una flash ADC e salvato in un buffer di memoria circolare, di dimensioni programmabili. All'arrivo di un segnale di trigger, il buffer viene bloccato e reso disponibile per la lettura, mentre l'acquisizione continua in un'altra memoria. Questo modo di operare, a differenza di quanto avviene nell'oscilloscopio e con l'elettronica analogica, permette di accettare segnali di trigger molti vicini tra loro, consentendo l'acquisizione di dati senza tempi morti, almeno finché la velocità media, con cui la memoria viene letta e liberata, è maggiore di quella con cui viene scritta.

Infine, grazie alle FPGA incorporate nel digitizer, è possibile eseguire l'elaborazione online dei segnali digitalizzati, tramite opportuni algoritmi. Questi consentono di calcolare alcune quantità fisiche (come la carica totale, misure di PSD, ecc. . .), effettuando in questo modo una prima analisi delle forme d'onda provenienti dall'ADC, che permette di ridurre il flusso di dati in uscita e di massimizzare l'efficienza del sistema di acquisizione. In Figura 4.11 è illustrata la logica per l'integrazione online del segnale, con i relativi parametri adottati nel corso di questa tesi. Come riportato in Figura 4.11, i segnali di anodo hanno polarità negativa e quello che si

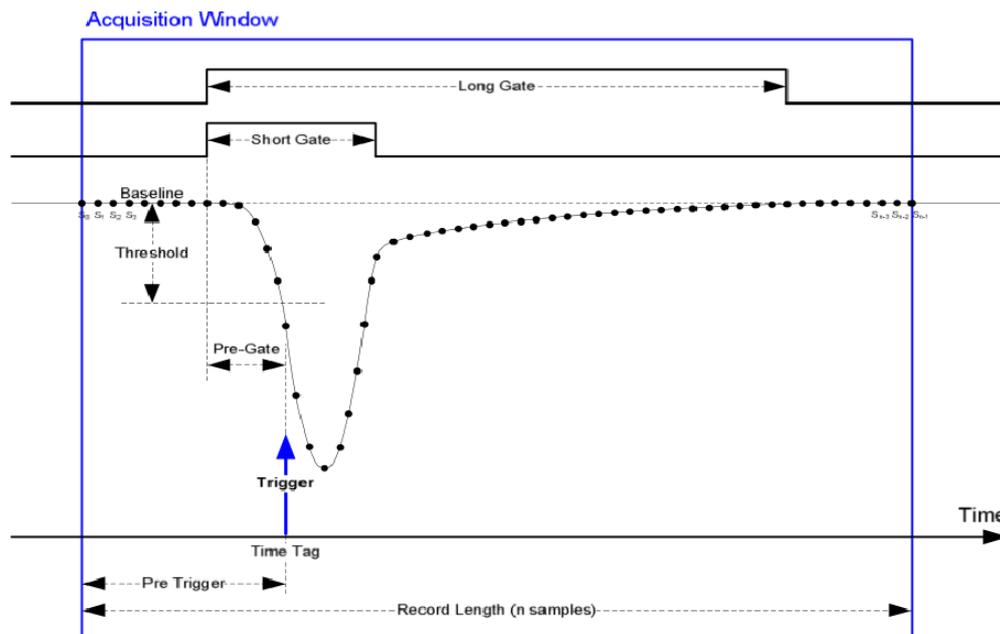


Figura 4.11: Esempio di campionamento di un segnale e parametri di acquisizione.

può osservare è un calo impulsivo della tensione rispetto ad un valore di riferimento, chiamato *baseline* e definito come il livello dell'input in assenza di segnali provenienti dal detector. Il meccanismo di acquisizione viene regolato dal digitizer, il quale converte continuamente in digitale il segnale di input, sovrascrivendo i valori nella memoria buffer. La condizione di trigger avviene quando la differenza tra la *baseline* e il segnale digitale è maggiore di un certo valore, chiamato *threshold*. Quando tale condizione si avvera, l'FPGA permette di scorrere indietro la memoria di un numero di campionamenti preimpostato, definito dal valore detto *pre trigger*, e di aprire la finestra di acquisizione, creando così un evento, per un totale di valori pari a *n samples*. 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 passi utilizzati nell'integrazione totale e parziale (con "integrazione" si intende il calcolo dell'area compresa tra la *baseline* e il segnale digitalizzato). 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. Per ogni evento, l'FPGA fornisce inoltre il *time stamp* e la *baseline*. Il primo parametro riporta il tempo trascorso dall'inizio dell'acquisizione in unità di campionamento e, conoscendo il periodo di campionamento (4 ns per la scheda V1720 e 2 ns per la V1730), fornisce un'indicazione

temporale dell'evento, confrontabile tra i vari canali di acquisizione, grazie al segnale di clock comune. La *baseline* viene invece calcolata dinamicamente, come media del segnale digitale per un numero di campioni fissato, nei periodi di assenza del trigger e il suo valore rimane bloccato all'apertura di una finestra di acquisizione, per un dato evento.

Tramite VERDI (*VEry Rough Digitizer Interface*), un software sviluppato all'Università di Padova [52], vengono impostati i parametri di acquisizione, compresa la tensione di alimentazione del PMT. Inoltre, questo software permette di scaricare i dati elaborati dal digitizer nel computer e salvarli in una particolare struttura, chiamata *tree*. Ognuna di queste è composta da diversi *branch*, tra i quali quello contenente i parametri utilizzati dagli algoritmi di DPP (*threshold, pre trigger, pre gate, short gate, long gate, n samples*), specifici di ogni canale di acquisizione. Infine, per ognuno di questi, è presente un *branch*, in cui sono salvati tutti gli eventi registrati: per ogni segnale acquisito vengono scaricati *time stamp, baseline, qshort, qlong* e lo *scope*, cioè l'array contenente il segnale stesso digitalizzato. In Tabella 4.5 si riporta la struttura di tale *branch*. La possibilità di salvare interamente i singoli segnali

Tabella 4.5: Struttura dati di un segnale campionato dal digitizer e salvato tramite il software di acquisizione *Verdi*.

<i>Time stamp</i>	64 bit, unsigned integer
<i>baseline</i>	32 bit, unsigned integer
<i>qshort</i>	16 bit, signed integer
<i>qlong</i>	16 bit, signed integer
<i>scope</i>	16 bit, unsigned integer[1024]

digitalizzati ha consentito di eseguire l'analisi offline dei dati. In particolare, per controllo sono stati calcolati gli integrali, corrispondenti a *qlong* e *qshort*, e la *baseline*, come media dei primi N campionamenti del segnale, con $N = \text{pre trigger} - \text{pre gate}$. Per tutta l'analisi dati sono stati utilizzati tali valori, calcolati offline, in quanto più precisi, in termini di cifre significative, dei corrispondenti valori online, forniti dalla scheda. Infatti la scheda fornisce un valore di *baseline* intero e non *float*, per problemi di memoria nell'FPGA, mentre offline è possibile calcolarlo *float*, aumentando la precisione, specialmente in caso di lunghi intervalli di integrazione.

4.3 Analisi dati

La modalità di salvataggio dei dati discussa in precedenza, rende particolarmente adatta la loro analisi tramite l'uso di specifiche routine, implementate con l'ausilio di ROOT [53], un pacchetto software di analisi dati, orientato ad oggetti, sviluppato dal CERN. Composto da diverse librerie scritte in C++, ROOT fornisce diverse funzionalità necessarie per trattare grandi quantità di dati, effettuare analisi statistiche, visualizzare i risultati e salvarli in maniera opportuna. Tra queste si possono trovare le seguenti possibilità:

- visualizzazione, analisi di distribuzioni e funzioni tramite istogrammi e grafici;
- fitting e minimizzazione di funzioni;
- strumenti statistici per l'analisi dei dati;

- supporto di funzioni matematiche standard;
- ambiente grafico, con visualizzazione sia 2D che 3D;
- creazione di file in vari formati grafici, come PostScript, JPEG, SVG;
- interfacciamento con i linguaggi Python e Ruby in entrambe le direzioni;
- interfacciamento con generatori Monte Carlo.

Una caratteristica chiave di ROOT è il contenitore di dati, accennato precedentemente, chiamato *tree*, con le sue sottostrutture, *branch* e *leaf*. Questa struttura può essere vista come una finestra scorrevole di accesso ai dati grezzi, come quelli acquisiti da un digitizer e memorizzati in un file. Si può accedere a dati successivi incrementando il valore di un indice nell'albero, evitando i problemi di allocazione della memoria che si hanno nel caso della creazione di nuovi oggetti, in presenza di file di grandi dimensioni. Nell'elaborazione dei dati eseguita durante il lavoro di questa tesi, sono stati implementati diversi programmi compilabili in C++, contenenti diverse funzionalità di ROOT, prestando particolare attenzione al codice scritto, in termini di velocità dell'eseguibile. Gli obiettivi principali dell'analisi sono stati la calibrazione in energia degli spettri acquisiti, il calcolo dell'efficienza di scintillazione relativa e l'ottimizzazione dei parametri di acquisizione, al fine di ottenere la miglior capacità di discriminazione neutroni- γ per un dato scintillatore.

4.3.1 Calibrazione in energia

Nella calibrazione degli spettri, acquisiti con gli scintillatori organici, è stata eseguita una procedura particolare [54], descritta in seguito, per la quale è necessario prima tenere conto di alcuni fattori. Innanzitutto, la luce di scintillazione e, di conseguenza, la carica raccolta dal PMT dipendono dal tipo di particella, a parità di energia con cui essa incide nel rivelatore. Inoltre, è possibile assumere una dipendenza lineare tra la quantità di luce emessa e l'energia, solamente per elettroni con energie superiori a circa 125 keV. Per questi motivi, come spiegato nella sezione 2.2.2, esprimiamo l'energia depositata da una particella nel rivelatore in elettronvolt electron equivalent (eVee). Infine, è importante ricordare che gli scintillatori organici contengono elementi leggeri (H e C), per i quali la sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico è trascurabile, nel caso dei fotoni emessi dalle tipiche sorgenti γ da calibrazione (con energie superiori ad alcune decine di keV), come si può vedere in Figura 4.12. Inoltre, anche la possibilità di assorbimento totale dell'energia del fotone, tramite scattering Compton multipli, è trascurabile date le dimensioni degli scintillatori utilizzati. La funzione di risposta dei rivelatori sarà quindi dominata dagli eventi di singolo scattering Compton, cioè da una distribuzione continua di energie, corrispondenti ai diversi angoli di scattering, fino ad un valore massimo, chiamato *Compton edge*, come mostrato in Figura 4.13. L'energia nominale del *Compton edge*, E_{CE} , cioè la massima energia trasferita all'elettrone nell'urto con il fotone di energia E , è calcolabile secondo la formula

$$E_{CE} = \frac{2E^2}{m_e c^2 + E} \quad (4.3.1)$$

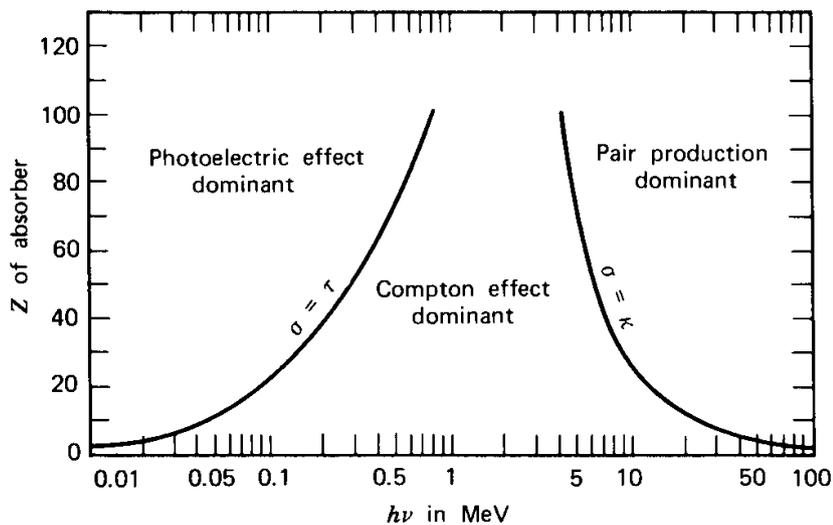


Figura 4.12: Importanza relativa dei tre principali tipi di interazione dei raggi γ con la materia. La linea mostra i valori di Z e $h\nu$ per i quali i due effetti vicini sono equiprobabili. Tratto da [1].

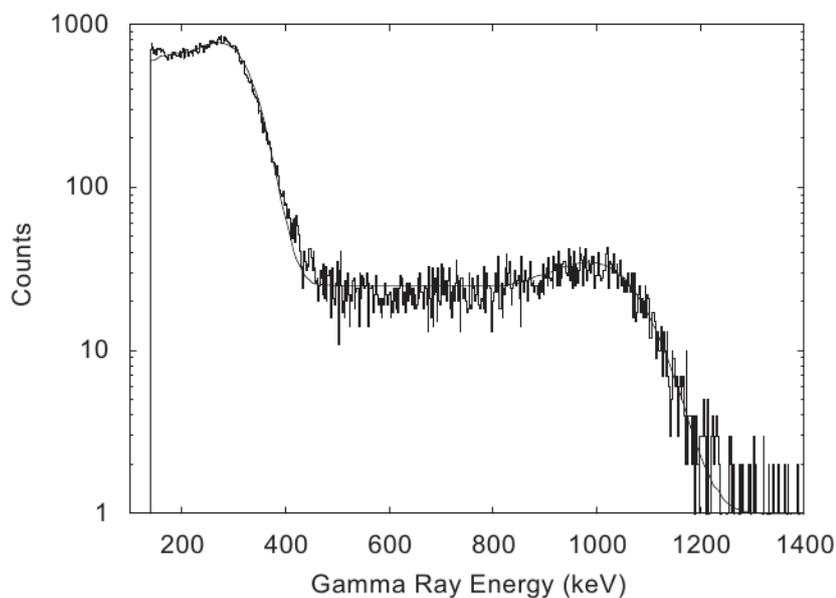


Figura 4.13: Spettro energetico sperimentale di uno scintillatore plastico (EJ-228, Eljen Technology), ottenuto con una sorgente di ^{22}Na , in cui si notano i picchi Compton, in corrispondenza dei valori nominali a 340 e 1062 keV. Tratto da [54].

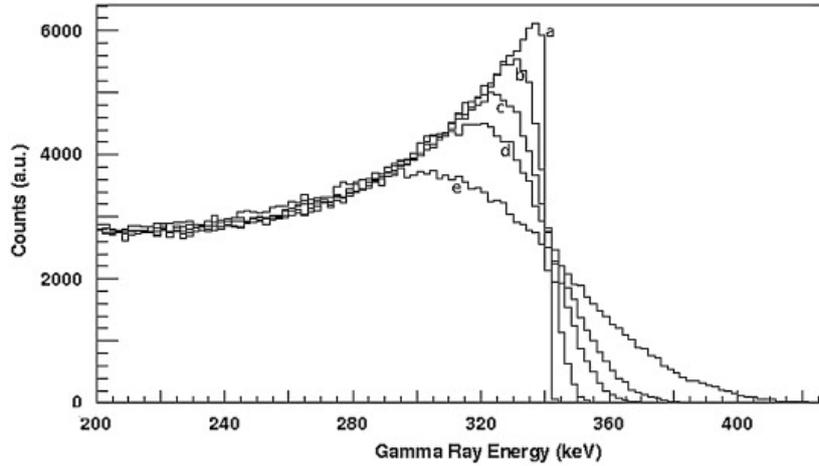


Figura 4.14: Spettri Compton calcolati senza (a) e con differenti *smearing* gaussiani, corrispondenti alle relative deviazioni standard σ , pari a 5 (b), 10 (c), 15 (d) e 25 (e) keV. Tratto da [54].

dove con m_e si indica la massa a riposo dell'elettrone.

Come riferimento per la calibrazione, è stata utilizzata una sorgente di ^{22}Na , il cui decadimento β^+ è seguito dall'emissione di un fotone da 1275 keV e due da 511 keV, che corrispondono rispettivamente ad un *Compton edge* di 1062 keV e 340 keV. Tuttavia, la risoluzione finita del rivelatore fa in modo che la posizione di questo massimo sia spostata verso energie minori, con uno scostamento che dipende dalla risoluzione stessa dello strumento. Per poter sfruttare ugualmente l'informazione dei due picchi, si sfrutta la formula di Klein-Nishina, dalla quale si può ricavare la sezione d'urto differenziale, in funzione dell'energia cinetica, T , dell'elettrone interagente,

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \alpha^2} \left(2 + \frac{s^2}{\alpha^2 (1-s)^2} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\alpha} \right) \right) \quad (4.3.2)$$

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 dovuti allo scattering Compton, su cui viene applicato un procedimento di *smearing* gaussiano, come riportato in Figura 4.14. Questo metodo, applicato ad entrambi gli spettri Compton dei fotoni da 511 e 1275 keV, consiste nel sostituire ad ogni canale di energia E una gaussiana di uguale area, centrata proprio in E , con deviazione standard σ , variabile. La somma di queste gaussiane permette quindi di ottenere una distribuzione teorica dello spettro Compton, che simula l'effetto della risoluzione finita del rivelatore. Infine, producendo in questo modo diversi set di distribuzioni, al variare dei due parametri σ , relativi ai fotoni da 511 e 1275 keV, si ricerca, tramite un *fit* al minimo χ^2 , la distribuzione che meglio si adatta allo spettro sperimentale. Dal risultato del *fit* si ricavano le energie associate ai due picchi, i cui valori permettono di calcolare i coefficienti di calibrazione dello spettro, determinando una relazione lineare tra *qlong* e keVee. Inoltre, questo metodo fornisce una stima della risoluzione del detector a 340 e 1062 keV, pari ai corrispondenti valori di σ .

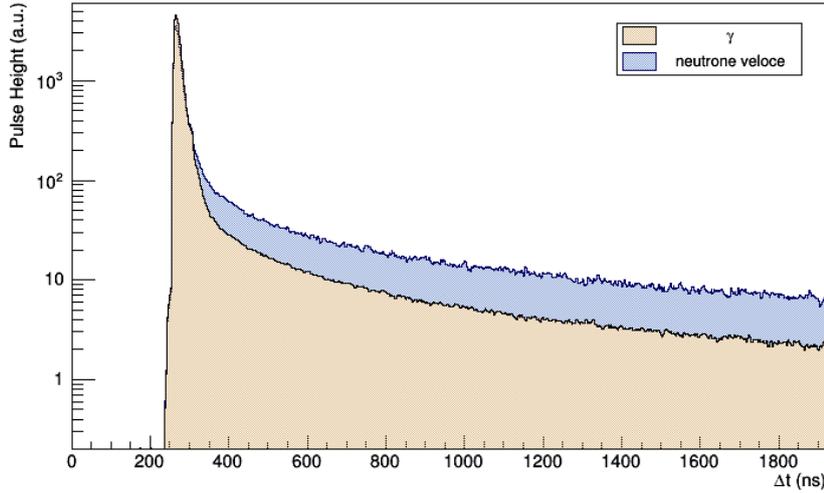


Figura 4.15: Segnali prodotti dall'interazione di neutroni veloci e raggi γ , all'interno del plastico EJ-299-33A (3'' in diametro e altezza). Le curve sono state ottenute eseguendo una media sui segnali in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce (energia compresa tra 750 e 850 keVee).

4.3.2 PSD

Per quanto spiegato in 2.2.2, la tecnica utilizzata per discriminare differenti tipi di radiazione incidenti su uno scintillatore organico è la cosiddetta *Pulse Shape Discrimination*, che sfrutta il maggior apporto della componente lenta alla luce di scintillazione, al crescere dello *stopping power* della particella interagente. In questa tesi, ciò che si vuole ottenere è la possibilità di rivelare, con un unico detector, radiazione γ , neutroni veloci e termici e, nello stesso tempo, poterli discriminare. Per questo motivo, si introduce il parametro PSD, definito dalla seguente formula:

$$\text{PSD} = \frac{q_{long} - q_{short}}{q_{long}} \quad (4.3.3)$$

Segnali relativi ai neutroni, con emissione di luce più ritardata, saranno caratterizzati da un valore di PSD maggiore rispetto a quelli dovuti ai fotoni γ , dove è predominante l'emissione veloce, come si può notare in Figura 4.15. Infatti, la differenza tra q_{long} e q_{short} , al numeratore di (4.3.3), rappresenta l'integrale della coda dell'impulso. Per avere una buona visualizzazione della discriminazione effettuata, si riportano in un istogramma bidimensionale gli eventi registrati, in funzioni dell'energia e della PSD, come mostrato in Figura 4.16. Inoltre, per quantificare la capacità di discriminazione del rivelatore, si introduce un altro parametro, chiamato *Figure of Merit (FoM)*, definito a partire dalla distribuzione unidimensionale della PSD. Infatti, selezionando i segnali compresi in un certo intervallo di energia, si può notare che gli eventi dovuti a neutroni veloci e quelli dovuti a fotoni γ si separano in due distribuzioni, dal profilo simile ad una gaussiana, come riportato in Figura 4.17. La *FoM* viene quindi definita come

$$FoM = \frac{S}{\Gamma_e + \Gamma_p}, \quad (4.3.4)$$

dove S è la differenza tra le medie delle due gaussiane e $(\Gamma_e + \Gamma_p)$ è la somma delle relative larghezze a metà altezza, FWHM.

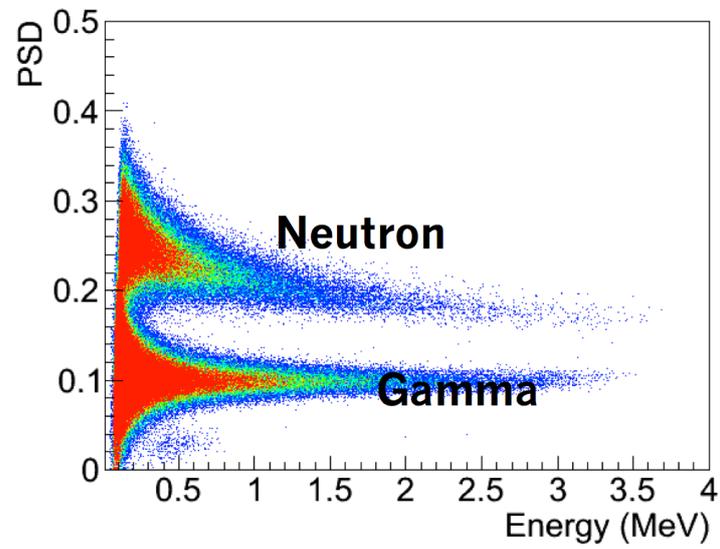


Figura 4.16: Distribuzione, nel piano PSD-energia, degli eventi ottenuti con EJ-309, in presenza di una sorgente di ^{252}Cf . In particolare, si nota la formazione di due regione in cui si accumulano i segnali relativi ai neutroni veloci (PSD maggiore) e ai fotoni γ (PSD minore).

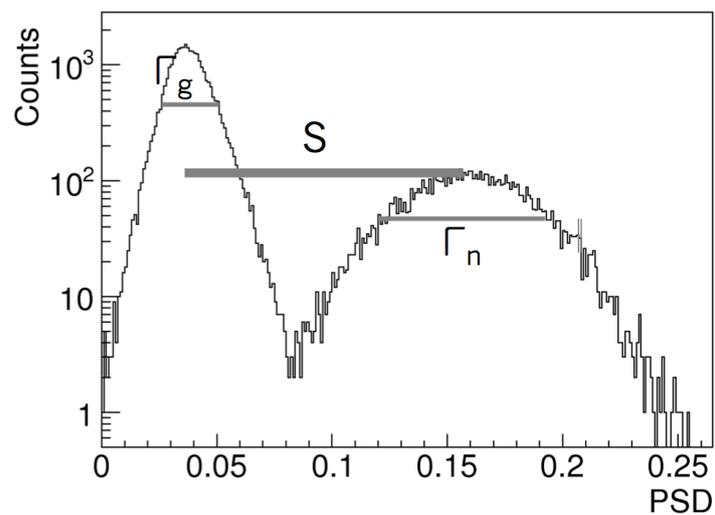


Figura 4.17: Distribuzione unidimensionale della PSD, selezionando gli eventi compresi in un determinato intervallo di energie. Nel grafico sono raffigurati i parametri introdotti nel testo, per eseguire il calcolo della *FoM*.

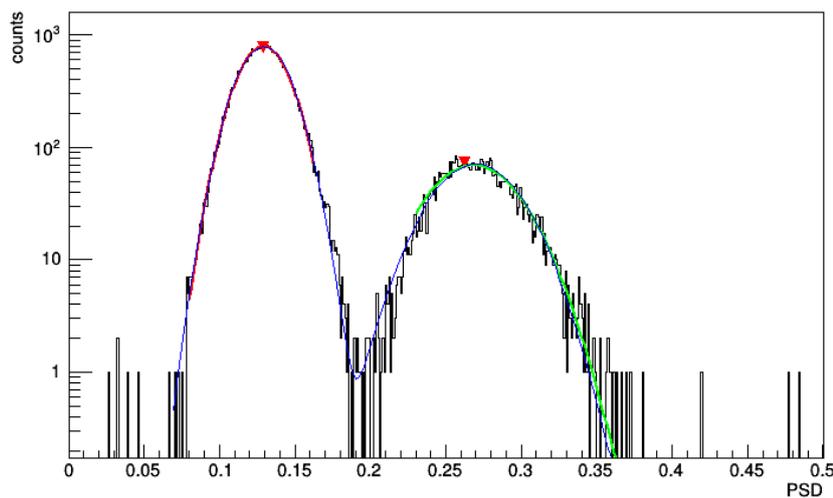


Figura 4.18: Distribuzione della PSD, sulla quale è stato eseguito il fit per ricavare le medie e le FWHM delle due distribuzioni gaussiane, relative a neutroni termici e raggi γ . In rosso e verde sono indicati i primi due fit, eseguiti per inizializzare i parametri della funzione somma, rappresentata dalla linea sottile blu. Grafico ottenuto per un particolare set di parametri ($HV = 1700$ V, $short\ gate = 45$, $long\ gate = 400$), dalla misura con EJ-299-33A, $3'' \times 3''$, in presenza di una sorgente di ^{252}Cf .

4.3.3 Ottimizzazione

Per ogni tipo di scintillatore utilizzato nel corso di questa tesi, sono stati ottimizzati i parametri di acquisizione, corrispondenti a *short gate*, *long gate* e alla tensione di alimentazione del PMT, al fine di ottenere la migliore capacità di discriminazione per ciascuno di essi. A questo scopo, per ogni tensione di acquisizione, sono state eseguite delle analisi offline, per cercare, al variare dei valori di *short gate* e *long gate*, quella combinazione che massimizza il valore della *FoM*. Nell'eseguire questa operazione, sono stati selezionati gli eventi con $PSD < 0.6$, per escludere eventuali segnali dovuti a neutroni termici o rumore, e aventi energia compresa tra 500 e 1000 keVee. Tale intervallo energetico è stato selezionato per i due seguenti motivi:

- il limite superiore deve escludere i segnali saturati*, che si osservano a partire da una certa energia, dipendente dalla tensione di alimentazione del PMT;
- il limite inferiore deve consentire il calcolo della *FoM*, anche per le combinazioni più sfavorevoli di *short gate* e *long gate*. Infatti, al di sopra dei 500 keVee, si è ragionevolmente sicuri di poterla calcolare, per tutte le combinazioni dei due precedenti parametri.

Mediante questa selezione, è stata ricavata una distribuzione unidimensionale della PSD, una per ogni set di parametri analizzati, sulla quale è stato eseguito il fit di una funzione, definita come la somma di due gaussiane (si veda Figura 4.18). Infine, dai risultati di tale fit, sono stati ricavati i parametri corrispondenti alle medie e alle FWHM delle distribuzioni di neutroni e γ , necessari per il calcolo del *FoM*.

Invece, per quanto riguarda il parametro *pre gate*, questo è stato fissato a 20 (equivalente a 40 ns nel caso del digitizer CAEN V1730), dopo aver verificato che tale valore fosse sufficientemente

*Con saturazione si indica il superamento, da parte del segnale in uscita dal PMT, del limite in tensione accettato in input dal digitizer, pari a 2 Vpp.

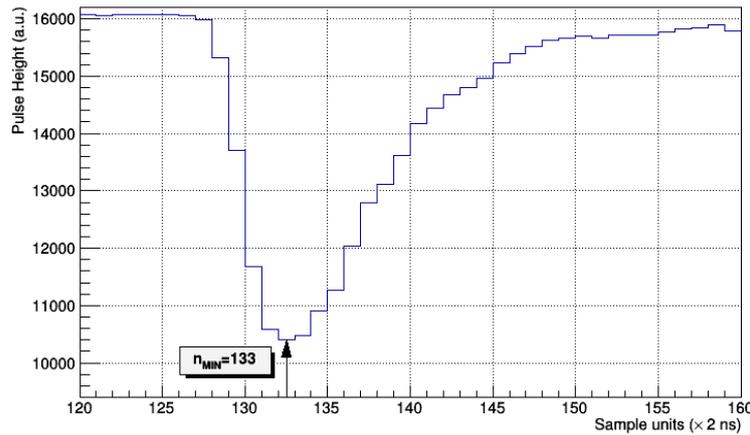


Figura 4.19: Illustrazione del parametro n_{MIN} . Nel grafico è stata raffigurata la porzione iniziale di un segnale dovuto all'interazione di una fotone γ .

temente grande da contenere l'intero fronte di discesa dei segnali. In particolare, si è prestata maggiore attenzione al caso dei neutroni termici, i cui prodotti della reazione di cattura su ${}^6\text{Li}$, generano i segnali con il fronte di discesa più lento. Nel corso di questa analisi, sono stati scartati quei parametri ottimali ottenuti con una tensione di alimentazione tale per cui i segnali saturano ad energie inferiori a circa 2.5 MeVee. Questa soglia minima è stata scelta in vista di un utilizzo del rivelatore principalmente in applicazioni ambientali, dove le energie di interesse arrivano fino a $2.6 \div 2.7$ MeV di fotopicco di Pb e Th.

4.3.4 Filtri

Parte del lavoro di analisi dati è stata dedicata allo sviluppo di alcuni algoritmi per filtrare gli eventi da quelli indesiderati, come i *pile-up*, i segnali saturati e quelli dovuti al rumore. Questi eventi risultano particolarmente problematici, nel momento in cui si utilizzi il rivelatore in ambienti a basso flusso di neutroni, come potrebbe essere nelle applicazioni ambientali. Infatti, in questo caso, con *rate* dell'ordine di qualche particella al minuto, è importante eseguire i conteggi, relativi a neutroni veloci e termici, avendo la maggior sicurezza possibile che essi siano dovuti effettivamente all'interazione di tali particelle con il rivelatore.

Per il funzionamento dei filtri sviluppati, sono stati introdotti due parametri, che indichiamo con n_{MIN} e $n_{5-95\%}$. Il primo rappresenta il numero del bin[†] in cui il segnale digitalizzato raggiunge il minimo assoluto (Figura 4.19). Il secondo parametro, invece, si ottiene introducendo la funzione cumulativa del segnale, cioè la distribuzione che associa, al bin i -esimo, l'integrale[‡] del segnale dal primo all' i -esimo campionamento. Mediante questa funzione, $n_{5-95\%}$ viene calcolato come il numero di bin compresi tra il 5% e il 95% dell'integrale totale, rappresentando perciò una stima della velocità con cui la luce di scintillazione decade. In Figura 4.20 e Figura 4.21 sono rappresentate le funzioni cumulative, da cui è stato ricavato questo parametro, ottenute rispettivamente da un segnale prodotto da un fotone γ e da un neutrone

[†]Con "bin" si indicano gli intervalli temporali in cui viene suddiviso il segnale campionato. Infatti, per riprodurlo graficamente, si associa al bin i -esimo il valore del segnale digitalizzato al campionamento i -esimo.

[‡]Con integrale si indica sempre la somma delle differenze tra valore campionato del segnale e *baseline*.

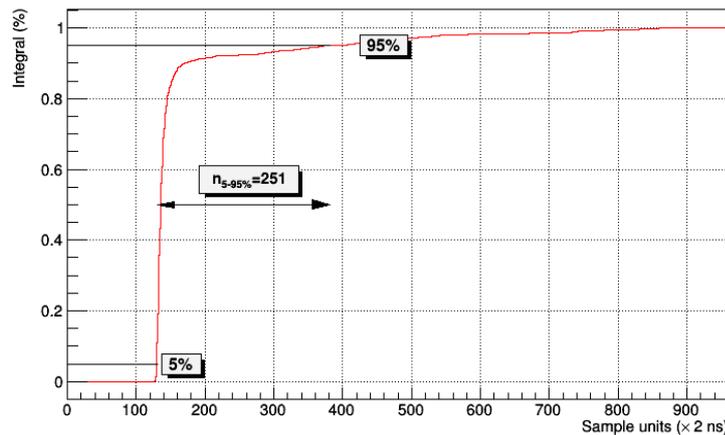


Figura 4.20: Illustrazione del parametro $n_{5-95\%}$. Nel grafico è stata raffigurata la funzione cumulativa di un segnale dovuto all'interazione di un fotone γ , normalizzata rispetto al massimo.

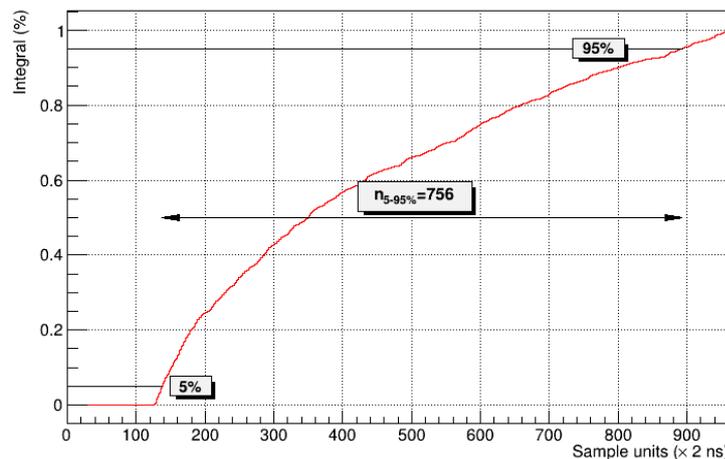


Figura 4.21: Illustrazione del parametro $n_{5-95\%}$, nel caso di un segnale dovuto all'interazione di un neutrone lento. La funzione cumulativa rappresentata è normalizzata rispetto al massimo.

termico. In seguito si riportano i filtri utilizzati per eseguire i conteggi di raggi γ , neutroni veloci e termici.

Eventi saturati ed errori

Tra i segnali più semplici da scartare, troviamo quelli saturati e quelli con $PSD > 1$. I primi sono individuati scorrendo i bin del singolo evento, non appena si trova un valore pari a zero (Figura 4.22). D'altra parte, gli eventi con PSD maggiore di 1 sono in genere segnali di bassa energia, caratterizzati da un basso rapporto segnale-rumore, in cui le fluttuazione rispetto alla baseline conducono ad un calcolo errato di q_{long} e q_{short} ($q_{short} < 0$).

Minimo del segnale

Un secondo filtro sugli eventi si basa sulla distribuzione bidimensionale del parametro PSD in funzione di n_{MIN} , come riportato in Figura 4.23. Questa filtro è stato introdotto in seguito

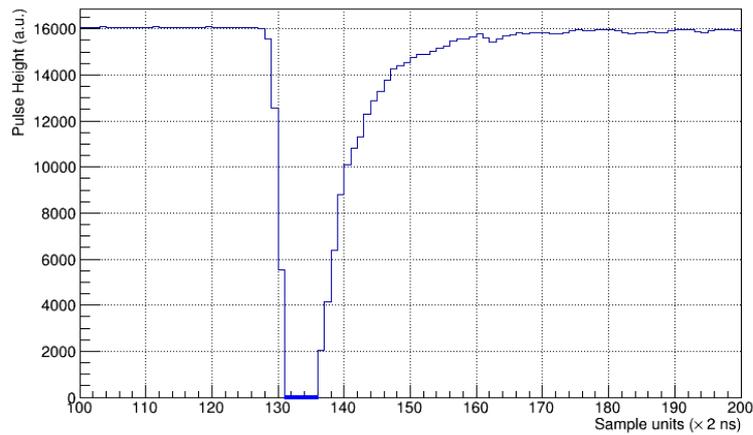


Figura 4.22: Esempio di un evento saturato. Nell'immagine sono evidenziati i bin in cui il segnale assume il valore 0, che corrispondono al superamento, da parte dell'output del PMT, della tensione massima accettata in ingresso dal digitizer.

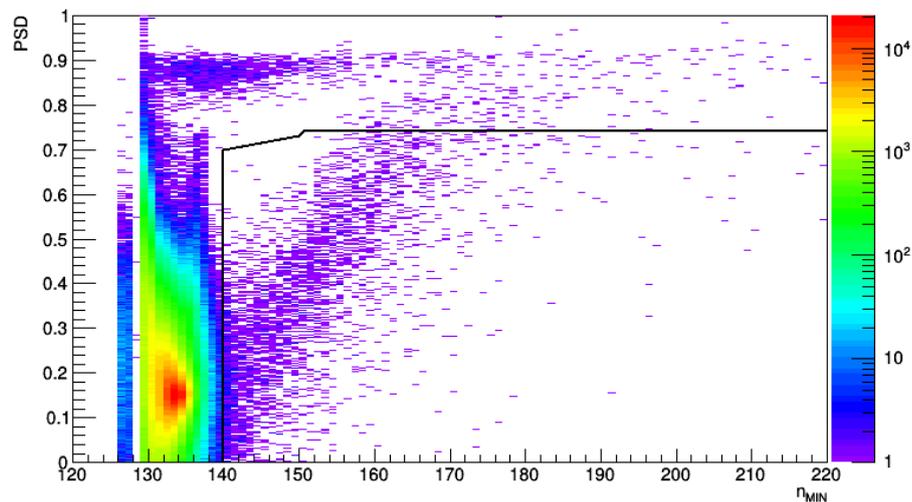


Figura 4.23: Distribuzione degli eventi, nel piano PSD- n_{MIN} , registrati durante un misura del fondo ambiente, con il detector da 3'' (EJ-299-33A + EJ-420). Il filtro, introdotto con n_{MIN} , scarta gli eventi che si trovano al di sotto della linea nera raffigurata. Oltre ad un certo valore di n_{MIN} , il taglio risulta orizzontale ($PSD < 0.74$) per non scartare un numero eccessivo di eventi dovuti a neutroni termici. Inoltre, vengono eliminati anche gli eventi con $n_{MIN} < 129$ e $n_{MIN} > 782$.

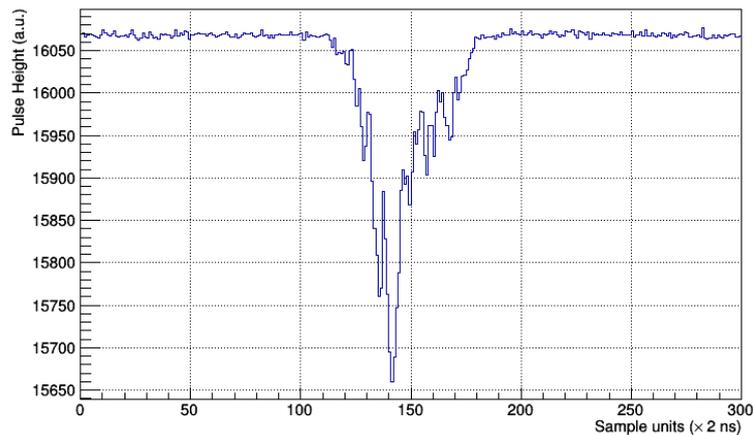


Figura 4.24: Esempio di segnale dovuto al rumore di rete, caratterizzato da un'energia dell'ordine di 1000 keVee.

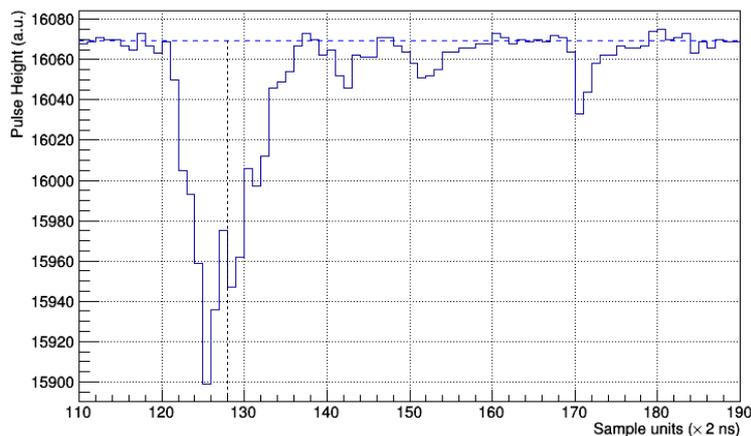


Figura 4.25: Esempio di segnale con $n_{MIN} < 129$. La maggior parte di questi segnali sono caratterizzati da energie non superiori a qualche decina di keVee. Essi superano la soglia di acquisizione prima della posizione corrispondente al *pre trigger* (indicata dalla linea verticale tratteggiata).

all'osservazione di un incremento improvviso dei conteggi dei neutroni veloci e termici, durante la misura della radiazione di fondo ambientale, con il detector da 3'' in diametro. Gli eventi in più, rispetto al flusso medio, erano infatti dovuti a rumore della rete (si veda Figura 4.24) e sono contraddistinti da un fronte di discesa molto lento, se comparato con quello dei segnali dovuti all'interazione dei neutroni o dei fotoni γ . In seguito si riportano alcuni dei segnali tipici scartati da questo filtro (Figura 4.25).

Hold off

In alcuni casi, è possibile che il trigger interno del digitizer scatti più di una volta, in seguito all'interazione di una singola particella, dividendo di conseguenza il segnale in diversi eventi, maggiori rispetto alle interazioni effettivamente avvenute nel detector. Questo è possibile con i segnali prodotti dai neutroni veloci più energetici, ma soprattutto nel caso dell'interazione dei neutroni termici, la cui componente di luce ritardata possiede la vita media, τ , più grande tra

i diversi segnali, con $\tau \sim \mu\text{s}$. Per questo motivo, si applica un filtro che aumenta in maniera selettiva il tempo morto del rivelatore: ogni evento, per non essere scartato, deve distare almeno $15\mu\text{s}$ dal precedente e, nel caso venga identificato il segnale di un neutrone termico, per gli eventi successivi a quest'ultimo, il limite viene incrementato a $80\mu\text{s}$.

Pile-up

Nel sistema DAQ utilizzato in questa esperienza, possono verificarsi dei pile-up quando due o più segnali vengono digitalizzati nella stessa finestra di acquisizione. Come è noto [1], la probabilità con cui si verifica più di un evento, in un intervallo Δt , equivale a

$$P(> 1) = 1 - e^{-r\Delta t} \quad (4.3.5)$$

dove con r si indica il *rate* medio di eventi e Δt rappresenta la lunghezza temporale della finestra di acquisizione. Anche in questo caso, gli eventi affetti da pile-up sono particolarmente problematici nelle misure a basso flusso di neutroni, poiché potrebbero causare un eccesso non trascurabile dei conteggi di queste particelle. Infatti, il pile-up degli eventi comporta un errore nel calcolo degli integrali, generalmente una sovrastima di *qlong* e quindi della PSD.

L'algoritmo utilizzato per identificare gli eventi caratterizzati da pile-up (si veda Figura 4.26) prevede le seguenti operazioni:

1. rielaborazione del segnale in esame, calcolandone la media mobile ogni N bin;
2. ricerca del primo minimo, Min , a partire dal bin corrispondente al *pre trigger*;
3. ricerca di ogni minimo locale successivo, con calcolo della differenza tra il massimo locale che lo precede (il cui valore viene mantenuto in memoria) e il minimo stesso trovato;
4. se nella ricerca dei minimi successivi si incontra un valore maggiore del precedente massimo locale, questo viene aggiornato, e si riprende il calcolo della differenza con i minimi successivi;
5. memorizzazione del valore massimo, Δ , tra tutte le differenze ricavate;
6. identificazione del pile-up se $\Delta > k(baseline - Min)$, per energie superiori a circa 700 keVee[§] ($k \sim 5\%$); per energie inferiori, pile-up se $\Delta > Thr$.

Il primo punto è stato introdotto per evitare che il filtro scartasse quegli eventi dovuti a neutroni veloci e caratterizzati da un segnale con molti picchi di salita-discesa. Il sesto punto, invece, si rivela necessario dal momento che l'applicazione di una soglia, per l'identificazione dei pile-up, proporzionale al picco del segnale (come indicato per energie superiori a 700 keVee), non consentirebbe di individuare questo tipo di eventi alle energie più basse. D'altra parte, l'utilizzo di una soglia fissa, ad energie maggiori, individuerrebbe un numero eccessivo di falsi pile-up, dal momento che le fluttuazioni sui segnali più energetici sono più elevate. Inoltre, l'algoritmo non viene applicato per alcuni eventi identificati come neutroni termici (applicando una condizione su PSD e su $n_{5-95\%}$), per evitare che alcuni segnali, dovuti effettivamente a

[§]Questo limite di discriminazione fra le due tecniche è stato determinato empiricamente.

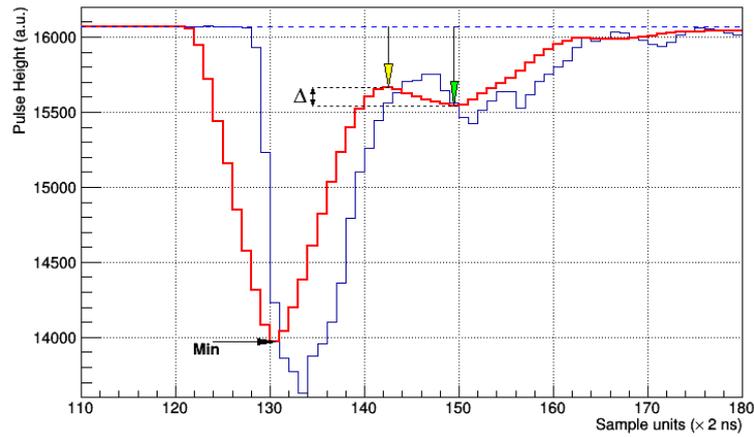


Figura 4.26: Esempio di segnale con possibile pile-up. In riferimento a quanto riportato nel testo, si indica il primo minimo, *Min*, trovato a partire dal bin corrispondente al *pre trigger* (128); in rosso è rappresentata la media mobile (eseguita ogni 8 bin) del segnale originale (blu). La maggiore differenza, Δ , tra un massimo locale (freccia gialla) e i suoi minimi successivi (freccia verde), rappresenta il parametro utilizzato nell'identificazione dei pile-up.

questo tipo di particelle, fossero considerati pile-up. I parametri N , k , e Thr , usato come soglia di discriminazione, insieme alla soglia in energia, possono essere impostati dall'utente.

Capitolo 5

Misure

In questo capitolo e nei successivi, saranno riportati i risultati ottenuti nelle diverse misure effettuate durante questa tesi. La metodologia seguita con ogni rivelatore ha previsto, come prima cosa, l'esecuzione di misure in presenza di una sorgente γ di ^{22}Na , al fine di calibrare la risposta del detector in energia, come riportato nella sezione 4.3.1. In questo modo, infatti, è possibile esprimere in eVee l'energia rilasciata nell'interazione della radiazione, cosa che consente di confrontare la risposta luminosa tra rivelatori differenti. Questa procedura è stata ripetuta per diversi valori di tensione (HV) di alimentazione del PMT, che è rimasto lo stesso per ogni detector assemblato. In seguito, ad ogni valore HV di misura con ^{22}Na , è stata effettuata la corrispondente acquisizione con la sorgente spontanea di neutroni e raggi γ di ^{252}Cf . In questa fase, essa è stata posta ad una distanza di 30 cm dal centro del detector, per un totale di 15 minuti. Tale distanza è stata scelta per non operare troppo distante dal rivelatore, con un conseguente *rate* di acquisizione eccessivamente basso, ma nemmeno troppo vicino al detector, al fine di minimizzare l'errore, dovuto all'angolo solido, nel successivo calcolo delle efficienze relative. Grazie a queste misure è stato possibile ottimizzare i parametri di acquisizione (HV, *short gate* e *long gate*), allo scopo di ricercare quel set particolare tra di essi, che massimizza la capacità di discriminazione neutroni- γ del detector in esame (si la veda sezione 4.3.3). Si fa notare che, nell'eseguire questo compito, la procedura di calibrazione è stata effettuata al variare del *long gate*, cioè per ogni valore di questo parametro, con il quale viene calcolata la *FoM* durante l'ottimizzazione. Il motivo di ciò risiede nel fatto che l'ottimizzazione si esegue per gli eventi in una determinata finestra energetica, compresa tra 500 e 1000 keVee, e l'energia è una funzione lineare di *qlong* (calibrazione con una retta $E [\text{keVee}] = m \cdot qlong + q$), che dipende, sebbene debolmente, da *long gate*. Una volta ottenuti i parametri ottimali, sono stati configurati con tali valori il digitizer e il modulo di alimentazione, per eseguire ulteriori misure con la sorgente di ^{252}Cf , in presenza di diversi spessori di polietilene, posizionati tra essa e il rivelatore. Lo scopo di tali misure è quello di calcolare l'efficienza relativa di rivelazione dei diversi detector utilizzati, per quanto riguarda i tre tipi di radiazione incidente: raggi γ , neutroni veloci e neutroni lenti.

5.1 EJ-309

Come rivelatore di riferimento è stato scelto lo scintillatore liquido EJ-309, dato che, assieme al all'EJ-301, costituisce da diversi anni lo standard per la rivelazione e discriminazione di neutroni e raggi γ . Inoltre, per lo stesso motivo, sono già presenti diversi risultati in letteratura, con i quali è possibile effettuare un confronto. Il rivelatore utilizzato in questa fase era composto da un contenitore di 2'' in diametro e altezza, contenente all'interno il liquido EJ-309 (Figura 4.3) e accoppiato al PMT HAMAMATSU H1949-51. In seguito si riportano in dettaglio i risultati ottenuti con questo rivelatore.

5.1.1 Light output e calibrazione

Per ottenere l'efficienza di scintillazione di riferimento e, allo stesso tempo, calibrare in energia lo spettro di questo rivelatore, sono state effettuate delle misure da 5 minuti con sorgente di ^{22}Na , a 30 cm dal centro del detector, per le tensioni HV = 1300, 1400, 1500, 1600 e 1700 V. I fotoni da 511 e 1275 keV, generati a seguito del decadimento β^+ del ^{22}Na , interagiscono tramite effetto Compton nello scintillatore, cedendo parte della loro energia ad un elettrone. Questo elettrone, a sua volta, viene frenato nel materiale, innescando i meccanismi di scintillazione (come spiegato nella sezione 2.2.2), in cui l'intensità della luce emessa è, in prima approssimazione, proporzionale all'energia depositata dalla particella carica. In seguito, il PMT converte la luce in un segnale elettrico, il cui integrale risulta proporzionale al numero di fotoni raccolti al fotocatodo. Per ogni evento registrato si calcola questo integrale (espresso in *qlong*, in riferimento al paragrafo 4.2.2) e, riportando in un istogramma tutti i valori ottenuti durante l'acquisizione, si ottiene il tipico spettro Compton, come si osserva in Figura 5.1. Nel caso della sorgente di ^{22}Na , si distinguono due picchi, corrispondenti al *Compton edge*, alle energie rispettivamente di 340 e 1062 keV. Dall'immagine (Figura 5.1), si può notare come il medesimo picco, che corrisponde ad una fissata intensità di luce di scintillazione emessa, si sposta a valori maggiori di *qlong*, all'aumentare della tensione di alimentazione del PMT. Infatti, come ci si aspetta [1], il guadagno totale sul segnale, G , operato da un PMT con N stadi di amplificazione, cresce con la tensione secondo la formula

$$G = \alpha \delta^N \quad (5.1.1)$$

in cui α rappresenta la frazione di fotoelettroni raccolti dal PMT, mentre δ corrisponde al fattore di amplificazione di singolo stadio, a sua volta frazione della tensione HV, applicata ai capi del PMT. Per entrambi i picchi Compton (340 e 1062 keV), è stato eseguito un fit con una gaussiana (rappresentata dalla linea rossa in Figura 5.1) all'interno di un intervallo specifico, scelto opportunamente a partire da una frazione prefissata della distanza tra queste due spalle. Tale procedura è stata ripetuta per ogni spettro, corrispondente a diversi valori di HV, e ha consentito di ricavare la posizione di ogni *Compton edge* (x), espressa in *qlong*. In seguito, sono stati calcolati i guadagni relativi, al variare della tensione, come rapporto tra la posizione di un picco Compton e quella del suo corrispondente ad HV = 1300 V. In Tabella 5.1 si riportano i risultati ottenuti.

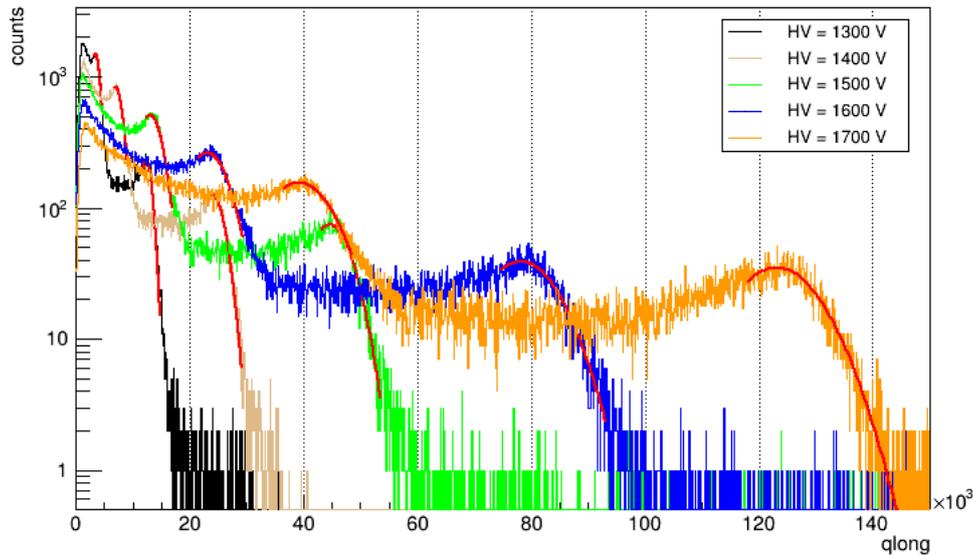


Figura 5.1: Spettri energetici ottenuti con EJ-309, al variare della tensione di alimentazione del PMT, con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 cm dal centro del rivelatore. Le linee in rosso rappresentano il fit con una funzione gaussiana, per la ricerca della posizione dei picchi Compton.

Tabella 5.1: Risultati della procedura impiegata nel calcolo del guadagno del rivelatore con EJ-309. Con i pedici $_{340}$ e $_{1062}$ si indicano, rispettivamente, i risultati per il picco Compton a 340 keV e per quello a 1062 keV.

HV (V)	x_{340} (<i>qlong</i>)	x_{1062} (<i>qlong</i>)	G_{340}	G_{1062}
1300	3 485	12 414	1	1
1400	6 917	23 927	1.98	1.93
1500	13 090	44 654	3.76	3.60
1600	23 121	78 201	6.63	6.30
1700	39 219	123 110	11.25	9.92

Inoltre, riportando in un grafico (Figura 5.2) la curva del guadagno in funzione della tensione (ponendo pari ad 1 quello con $\text{HV} = 1300$), si può osservare un andamento che segue una legge di potenza, come previsto dall'equazione (5.1.1). A questo proposito, sono stati interpolati i logaritmi naturali di G e HV , con una retta del tipo $\ln(G) = N [\ln(\text{HV}) - \ln(1300)]$, in cui il guadagno a tensione $\text{HV} = 1300$ V è stato imposto unitario. Da questo fit lineare, è stata verificata tale legge, ottenendo $N = 9$, che equivale ad un PMT con 9 stadi di uguale amplificazione.

Infine, è stata applicata la procedura di calibrazione, descritta nella sezione 4.3.1, tramite la quale sono stati ricavati la risoluzione del detector, sia a 340 che a 1062 keV (σ_{340} e σ_{1062}), l'energia del picco Compton, E_p , che per effetto della risoluzione finita del detector risulta inferiore al valore nominale, e i coefficienti di calibrazione, che in seguito saranno indicati con m e q . Attraverso questi ultimi due parametri, è possibile convertire l'integrale del segnale, *qlong*, in energia, E , espressa in keVee, secondo la relazione lineare $E = m \cdot \text{qlong} + q$. I risultati ottenuti (con *long gate* fissato al valore ottimale, si veda sezione 5.1.2) sono riportati in Tabella 5.2, mentre in Figura 5.3 si riporta un esempio di spettro calibrato, ottenuto con

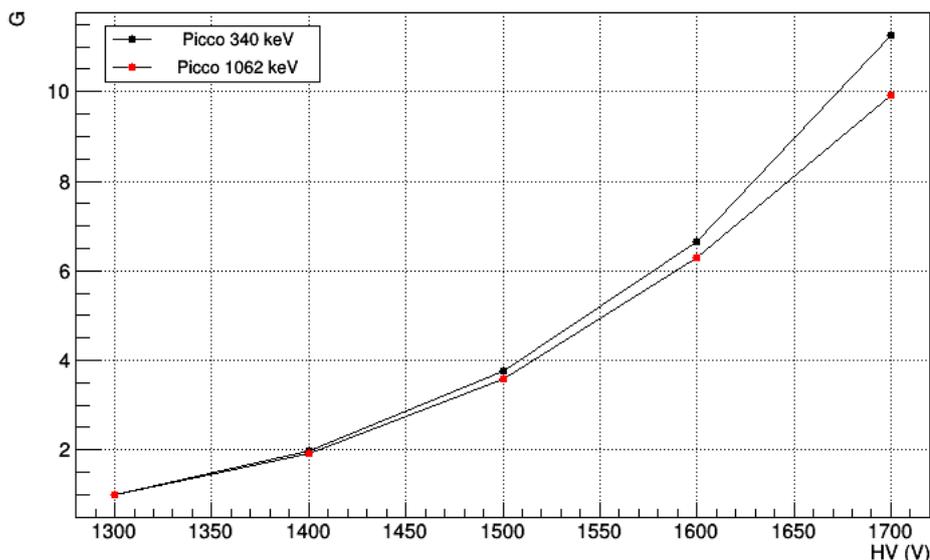


Figura 5.2: Curva del guadagno ricavata dai picchi Compton, osservati con l'EJ-309 in presenza di una sorgente di ^{22}Na . Il guadagno è stato normalizzato rispetto ai risultati ottenuti alla tensione inferiore, pari a 1300 V.

la sorgente di ^{22}Na alla tensione $HV = 1400$ V.

Tabella 5.2: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con EJ-309, alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q_{long})	q (keVee)
1300	299	29	951	71	0.0796	13.43
1400	285	30	951	71	0.0407	14.59
1500	289	31	990	59	0.0221	6.33
1600	285	37	1006	48	0.0126	8.46
1700	262	48	990	49	0.0085	-33.16

5.1.2 Ottimizzazione dei parametri di acquisizione

Terminata la fase di calibrazione, si è proceduto con l'ottimizzazione dei parametri di acquisizione, con l'obiettivo di massimizzare la capacità di discriminazione del detector. Come specificato nella sezione 4.3.3, questa proprietà è quantificata dal parametro FoM , di cui è stato calcolato il valore in funzione della tensione HV, del *long gate* e dello *short gate*, a partire dalla distribuzione della PSD ricavata nelle misure con la sorgente di ^{252}Cf . Nella stima della FoM sono stati considerati solamente gli eventi con energia compresa tra 500 e 1000 keVee (per i motivi di tale intervallo si rimanda alla sezione 4.3.3), da cui deriva la necessità della precedente calibrazione. In questo modo si possono ottenere diversi valori, al variare di HV, che sono confrontabili tra loro, anche nel caso di diversi rivelatori. Per ogni tensione, sono state quindi individuate le coppie *short gate-long gate*, che massimizzano la FoM , ed è stata stabilita, come terna di parametri ottimali, quella con il massimo valore di FoM , ma con

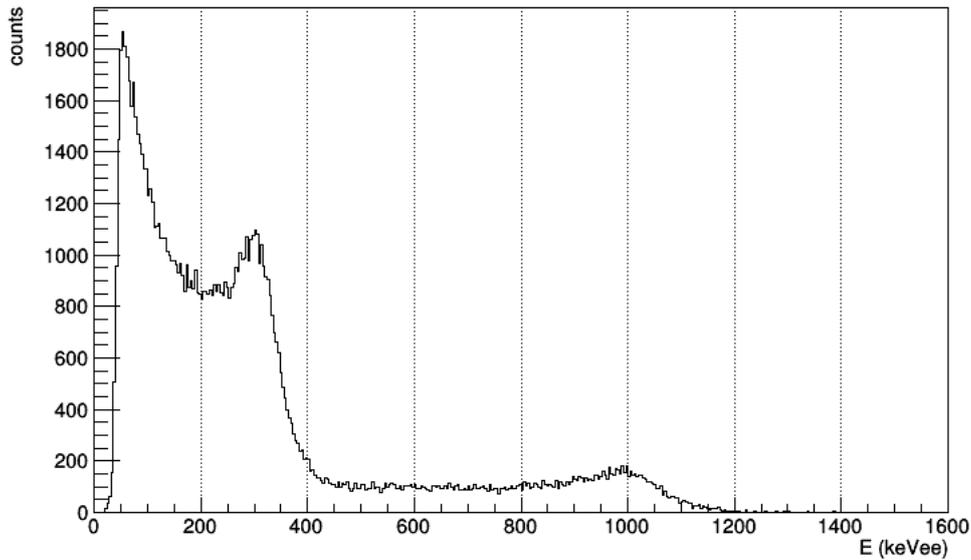


Figura 5.3: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con EJ-309, tensione HV = 1400 V, durante 5 minuti di acquisizione con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 dal centro del detector.

HV tale da non causare la saturazione dei segnali per energie inferiori a 2.5 MeVee. Infatti, all'aumentare di HV (compatibilmente con i limiti imposti dal PMT), aumenta il fattore di amplificazione dei segnali e ciò comporta un generale aumento della capacità di discriminazione, a scapito tuttavia di un abbassamento del limite oltre al quale si ha la saturazione del segnale, con conseguente perdita di informazione. In Tabella 5.3 si riportano i parametri ottimali, che sono stati trovati per l'EJ-309, tramite misure da 20 minuti, con la sorgente di ^{252}Cf posta a 50 cm dal centro del detector.

Tabella 5.3: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per l'EJ-309. Dati elaborati dalle misure di 20 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 50 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1300	31	180	2.028	7.90
1400	34	210	2.230	4.02
1500	35	380	2.383	2.16
1600	35	510	2.507	1.20
1700	36	620	2.548	0.75

Una volta ricavati tali parametri, è stato osservato con più attenzione l'andamento della *FoM* al variare singolarmente di *short gate* o *long gate*, fissando il rimanente al valore ottimale. Nei grafici in Figura 5.4 e Figura 5.5 sono riportate le curve ottenute in questo modo, per ogni valore di tensione. Dalla Figura 5.4, si può osservare il miglioramento della capacità di discriminazione, all'aumentare della tensione e, di conseguenza, dell'amplificazione dei segnali. In particolare si deduce che a guadagni maggiori, si ottiene una migliore discriminazione aumentando l'intervallo di integrazione del segnale. Tuttavia, tale miglioramento tende a raggiungere un limite, come si nota dal plateau presente nelle tensioni maggiori, che potrebbe corrispondere al fatto che, oltre ad un certo istante temporale, si amplificano del rumore e non

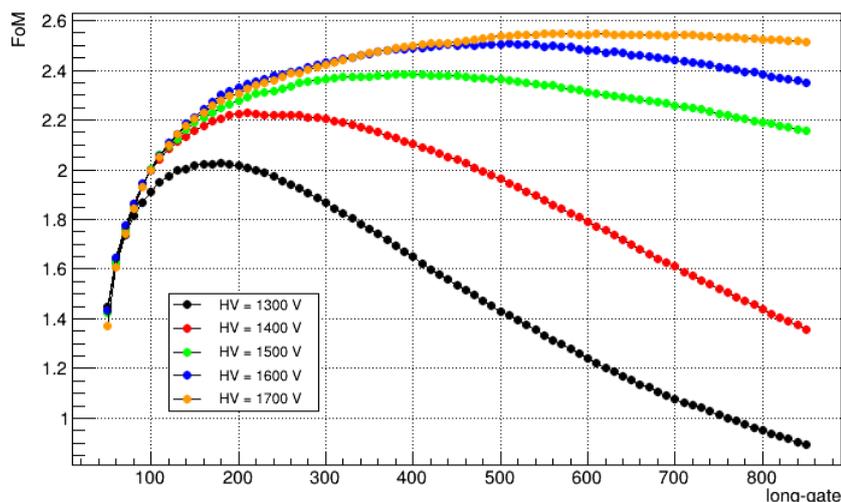


Figura 5.4: FoM calcolata in funzione del *long gate*. Per ogni curva, corrispondente ad una diversa tensione HV di acquisizione, lo *short gate* è stato fissato al rispettivo valore ottimale.

più la componente di luce ritardata del segnale stesso. In Figura 5.5 si osserva nuovamente

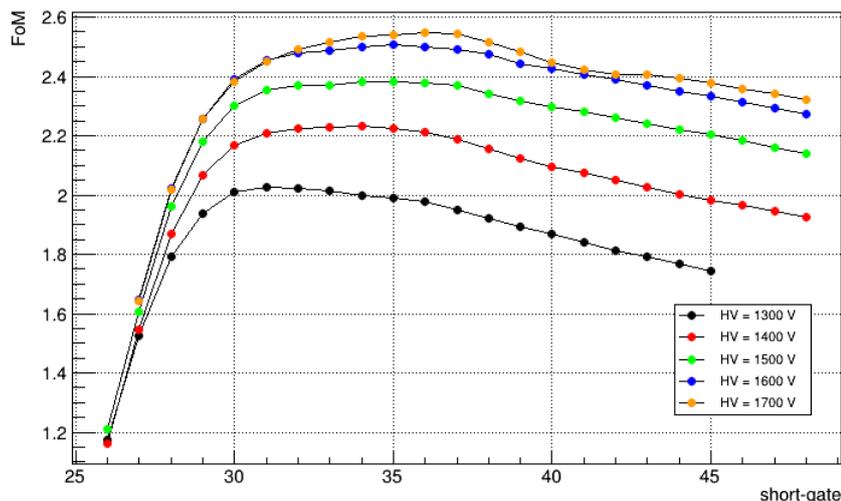


Figura 5.5: FoM calcolata in funzione dello *short gate*. Per ogni curva, corrispondente ad una diversa tensione HV di acquisizione, il *long gate* è stato fissato al rispettivo valore ottimale.

il miglioramento della FoM all'aumentare della tensione, con il massimo che varia in una finestra più stretta dello *short gate*, comparata a quella del *long gate*, compresa tra i valori 31 e 36, equivalenti rispettivamente ad un'integrazione di 61 e 72 ns. Il range di tale intervallo è più limitato ed è conseguenza della componente veloce del segnale, la cui variazione è molto piccola per i diversi tipi di particelle che possono interagire nel detector.

5.1.3 PSD e conteggi

Una volta ottenuti i parametri ottimali, è stato possibile procedere con il calcolo dei conteggi delle particelle rivelate dal detector. Per una migliore visualizzazione dei diversi tipi di

radiazione incidente, ossia neutroni veloci, lenti e raggi γ , è stato utilizzato un grafico bidimensionale della distribuzione degli eventi, in cui si pone la PSD nelle ordinate e l'energia nelle ascisse, come si osserva in Figura 5.6. Dal grafico si distinguono chiaramente, soprattutto

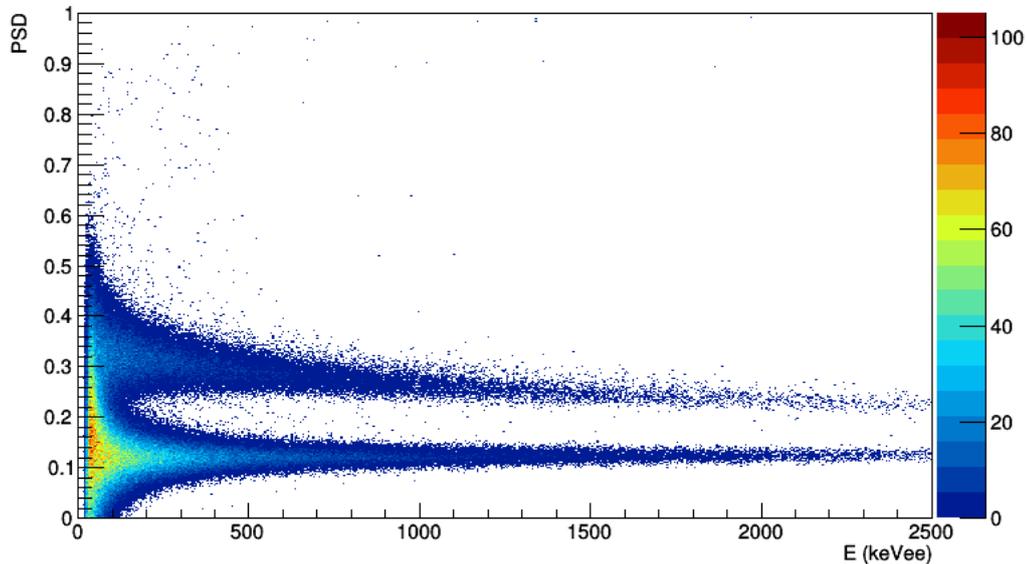


Figura 5.6: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 20 minuti, con EJ-309 e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

to ad energie superiori ai 100 keVee, le due distribuzioni, dovute all'interazione dei neutroni veloci oppure dei raggi γ , caratterizzate da differenti valori di PSD, maggiori per i neutroni e minori per i fotoni. Da quanto osservato in questo tipo di grafico è stata costruita, mediante un preciso algoritmo, una linea spezzata che divide le due popolazioni: quelli al di sopra di tale linea vengono contati come neutroni veloci, in caso contrario si identificano i raggi γ . La procedura adottata, meglio chiarita in Figura 5.7, consente di determinare i punti di tale linea, dividendo in diversi intervalli energetici, di larghezza prefissata, il grafico bidimensionale PSD-energia. Ad ogni intervallo è associato un punto, la cui ascissa è stata calcolata semplicemente come il valore medio degli estremi dell'intervallo stesso. Inoltre, sempre per ognuno di questi intervalli, è stata ricavata la distribuzione unidimensionale della PSD, sulla quale è stato eseguito un fit gaussiano, nella regione relativa ai raggi γ . Dal risultato di questo fit, sono stati ottenuti la posizione precisa del picco γ , pari alla media della gaussiana (M), e la relativa deviazione standard (σ). Da questi ultimi parametri, è stata infine ricavata l'ordinata del punto come $M + k\sigma$, dove k rappresenta un parametro adimensionale, impostato in genere pari a 4, al fine di minimizzare il numero di falsi eventi, contati come neutroni.

Infine, si fa notare che nel calcolo dei conteggi, in presenza della sorgente di ^{252}Cf , non sono stati applicati i filtri discussi nella sezione 4.3.4, in quanto si è operato con *rate* di acquisizione sufficientemente alti (dell'ordine di ~ 300 Hz) da poter trascurare i segnali "falsi", dovuti al rumore o affetti da pile-up, ma non così elevati da creare problemi dovuti all'eccessiva presenza di questi ultimi (probabilità di pile-up: $\sim 0.06\%$; si veda la sezione 4.3.4). Per questo motivo, è stato posto solamente un limite superiore sulla PSD, nel conteggio dei neutroni veloci, al fine di escludere da questi gli eventi falsi, visibili nella regione superiore del grafico.

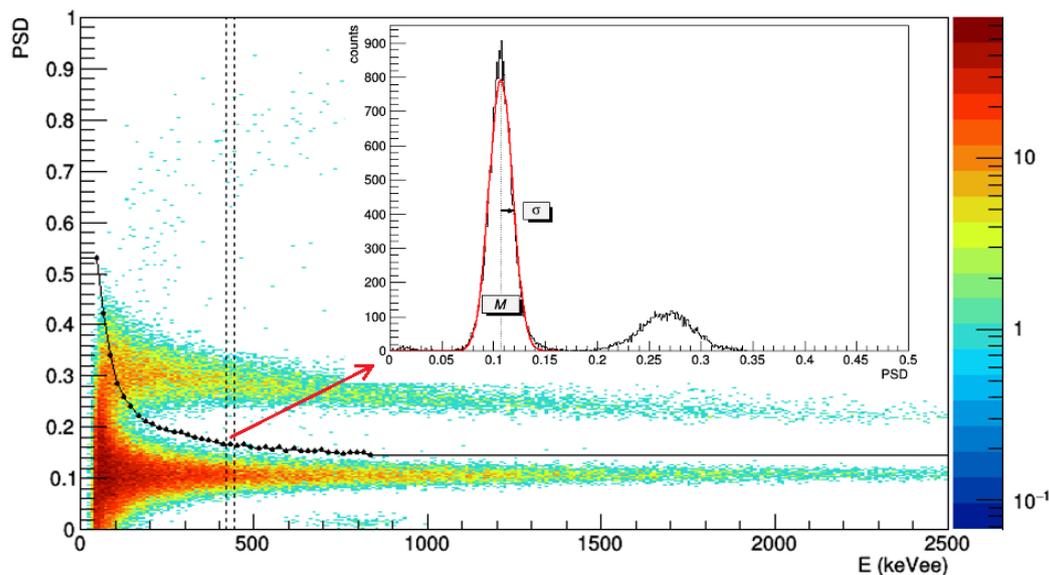


Figura 5.7: Procedura per la determinazione dei punti che compongono la linea spezzata, utilizzata per separare la regione dei neutroni veloci (in alto) da quella dei raggi γ (in basso). La distribuzione unidimensionale della PSD, riportata in alto a destra, è stata ricavata selezionando gli eventi compresi nell'intervallo delimitato dalle due linee verticali tratteggiate.

Per l'EJ-309, impostando i parametri ottimali di acquisizione, con il taglio superiore fissato a $PSD = 0.6$ e selezionando gli eventi con energia compresa tra 150 e 2500 keVee (si veda Figura 5.6), sono stati contati 149 783 γ (74%) e 53 580 neutroni veloci (26%), nella misura da 20 minuti, con sorgente di ^{252}Cf a 30 cm dal detector. La selezione in energia è stata impiegata sia per ricavare dei risultati confrontabili con quelli di altri detector sia per eliminare la regione di saturazione dei segnali.

5.1.4 Andamento dei segnali

Una parte dell'analisi è stata dedicata allo studio della forma dei segnali in uscita dal rivelatore. A questo proposito, sono stati selezionati come riferimento gli eventi compresi tra 950 e 1050 keVee, cioè quelli interni ad una regione in cui le due distribuzioni, relative a neutroni veloci e raggi γ , sono nettamente separate e presentano una sufficiente statistica di eventi. Per ognuna delle due particelle, identificata da un diverso intervallo della PSD (0.05-0.15 per i γ , 0.20-0.35 per i neutroni), è stato ricavato il segnale medio, associando, al bin n-esimo di esso, la media della differenza tra la *baseline* (calcolata offline per ogni evento) e l'ampiezza del segnale, registrata dal digitizer, al campionamento n-esimo. In Figura 5.8 si riporta quanto ottenuto nel caso dell'EJ-309, nella misura da 20 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 50 cm dal centro del rivelatore. Da questo grafico risulta evidente il maggior contributo della fluorescenza ritardata alla luce di scintillazione, per quanto riguarda i segnali indotti dai neutroni. Infine, si è cercato di determinare le costanti di decadimento degli impulsi luminosi, dall'analisi dei segnali medi ottenuti precedentemente. A questo scopo, sono stati eseguiti tre fit lineari, in tre diverse regioni del logaritmo naturale di questi segnali medi: la parte iniziale, una intermedia e quella finale dell'impulso. Con i tre coefficienti angolari così

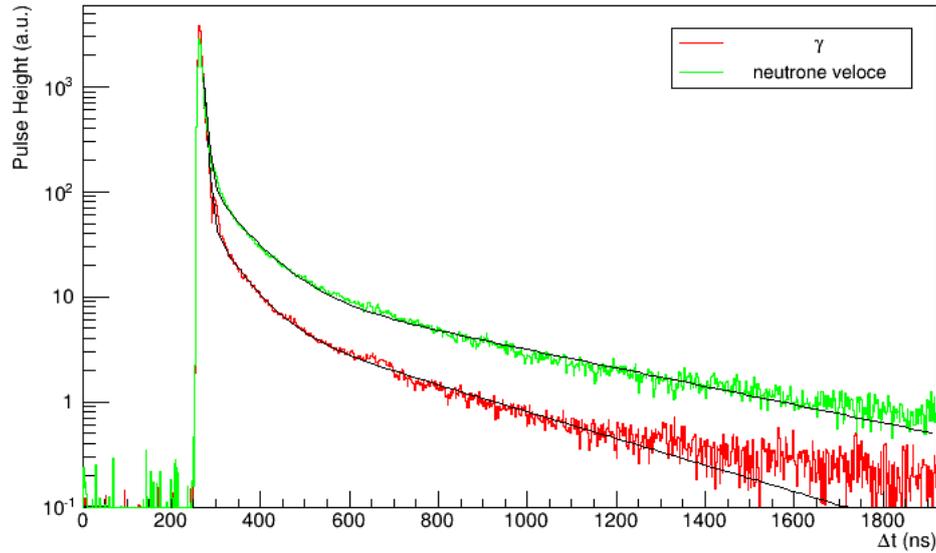


Figura 5.8: Grafico ottenuto mediando gli eventi di interazione di neutroni veloci e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$). Le linee nere sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale. Per i dettagli si rimanda al testo.

Tabella 5.4: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, per l'EJ-309, con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$1.39 \cdot 10^{21}$	0.1534	6.5
	$5.02 \cdot 10^3$	0.0168	59
	15.1	0.0029	$34 \cdot 10^1$
n veloci	$306 \cdot 10^{15}$	0.1230	8.1
	$4.15 \cdot 10^3$	0.0132	76
	23.4	0.0020	$50 \cdot 10^1$

ottenuti, sono state inizializzate le tre costanti di decadimento, λ_i , presenti nella funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$, con la quale è stata eseguita l'interpolazione finale dei due segnali medi. Tale funzione, in cui t indica il tempo riferito alla finestra di acquisizione, è stata scelta come la più semplice funzione, che meglio si adatta a questi segnali e che consente di stimare le costanti di decadimento, delle diverse componenti che danno luogo alla luce di scintillazione. In Tabella 5.4 si riportano i risultati ottenuti.

5.2 Altri risultati

L'analisi delle misure eseguite con l'EJ-309, descritta nella sezione precedente, è stata ripetuta anche con i seguenti rivelatori:

- EJ-299-33 (2013), dimensioni $2'' \times 2''$;
- EJ-299-33A (2015), dimensioni $2'' \times 2''$;

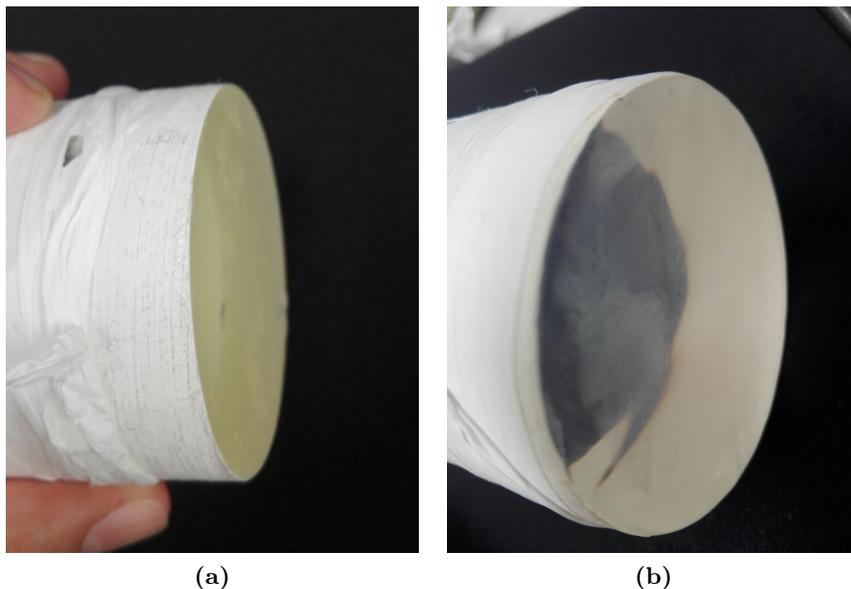


Figura 5.9: Confronto visivo tra l'EJ-299-33 (2013) (a) e l'EJ-299-33A (2015) (b). Si nota l'ingiallimento del primo, dovuto all'invecchiamento, rispetto al modello più recente

- EJ-299-33A (2015) assemblato con EJ-420, dimensioni $\sim 2'' \times 2''$;
- EJ-299-33A (2015) assemblato con disco di LiF (produzione LNL), dimensioni $\sim 2'' \times 2''$;
- scintillatore a base siliconica, PSS100PPO6 (produzione LNL), dimensioni $\sim 2'' \times 2''$;

Per questo motivo, in seguito, saranno elencati brevemente i risultati ottenuti con questi detector, riportando i grafici ricavati con i rispettivi parametri di acquisizione ottimali.

5.2.1 EJ-299-33 (2013)

Il modello di EJ-299-33, acquistato nel 2013, è il primo scintillatore organico plastico con capacità di discriminazione tra neutroni e raggi γ . È stato interessante caratterizzare questo rivelatore per vedere quanto si siano degradate le performance, durante alcuni anni di utilizzo. Da una prima analisi visiva (si veda Figura 5.9), comparandolo con lo scintillatore plastico acquistato nel 2015, ci si aspettano delle prestazioni peggiori, sia in termini di efficienza luminosa che di rivelazione.

In Figura 5.10 si riporta lo spettro calibrato ottenuto con ^{22}Na , alla tensione ottimale $\text{HV} = 1600 \text{ V}$, mentre in Tabella 5.5 si trovano i parametri ricavati dalla procedura di calibrazione. Confrontando questi risultati con quelli di Tabella 5.2, si osserva da subito il peggioramento della risoluzione del rivelatore rispetto all'EJ-309. Per quanto riguarda l'efficienza di scintillazione, saranno confrontati successivamente i vari risultati, ottenuti a parità di tensione di alimentazione del PMT (si veda la sezione 5.3).

I parametri ottimali di acquisizione del rivelatore, per ogni valore di HV, sono riportati in Tabella 5.6. Impostando il set ottimale di valori, quello con $\text{HV} = 1600 \text{ V}$, è stata ricavata la distribuzione bidimensionale degli eventi riportata in Figura 5.11, in cui si indica, con una linea nera, la spezzata attraverso la quale sono stati effettuati i conteggi di γ e neutroni veloci (con taglio superiore per $\text{PSD} = 0.72$). Infine, con la stessa procedura utilizzata per l'EJ-309,

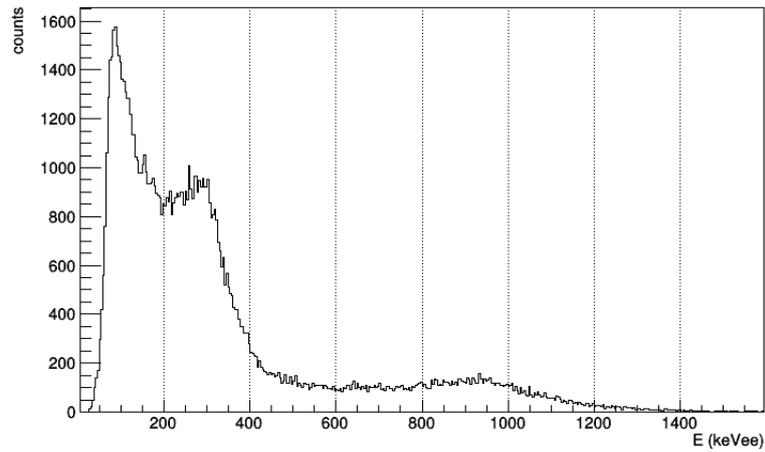


Figura 5.10: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con EJ-299-33 (2013), tensione HV = 1600 V, durante 10 minuti di acquisizione con sorgente di ^{22}Na , posta a 50 dal centro del detector.

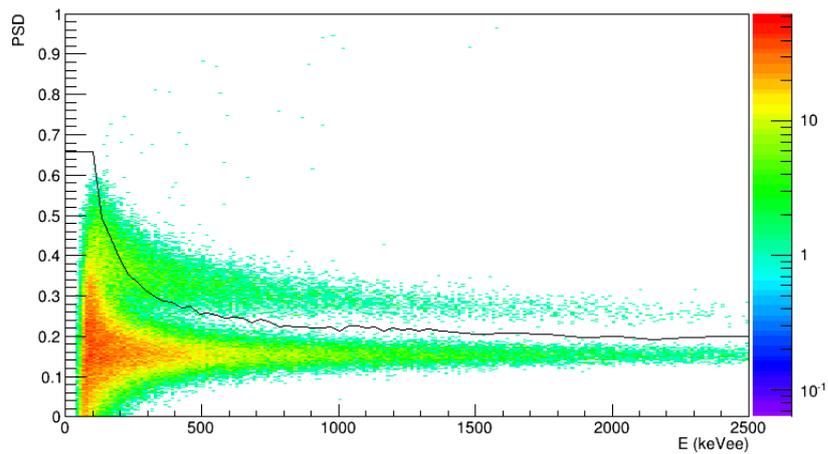


Figura 5.11: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 10 minuti, con EJ-299-33 (2013) e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

Tabella 5.5: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con EJ-299-33 (2013), alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q long)	q (keVee)
1300	270	49	939	121	0.2181	18.31
1400	281	45	945	107	0.1081	18.39
1500	281	45	939	119	0.0584	11.99
1600	270	46	930	107	0.0322	21.97
1700	289	36	939	104	0.0176	36.13

Tabella 5.6: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per l'EJ-299-33 (2013). Dati elaborati dalle misure di 10 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1300	34	160	0.734	—
1400	37	260	0.903	—
1500	36	330	1.113	5.30
1600	37	530	1.239	3.07
1700	38	730	1.354	1.70

sono stati ricavati i segnali medi per l'EJ-299-33 (2013), modificando opportunamente gli intervalli della PSD per la selezione degli eventi relativi a neutroni o ai raggi γ . In Figura 5.12 si possono osservare i segnali medi ottenuti con questo detector e le relative interpolazioni, di cui si riportano i risultati in Tabella 5.7.

5.2.2 EJ-299-33A (2015)

Un altro rivelatore, utilizzato durante questa tesi, è stato il modello di EJ-299-33A acquistato nel 2015, che, come anticipato nella sezione 2.8, rappresenta attualmente il miglior scintillatore plastico in commercio, in termini di capacità di discriminazione.

In Figura 5.13 si riporta lo spettro calibrato ottenuto con ^{22}Na , alla tensione ottimale HV = 1500 V, mentre in Tabella 5.8 si trovano i parametri ricavati dalla procedura di calibrazione. Si può notare immediatamente come la risoluzione sia vicina a quella ottenuta per l'EJ-299-33 (2013), quindi peggiore rispetto a quanto ricavato con l'EJ-309 (Tabella 5.2).

Tabella 5.7: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, ricavati con l'EJ-299-33 (2013), con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$79.2 \cdot 10^{18}$	0.1432	7.0
	$784 \cdot 10^3$	0.0307	33
	16.3	0.0016	$61 \cdot 10^1$
n veloci	$3.56 \cdot 10^{18}$	0.1325	7.5
	$168 \cdot 10^3$	0.0250	40
	34.1	0.0014	$72 \cdot 10^1$

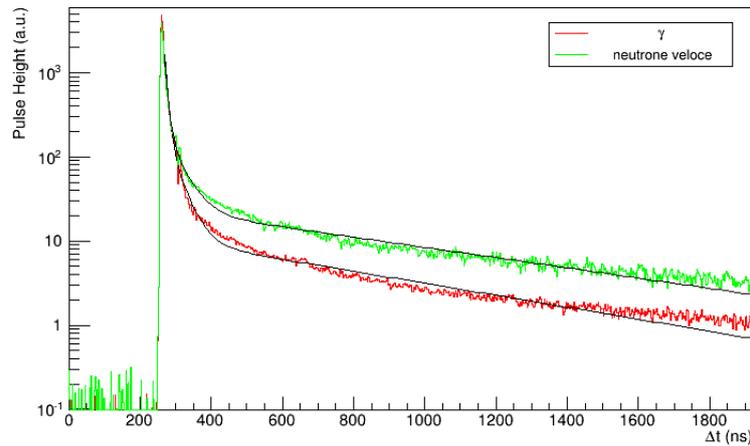


Figura 5.12: Segnali medi degli eventi di interazione di neutroni veloci e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$), ottenuti con l'EJ-299-33 (2013). Le linee nere sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

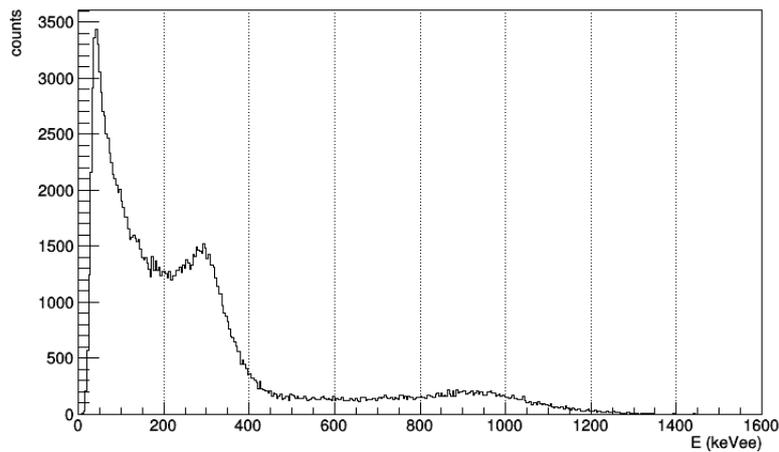


Figura 5.13: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con EJ-299-33A (2015), tensione HV = 1500 V, con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 dal centro del detector.

Tabella 5.8: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con EJ-299-33A (2015), alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q_{long})	q (keVee)
1300	285	40	939	112	0.1111	14.90
1400	275	43	904	121	0.0558	18.11
1500	281	42	943	107	0.0294	25.44
1600	262	48	943	107	0.0166	23.14
1700	281	40	912	99	0.0096	24.96

Tabella 5.9: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per l'EJ-299-33A (2015). Dati elaborati dalle misure di 15 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1300	36	180	1.156	10.6
1400	38	280	1.377	5.52
1500	37	440	1.548	2.83
1600	38	620	1.685	1.56
1700	38	810	1.753	0.88

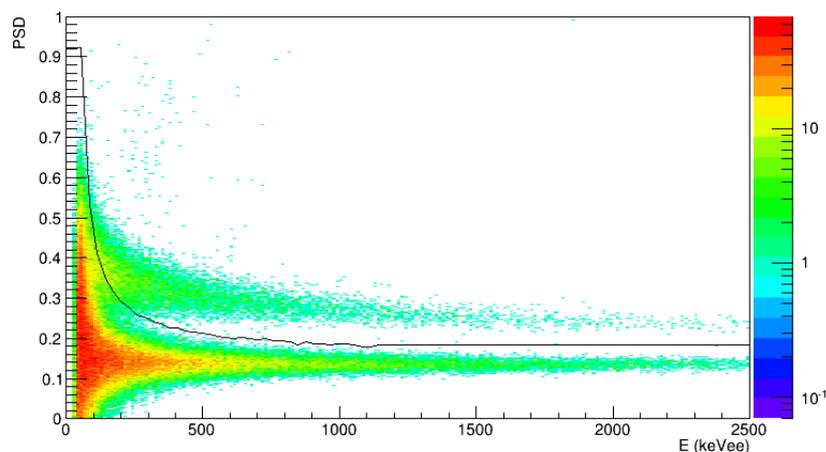


Figura 5.14: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con EJ-299-33A (2015) e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

I parametri ottimali di acquisizione, trovati con il rivelatore che utilizza l'EJ-299-33A (2015), sono riportati in Tabella 5.9. Con il set ottimale (HV = 1500 V) trovato tra questi, è stata ricavata la distribuzione bidimensionale degli eventi riportata in Figura 5.14, in cui si indica, con una linea nera, la spezzata attraverso la quale sono stati effettuati i conteggi di γ e neutroni veloci (con taglio superiore per PSD = 0.72). Infine, in Figura 5.15, si possono osservare i segnali medi, ottenuti con questo detector, e le relative interpolazioni, di cui si riportano i risultati in Tabella 5.10.

5.2.3 Detector assemblato: EJ-299-33A (2015) + EJ-420

Questo rivelatore è stato assemblato accoppiando direttamente l'EJ-420 al plastico EJ-299-33A (2015). In questo modo, si ottiene un unico strumento in grado di rivelare anche i neutroni lenti, oltre ai neutroni veloci e ai fotoni γ dei casi precedenti.

Lo spettro calibrato, ottenuto con ^{22}Na , alla tensione ottimale HV = 1500 V, è riportato in Figura 5.16. In Tabella 5.11 si trovano invece i parametri ricavati dalla procedura di calibrazione. Confrontando i coefficienti angolari, m , con quelli riportati in Tabella 5.8 (ottenuti alla stessa tensione HV = 1500 V), si può dedurre fin da ora che, nonostante l'aggiunta dell'EJ-420, l'uscita in luce è rimasta pressoché invariata. D'altra parte, si nota come la risoluzione, calcolata per il picco a 1062 keVee, tenda a peggiorare, rispetto all'EJ-299-33A (2015).

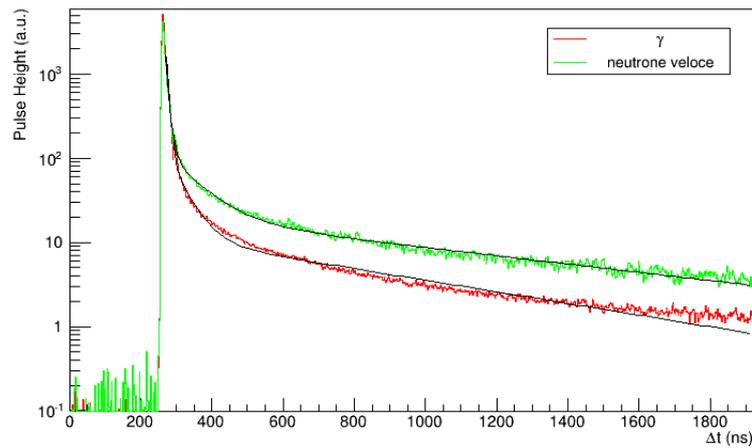


Figura 5.15: Segnali medi degli eventi di interazione di neutroni veloci e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$), ottenuti con l'EJ-299-33A (2015). Le linee nere sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

Tabella 5.10: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, ricavati con l'EJ-299-33A (2015), con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$435 \cdot 10^{18}$	0.1483	6.7
	$49.8 \cdot 10^3$	0.0225	44
	17.5	0.0016	$63 \cdot 10^1$
n veloci	$1.90 \cdot 10^{18}$	0.1290	7.8
	$2.93 \cdot 10^3$	0.0124	81
	27.0	0.0011	$89 \cdot 10^1$

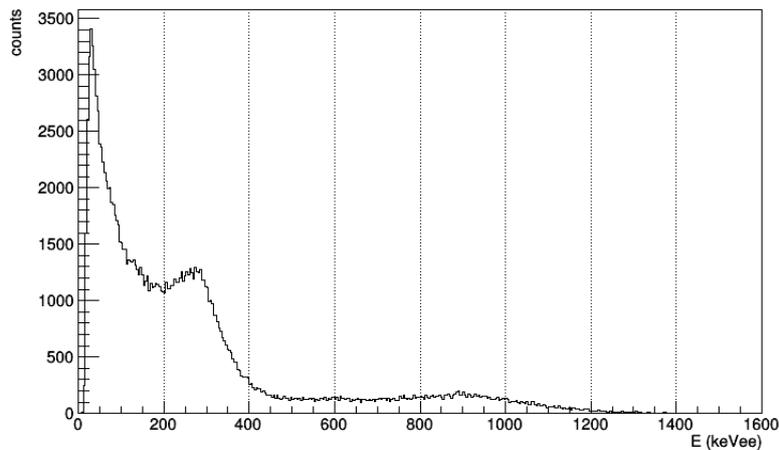


Figura 5.16: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con EJ-299-33A (2015), assemblato con EJ-420, tensione HV = 1500 V, con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 dal centro del detector.

Tabella 5.11: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con EJ-299-33A (2015), assemblato con EJ-420, alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q long)	q (keVee)
1300	285	41	920	136	0.1181	-2.00
1400	285	40	939	107	0.0581	17.49
1500	285	35	920	119	0.0310	15.38
1600	281	42	955	97	0.0165	45.41
1700	285	40	881	124	0.0104	8.58

Tabella 5.12: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per l'EJ-299-33A (2015), assemblato con l'EJ-420. Dati elaborati dalle misure di 15 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1300	36	190	1.117	11.8
1400	37	280	1.328	5.71
1500	37	410	1.506	2.93
1600	38	590	1.588	1.57
1700	38	830	1.676	0.76

Si riportano in Tabella 5.12 i parametri ottimali di acquisizione, trovati con questo detector. In Figura 5.17 e 5.18, si può osservare la distribuzione bidimensionale degli eventi ricavata con il set ottimale (HV = 1500 V) dei parametri di acquisizione. La linea rossa rappresenta la spezzata, attraverso la quale sono stati effettuati i conteggi di γ e neutroni veloci, mentre gli eventi con PSD > 0.74, vengono contati come segnali dovuti all'interazione dei neutroni termici.

Infine, in Figura 5.19, si riportano i segnali medi, ottenuti con questo detector, e le relative interpolazioni, di cui si riportano i risultati in Tabella 5.13. Nel caso dei neutroni lenti, quello che si osserva è un segnale che decade molto più lentamente ($\sim \mu\text{s}$), paragonato a quelli prodotti all'interno dello scintillatore plastico, da parte di neutroni veloci e γ . Esso è infatti generato dall'interazione di α e ^3H , prodotti nella reazione di cattura dei neutroni lenti

Tabella 5.13: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, ricavati con l'EJ-299-33A (2015), assemblato con l'EJ-420, con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$. Nel caso del segnale indotto dalla cattura di un neutrone lento, la funzione utilizzata è stata definita come somma di due esponenziali.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$240 \cdot 10^{18}$	0.1463	6.8
	$22.2 \cdot 10^3$	0.0201	50
	15.7	0.0015	$65 \cdot 10^1$
n veloci	$1.42 \cdot 10^{18}$	0.1280	7.8
	$2.03 \cdot 10^3$	0.0114	88
	24.6	0.0011	$91 \cdot 10^1$
n lenti	$6.36 \cdot 10^3$	0.0127	79
	83.1	0.0006	$154 \cdot 10^1$

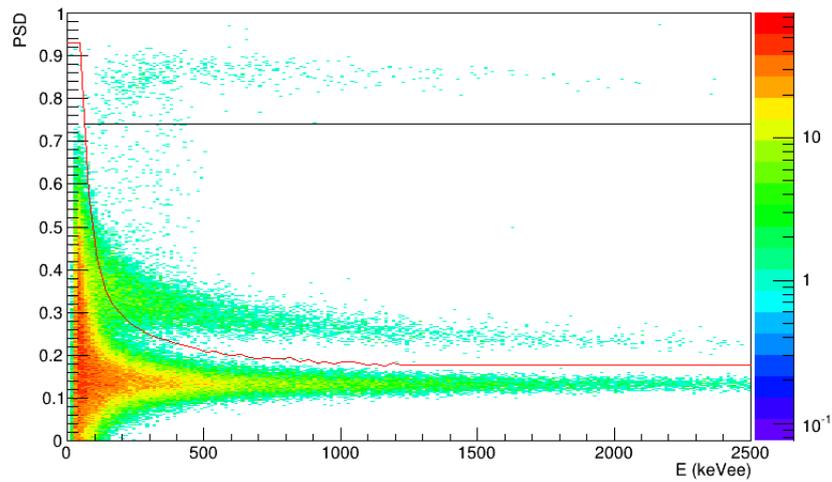


Figura 5.17: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con EJ-299-33A (2015), assemblato con EJ-420, e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

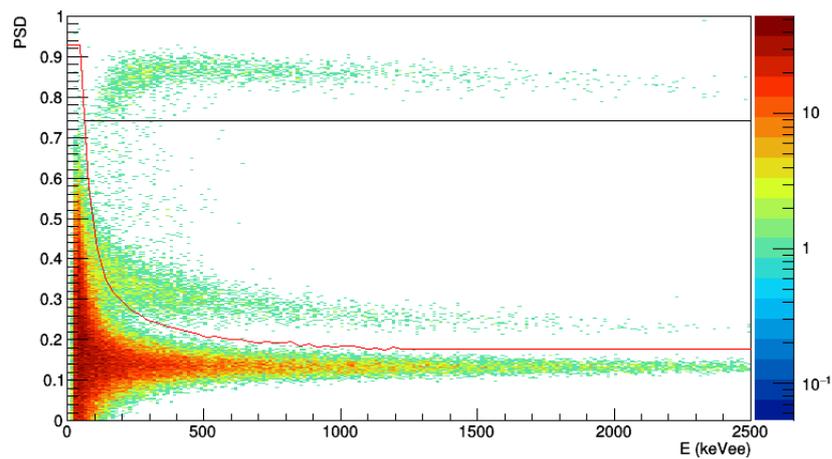


Figura 5.18: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con EJ-299-33A (2015), assemblato con EJ-420, e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector. Si nota il maggior numero di neutroni termici, rispetto a quanto riportato in Figura 5.17, dovuto alla presenza di 6 cm di polietilene tra sorgente e rivelatore.

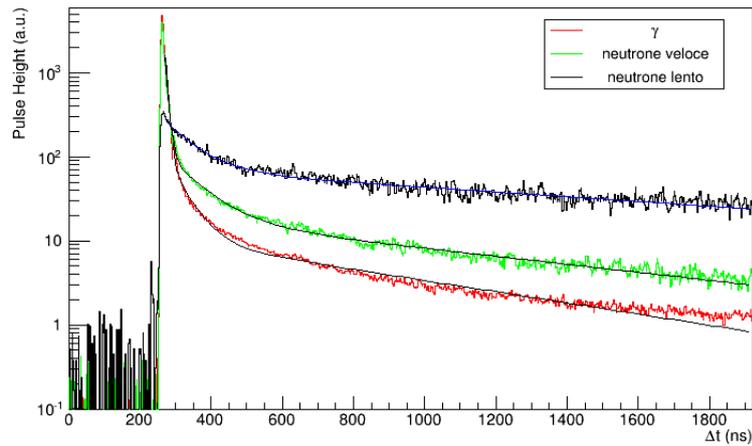


Figura 5.19: Segnali medi degli eventi di interazione di neutroni veloci, neutroni lenti e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$), ottenuti con l'EJ-299-33A (2015) accoppiato all'EJ-420. Le linee sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

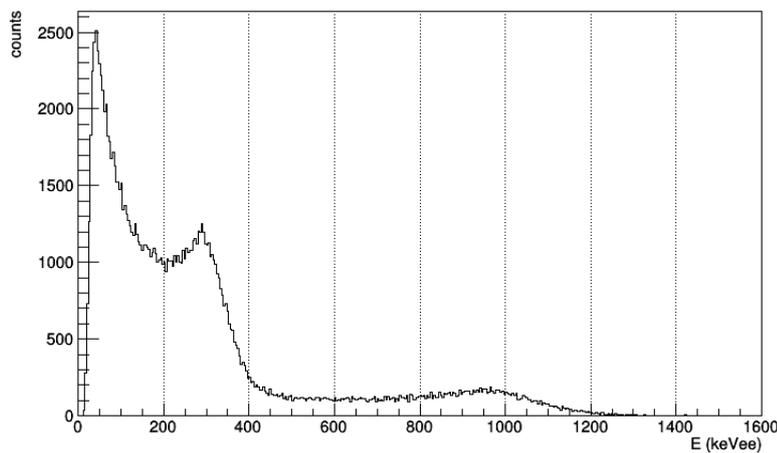


Figura 5.20: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco contenente LiF e ZnS, tensione HV = 1600 V, con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 dal centro del detector.

su ^6Li , all'interno dello scintillatore inorganico ZnS, presente nell'EJ-420.

5.2.4 Detector assemblato: EJ-299-33A (2015) + disco con LiF e ZnS(Ag)

Questo rivelatore è stato assemblato accoppiando il plastico EJ-299-33A (2015) con il disco contenente LiF e ZnS(Ag) (descritto al paragrafo 4.1), allo scopo di rivelare anche i neutroni lenti, con la stessa procedura utilizzata nel caso precedente.

In Figura 5.20 si riporta lo spettro calibrato, ottenuto con ^{22}Na , alla tensione ottimale HV = 1600 V, per questo detector. In Tabella 5.14 si trovano i parametri ricavati dalla procedura di calibrazione.

Si riportano in Tabella 5.15 i parametri ottimali di acquisizione, ricavati per questo detector. È importante notare a questo punto che la capacità di discriminazione, osservata per questo rivelatore, è decisamente peggiorata rispetto al caso del EJ-299-33A (2015), a

Tabella 5.14: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco contenente LiF e ZnS(Ag), alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q_{long})	q (keVee)
1300	299	32	918	100	0.1860	-10.74
1400	277	41	941	90	0.0926	16.46
1500	289	35	898	105	0.0496	9.77
1600	273	40	957	97	0.0278	17.09
1700	299	32	969	88	0.0164	-2.64

Tabella 5.15: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per l'EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco contenete LiF e ZnS(Ag). Dati elaborati dalle misure di 15 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1300	35	170	0.840	22.9
1400	35	260	1.020	9.80
1500	37	340	1.200	5.24
1600	37	580	1.318	2.74
1700	38	850	1.482	0.16

differenza del caso precedente (si confrontino i valori di FoM , al variare di HV, riportati in Tabella 5.9, 5.12 e 5.15).

In Figura 5.21 e 5.22, si riporta la distribuzione bidimensionale degli eventi ricavata con il set ottimale (HV = 1600 V) dei parametri di acquisizione. La linea rossa rappresenta la spezzata, attraverso la quale sono stati effettuati i conteggi di γ e neutroni veloci, mentre gli eventi con PSD > 0.72, vengono contati come segnali dovuti all'interazione dei neutroni termici.

Infine, in Figura 5.23, si riportano i segnali medi, ottenuti con questo detector, con le relative interpolazioni, di cui si riportano i risultati in Tabella 5.16. Si può notare come le componenti lente di decadimento del segnale per neutroni e raggi gamma siano simili per i tre rivelatori che fanno uso dell'EJ-299-33A. A dimostrazione che l'aggiunta del disco non modifica le proprietà dell'EJ299-33A, se non per l'uscita di luce.

5.2.5 PSS100PPO6

L'ultimo prototipo analizzato è stato lo scintillatore organico, a base siliconica, che indichiamo con PSS100PPO6, già descritto al paragrafo 4.1.

In Figura 5.24 si riporta lo spettro calibrato, ottenuto con ^{22}Na , alla tensione ottimale HV = 1600 V, per questo detector. In Tabella 5.17 si trovano invece i parametri ricavati dalla procedura di calibrazione. Da questi risultati, si nota fin da subito il peggioramento della risoluzione del rivelatore, calcolata nel picco a 1062 keVee del ^{22}Na , rispetto a quanto ottenuto nei precedenti casi.

In Tabella 5.18 Si riportano i parametri ottimali di acquisizione, ricavati per questo detector. Dal confronto di questi dati con quelli riportati in Tabella 5.6, si verifica che il campione

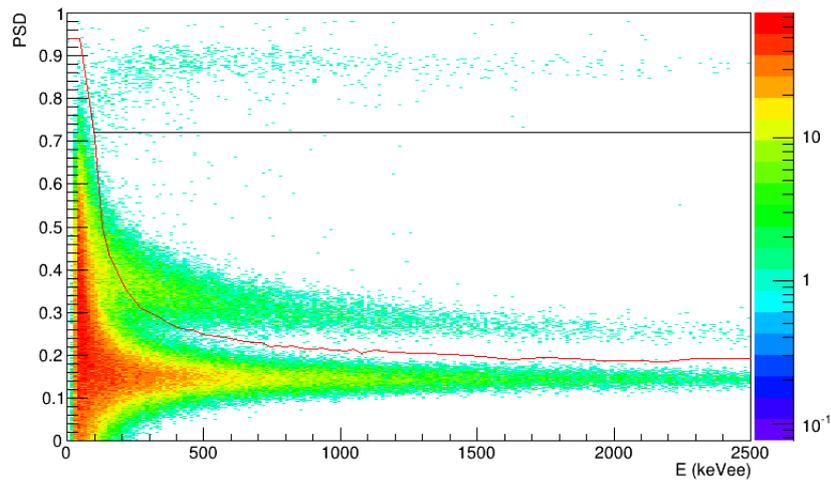


Figura 5.21: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco contenente LiF e ZnS(Ag), e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

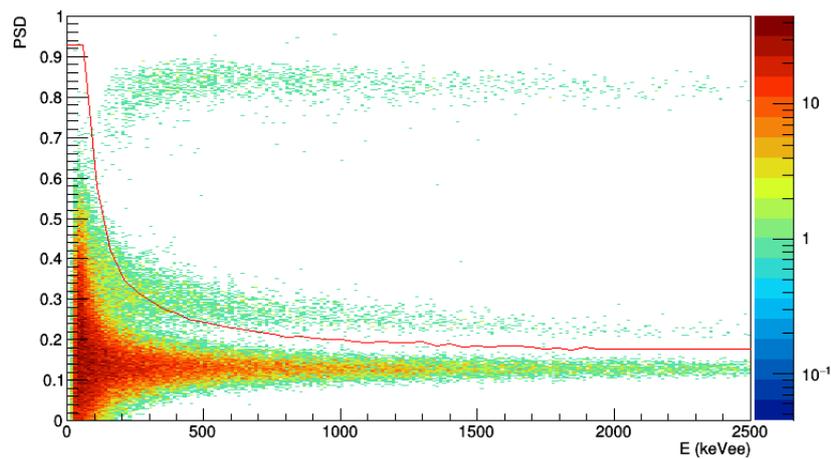


Figura 5.22: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco contenente LiF e ZnS(Ag), e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector. Si nota il maggior numero di neutroni termici, rispetto a quanto riportato in Figura 5.21, dovuto alla presenza di 6 cm di polietilene tra sorgente e rivelatore.

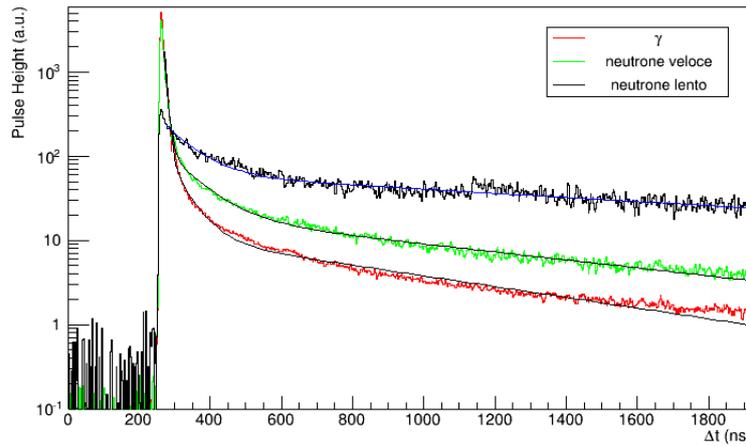


Figura 5.23: Segnali medi degli eventi di interazione di neutroni veloci, neutroni lenti e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$), ottenuti con l'EJ-299-33A (2015) accoppiato con il disco contenete LiF e ZnS(Ag). Le linee sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

Tabella 5.16: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, ricavati con l'EJ-299-33A (2015), assemblato con il disco di LiF, con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$. Nel caso del segnale indotto dalla cattura di un neutrone lento, la funzione utilizzata è stata definita come somma di due esponenziali.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$37.3 \cdot 10^{18}$	0.1389	7.2
	$18.9 \cdot 10^3$	0.0194	52
	16.5	0.0015	$68 \cdot 10^1$
n veloci	$43.6 \cdot 10^{18}$	0.1234	8.1
	$2.29 \cdot 10^3$	0.0115	87
	26.9	0.0011	$92 \cdot 10^1$
n lenti	$5.31 \cdot 10^3$	0.0123	81
	70.9	0.0006	$179 \cdot 10^1$

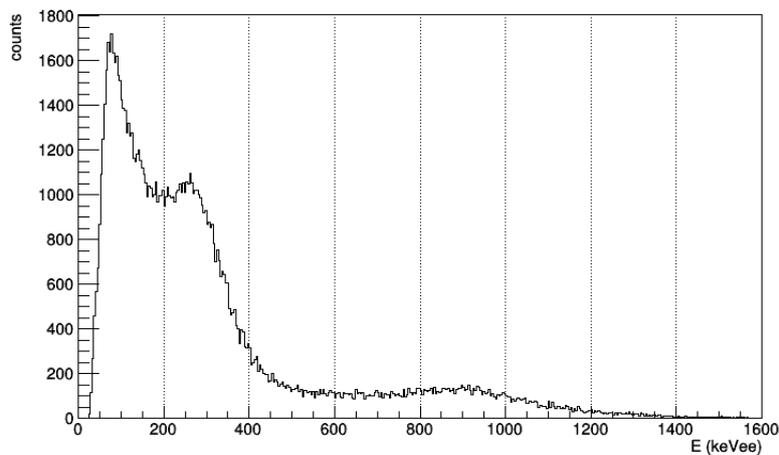


Figura 5.24: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con il campione di PSS100PPO6, tensione HV = 1600 V, con sorgente di ^{22}Na , posta a 30 dal centro del detector.

Tabella 5.17: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con il campione di PSS100PPO6, alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ q_{long})	q (keVee)
1400	268	55	889	146	0.1516	15.26
1500	285	41	939	136	0.0799	-1.10
1600	275	45	887	142	0.0459	16.75
1700	273	48	891	140	0.0274	20.95
1800	277	47	939	136	0.0162	45.61

Tabella 5.18: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per il campione di PSS100PPO6. Dati elaborati dalle misure di 15 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal centro del detector.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1400	39	190	0.690	—
1500	44	210	0.743	13.3
1600	42	330	0.804	6.96
1700	43	400	0.804	4.05
1800	42	520	0.839	2.00

di PSS100PPO6 risulta il peggiore, tra i diversi materiali analizzati, dal punto di vista della capacità di discriminazione. Infatti, a parità di tensione HV, si sono ottenuti valori della *FoM* inferiori a quelli ricavati con l'EJ-299 (2013). Questo è dovuto alla scarsa efficienza luminosa del materiale, che, come si osserva in Figura 4.5, risulta più opaco degli altri scintillatori analizzati.

In Figura 5.25, si riporta la distribuzione bidimensionale degli eventi ricavata con il set ottimale (HV = 1700 V) dei parametri di acquisizione. La linea nera raffigura la spezzata attraverso la quale sono stati effettuati i conteggi di γ e neutroni veloci (con taglio superiore per PSD = 0.72).

Infine, in Figura 5.26, si riportano i segnali medi, ottenuti con questo detector, con le relative interpolazioni, di cui si riportano i risultati in Tabella 5.19. Osservando i segnali in Figura 5.26 e i valori riportati in Tabella 5.19, si nota la minor durata temporale dell'impulso luminoso, comparato con quelli generati nei precedenti scintillatori. In particolare, il minor

Tabella 5.19: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, ricavati con il campione di PSS100PPO6, con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns $^{-1}$)	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$14.1 \cdot 10^{12}$	0.0839	12
	$18.0 \cdot 10^3$	0.0202	50
	360	0.0079	126
n veloci	$2.64 \cdot 10^{12}$	0.0786	13
	$7.17 \cdot 10^3$	0.0158	63
	438	0.0065	$15 \cdot 10^1$

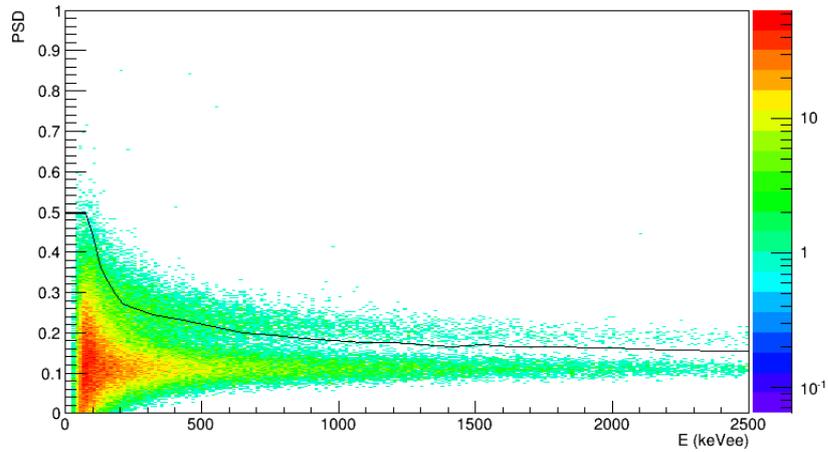


Figura 5.25: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione di 15 minuti, con il campione di PSS100PPO6, e sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 cm dal centro del detector.

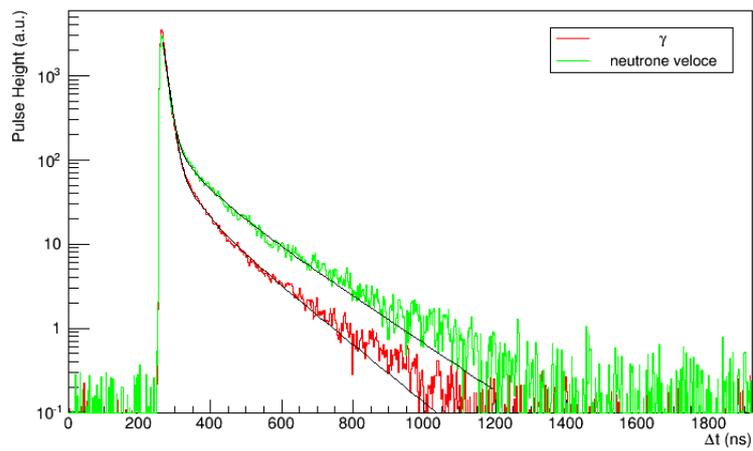


Figura 5.26: Segnali medi degli eventi di interazione di neutroni veloci e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$), ottenuti con il campione di PSS100PPO6. Le linee sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

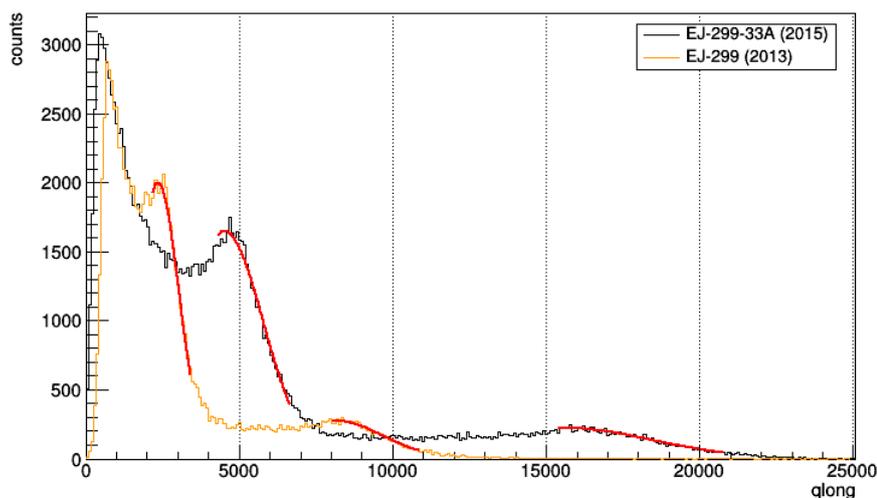


Figura 5.27: Spettri energetici ottenuti con EJ-299 (2013) ed EJ-299-33A (2015), alla tensione $HV = 1400$ V, con sorgente di ^{22}Na . Le linee in rosso rappresentano il fit con una funzione gaussiana, per la ricerca della posizione dei picchi Compton.

contributo delle componenti meno rapide potrebbe essere la causa della minore capacità di discriminazione di questo materiale.

5.3 Confronto dei rivelatori

In questa sezione saranno confrontate le performance dei rivelatori analizzati, per quanto riguarda l'efficienza luminosa, l'efficienza di rivelazione e le capacità di discriminazione. In particolare, sono stati confrontati i risultati ottenuti a parità di tensione di alimentazione del PMT, per capire le caratteristiche effettive dei vari detector. La tensione scelta come riferimento è $HV = 1400$ V, cioè la minore tra le tensioni di acquisizione ottimali, quella relativa allo scintillatore EJ-309. In seguito, una volta osservato che le prestazioni dei rivelatori migliorano all'aumentare di HV (compatibilmente con i limiti del PMT), sono state comparate le efficienze di rivelazione e la capacità di discriminazione a parametri ottimali, per confrontare, in questo caso, le migliori performance ottenibili, con l'apparato di misura utilizzato in questa esperienza.

5.3.1 Efficienza luminosa

Per comparare l'uscita di luce dei diversi detector, sono state eseguite delle misure, alla tensione $HV = 1400$ V, in presenza di una sorgente γ di ^{137}Cs , il cui decadimento β^- , nello stato eccitato del ^{137}Ba , causa l'emissione di un fotone da 662 keV (*Compton edge* corrispondente a 478 keV). Dopo aver verificato la minor resa luminosa dell'EJ-299 (2013) rispetto all'EJ-299-33A (2015) (si veda Figura 5.27), sono stati riportati in un unico grafico (Figura 5.28), gli spettri misurati con la sorgente di ^{137}Cs ed espressi in *qlong*, con i seguenti scintillatori: EJ-309, EJ-299-33A (2015), EJ-299-33A (2015) + EJ420, l'EJ-299-33A (2015) + disco e PSS100PPO6. Eseguendo dei fit gaussiani nella regione del *Compton edge*, sono state ricavate

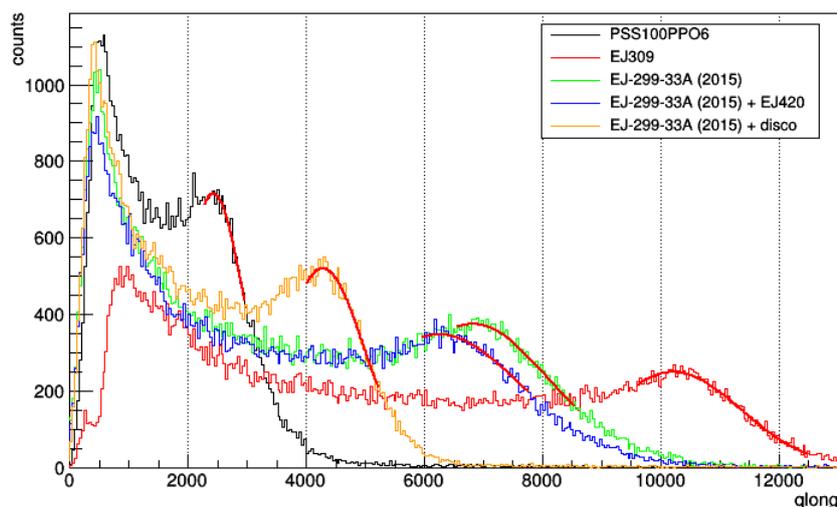


Figura 5.28: Spettri energetici ottenuti alla tensione $HV = 1400$ V, con sorgente di ^{137}Cs . Le linee in rosso rappresentano il fit con una funzione gaussiana, per la ricerca della posizione dei picchi Compton.

Tabella 5.20: Risultati della procedura impiegata nel calcolo dell'efficienza luminosa dei diversi detector.

detector	L_{478} (%)
EJ-309	100
EJ-299 (2013)	34.9
EJ-299-33A (2015)	66.7
EJ-299-33A (2015) + EJ420	61.2
EJ-299-33A (2015) + disco	42.0
PSS100PPO6	23.8

le posizioni dei picchi Compton. I risultati ottenuti sono riportati in Tabella 5.20. L'efficienza luminosa relativa percentuale, L , è stata calcolata come il rapporto tra la posizione del picco, ricavata per un dato rivelatore, e quella ottenuta per l'EJ-309. Nel caso dell'EJ-299 (2013), L è stata calcolata come rapporto tra le posizioni dei picchi Compton del ^{22}Na , trovate con questo rivelatore, e quelle ottenute con l'EJ-299-33A (2015). I risultati di questa operazione sono stati moltiplicati per L dell'EJ-299-33A (2015), al fine di ottenere l'efficienza percentuale dell'EJ-299 (2013) in funzione della luce emessa dall'EJ-309. Come ci si poteva aspettare, il campione di PSS100PPO6, data al sua opacità, presenta la minore efficienza luminosa tra tutti i campioni analizzati, seguito dall'EJ-299 (2013), che nel processo di invecchiamento (si veda Figura 5.9) ha ridotto la resa luminosa. Meno prevedibile è invece il visibile peggioramento riscontrato nel caso dell'EJ-299-33A (2015) con disco. Questo è dovuto probabilmente ad un peggiore accoppiamento ottico tra il disco e lo scintillatore plastico, nel quale la luce di scintillazione, proveniente dall'EJ-299-33A (2015) (date le dimensioni dei componenti, i raggi γ interagiscono prevalentemente nel plastico), viene assorbita dal disco o comunque dispersa attraverso questa giunzione. Tale problema sembra verificarsi solo in minima parte nel caso dell'EJ-420, in quanto l'efficienza luminosa è solamente di qualche punto percentuale inferiore

Tabella 5.21: Efficienze di rivelazione dei diversi detector, alla tensione $HV = 1400$ V, per energie comprese tra 150 e 2550 keVee. Con R_v e R_l si indicano rispettivamente le efficienze relative percentuali di neutroni veloci e neutroni lenti, calcolate rispetto all'EJ-309, nel primo caso, e al rivelatore con EJ-420, nel secondo.

detector	PSD _{thr}	n _{veloci}	n _{lenti}	R_v (%)	R_l (%)
EJ-309	0.60	40 185	-	100	-
EJ-299 (2013)	0.72	9 450	-	24	-
EJ-299-33A (2015)	0.72	24 863	-	62	-
EJ-299-33A (2015) + EJ420	0.74	21 628	570	54	100
EJ-299-33A (2015) + disco	0.72	12 324	561	31	98
PSS100PPO6	0.72	4 549	-	11	-

a quelle ottenuta con l'EJ-299-33A (2015). Probabilmente, il motivo di quanto osservato è la presenza, nel caso dell'EJ-420 (si veda Figura 2.18), della componente plastica di supporto, caratterizzata da un indice di rifrazione adeguato, tale da limitare la perdita di luce proveniente dallo scintillatore plastico con cui è accoppiata. In futuro, saranno condotte ulteriori prove e ricerche con il disco per verificare tale ipotesi.

5.3.2 Efficienza di rivelazione

Dopo aver calcolato le efficienze luminose, si è proceduto con l'effettuare i conteggi dei neutroni veloci, lenti e dei raggi γ , secondo la procedura introdotta precedentemente: gli eventi che, nel grafico PSD-energia, sono distribuiti al di sotto della linea spezzata, vengono contati come γ , mentre quelli al di sopra, se possiedono PSD inferiore ad una certa soglia (PSD_{thr}), sono identificati come neutroni veloci, sopra tale soglia, invece, sono stati scartati, oppure, contati come neutroni lenti, nel caso dello scintillatore plastico con EJ-420 e con disco. Inoltre, al fine di comparare i risultati ottenuti ed eliminare la regione in cui sono presenti gli eventi saturati, sono stati considerati solo i segnali con energia compresa tra 150 e 2500 keVee.

In Tabella 5.21 sono riportati i risultati ottenuti dai conteggi dei neutroni, a parità di tensione di alimentazione del PMT ($HV = 1400$ V), durante le misure di 15 minuti, con la sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 dal centro dei rivelatori. Da questi risultati, confrontati con le efficienze luminose in Tabella 5.20, si evince la correlazione tra il calo dell'efficienza di rivelazione dei neutroni veloci e la riduzione dell'efficienza luminosa. Questo è dovuto al fatto che il calo della resa di luce sposta la distribuzione dei neutroni, nel piano PSD-energia, a più basse energie, nella regione in cui le due popolazioni, relative ai raggi γ e ai neutroni, iniziano a mescolarsi.

Per quanto riguarda i neutroni lenti, si nota che il rivelatore con EJ-420 possiede delle performance simili rispetto al caso con disco. Infatti, entrambi possiedono un'efficienza di rivelazione per neutroni lenti comparabile (efficienza assoluta con EJ-420 pari al 55%, fornita dal costruttore), ma nel primo caso è possibile mantenere una resa di luce prossima a quella del singolo EJ-299-33A (2015) (calo dell'8%), mentre nel caso del disco risulta ridotta del 37%. Da quanto osservato finora, si deduce di conseguenza che, molto probabilmente, i segnali di neutroni veloci e raggi γ , prodotti all'interno del plastico EJ-299-33A (2015), siano attenuati, in seguito alla dispersione della luce di scintillazione dal lato dell'accoppiamento tra plastico

Tabella 5.22: Efficienze di rivelazione dei detector, per energie comprese tra 150 e 2550 keVee, ricavate dalle misure da 15 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 30 cm dal rivelatore. Con R_v e R_l si indicano rispettivamente le efficienze relative percentuali di neutroni veloci e neutroni lenti, calcolate rispetto all'EJ-309, nel primo caso, e al rivelatore con EJ-420, per quanto riguarda i neutroni lenti.

detector	HV (V)	n_{veloci}	n_{lenti}	R_v (%)	R_l (%)
EJ-309	1400	40 185	–	100	–
EJ-299 (2013)	1600	20 235	–	50	–
EJ-299-33A (2015)	1500	31 226	–	78	–
EJ-299-33A (2015) + EJ420	1500	26 995	814	67	100
EJ-299-33A (2015) + disco	1600	20 149	855	50	105
PSS100PPO6	1700	15 814	–	39	–

e disco. Inoltre, si nota che la luce media, emessa dopo la cattura dei neutroni lenti nel disco, viene trasmessa attraverso la giunzione disco-plastico, rimanendo pressoché invariata.

Una volta ricavata l'efficienza di rivelazione intrinseca dei detector (con HV = 1400 V), sono stati ricavati i conteggi dalle misure di 15 minuti, con la sorgente di ^{252}Cf , posta a 30 dal centro dei rivelatori ed eseguite a parametri di acquisizione ottimali, al fine di confrontare i migliori risultati ottenibili con il setup sperimentale a disposizione. La procedura adottata è stata la stessa descritta precedentemente. I risultati sono riportati in Tabella 5.22. Ciò che si osserva, confrontando questi risultati con quelli in Tabella 5.21, è la riduzione dei divari tra le efficienze di rivelazione, come conseguenza dell'aumento della tensione HV, il quale permette di compensare la minore produzione di luce (o una sua eventuale perdita) nei rivelatori caratterizzati dalle efficienze luminose più basse.

5.3.3 Capacità di discriminazione

Per confrontare le capacità dei detector nel discriminare neutroni veloci e raggi γ , è stata divisa la distribuzione degli eventi, nel piano PSD-energia, ottenuta a parametri ottimali per ogni rivelatore, in diversi intervalli energetici e per ognuno di essi è stata calcolata la FoM . I valori ottenuti, associati al valore medio del relativo intervallo, sono stati riportati nel grafico, visibile in Figura 5.29. Da quanto si può osservare in questo grafico, risulta ulteriormente verificata la migliore performance dello scintillatore liquido EJ-309. Si può notare anche il miglioramento delle prestazioni, in media del 27%, dell'EJ-299-33A (2015) rispetto all'EJ-299-33 (2013), i cui difetti sono stati risolti dall'azienda produttrice, con lo sviluppo dell'ultimo modello commerciale. Inoltre, si vede che l'EJ-420 e il disco, una volta accoppiati al plastico, hanno causato, in media, una perdita di capacità di discriminazione del 3% e del 15%, rispettivamente. Infine, risulta evidente che lo scintillatore a base siliconica, nonostante consenta di impiegare la tecnica della PSD e possieda ottime proprietà meccaniche, rimane ancora molto meno performante del plastico.

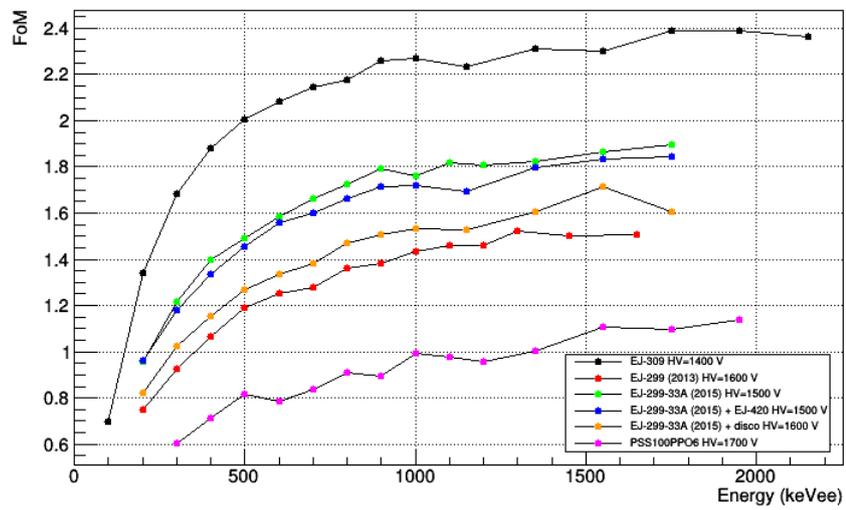


Figura 5.29: FoM in funzione dell'energia. I risultati sono stati ricavati dalle misure eseguite con parametri ottimali.

Capitolo 6

Rivelatore $3'' \times 3''$

Dai precedenti risultati, si è osservato che, tra gli scintillatori analizzati, quello composto dal plastico EJ-299-33A, unito all'EJ-420, potrebbe essere un valido sostituto dei tubi ad ^3He e degli scintillatori liquidi. In vista di una sua applicazione in ambito ambientale, caratterizzata da bassi *rate* di acquisizione (dell'ordine di qualche decina di Hz), sarebbe utile avere a disposizione un detector con la più alta efficienza di rivelazione possibile. Per questo motivo, è stato analizzato un rivelatore di dimensioni maggiori, assemblato come nei casi precedenti, a partire da un disco di EJ-420, dal diametro di $3''$ e alto $0.25''$, unito ad un cilindro di EJ-299-33A, di dimensioni pari a $3''$ in diametro e in altezza, a sua volta accoppiato ad un PMT HAMAMATSU H6559.

In questo capitolo, saranno esposte le caratteristiche di questo detector, analizzate con la stessa procedura introdotta per l'EJ-309, nella sezione 5.1. Infine, saranno confrontati i risultati con quelli ottenuti mediante la stessa configurazione, di dimensioni minori (indicata precedentemente come EJ-299-33A (2015) + EJ-420), e con quanto osservato mediante una sonda commerciale per neutroni ad ^3He .

6.1 Caratterizzazione

6.1.1 Guadagno e calibrazione

Per prima cosa, si riportano i risultati inerenti al guadagno (G), in funzione della tensione di alimentazione del PMT (HV), e quelli ottenuti dalla procedura di calibrazione del detector. A tale fine, sono state effettuate delle misure con sorgente di ^{22}Na , per le tensioni HV = 1400, 1500, 1600, 1700 e 1800 V. Sugli spettri Compton così ottenuti (espressi in *qlong*), rappresentati in Figura 6.1, sono stati eseguiti dei fit gaussiani (come descritto nella sezione 5.1.1), che hanno consentito di ricavare, per ogni tensione HV, le posizioni dei picchi corrispondenti al *Compton edge* a 340 e 1062 keV del ^{22}Na (x_{340} e x_{1062} , rispettivamente). In seguito, sono stati calcolati i guadagni relativi, in funzione di HV, come rapporto tra la posizione di un picco e quella del suo corrispondente ad HV = 1400 V. In Tabella 6.1 si riportano i risultati ottenuti.

Come per l'EJ-309, la curva del guadagno in funzione della tensione (ponendo $G = 1$ per HV = 1400) è stata riportata in un grafico (Figura 6.2), da cui si nota l'andamento atteso

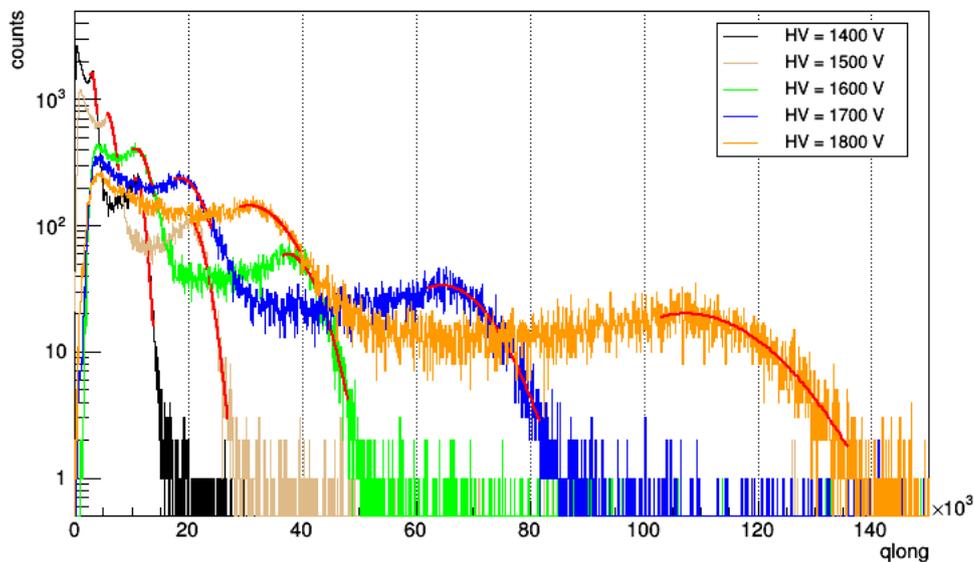


Figura 6.1: Spettri energetici ottenuti con il rivelatore da $3''$, al variare della tensione di alimentazione del PMT, con sorgente di ^{22}Na . Le linee in rosso rappresentano il fit con una funzione gaussiana, per la ricerca della posizione dei picchi Compton.

Tabella 6.1: Risultati della procedura impiegata nel calcolo del guadagno del rivelatore da $3''$. Con i pedici $_{340}$ e $_{1062}$ si indicano, rispettivamente, i risultati per il picco Compton a 340 keV e per quello a 1062 keV.

HV (V)	x_{340} (qlong)	x_{1062} (qlong)	G_{340}	G_{1062}
1400	3087	10774	1	1
1500	5599	19539	1.81	1.81
1600	10759	37413	3.49	3.47
1700	18581	64537	6.02	5.99
1800	30615	107321	9.92	9.96

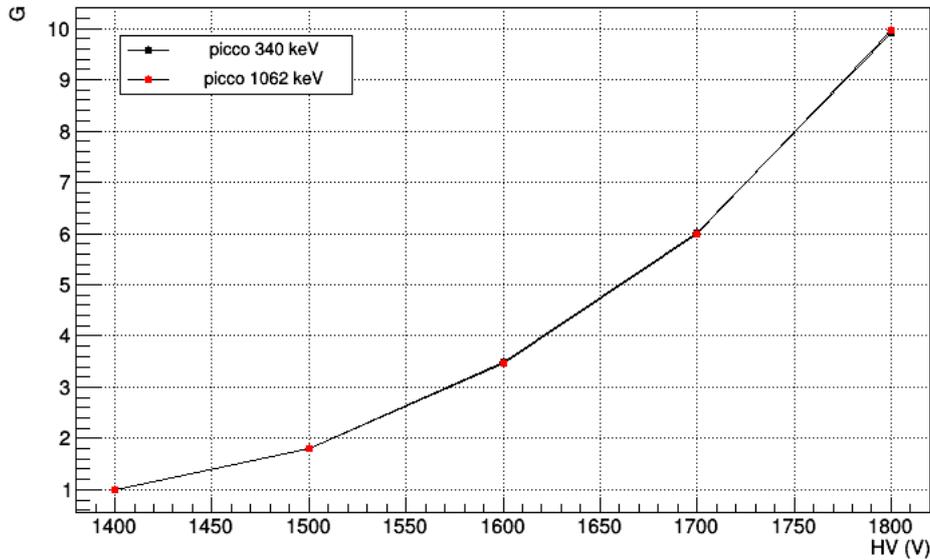


Figura 6.2: Curva del guadagno ricavata dai picchi Compton, osservati con il rivelatore assemblato da 3'', in presenza di una sorgente di ^{22}Na . Il guadagno è stato normalizzato rispetto ai risultati ottenuti alla tensione inferiore, pari a 1400 V.

Tabella 6.2: Parametri di calibrazione ricavati dallo spettro del ^{22}Na , con il detector da 3'', alle diverse tensioni di misura.

HV (V)	$E_{p,340}$ (keVee)	σ_{340} (keVee)	$E_{p,1062}$ (keVee)	σ_{1062} (keVee)	m (keVee/ $qlong$)	q (keVee)
1400	256	56	969	88	0.0870	21.94
1500	266	46	957	86	0.0466	15.29
1600	262	46	922	99	0.0248	14.16
1700	262	46	957	88	0.0148	4.76
1800	277	40	961	78	0.0088	16.50

di una legge di potenza. In particolare, è stata verificata l'equazione (5.1.1), interpolando i logaritmi naturali di G e HV, con una retta del tipo $\ln(G) = N [\ln(\text{HV}) - \ln(1300)]$. Da questo fit lineare, è stata verificata tale legge, ottenendo $N = 9$, che equivale ad un PMT con 9 stadi di uguale amplificazione.

Infine, mediante la procedura di calibrazione, descritta nella sezione 4.3.1, sono stati ricavati la risoluzione del detector, sia a 340 che a 1062 keV (σ_{340} e σ_{1062}), l'energia del picco Compton, E_p , che per effetto della risoluzione finita del detector risulta inferiore al valore nominale, e i coefficienti di calibrazione (m e q), con i quali si converte l'integrale del segnale, $qlong$, in energia, E , espressa in keVee ($E = m \cdot qlong + q$). I risultati ottenuti, fissando per ogni tensione il corrispondente *long gate* ottimale, sono riportati in Tabella 6.2, mentre in Figura 6.3 si riporta un esempio di spettro calibrato, ottenuto con la sorgente di ^{22}Na alla tensione ottimale HV = 1700 V.

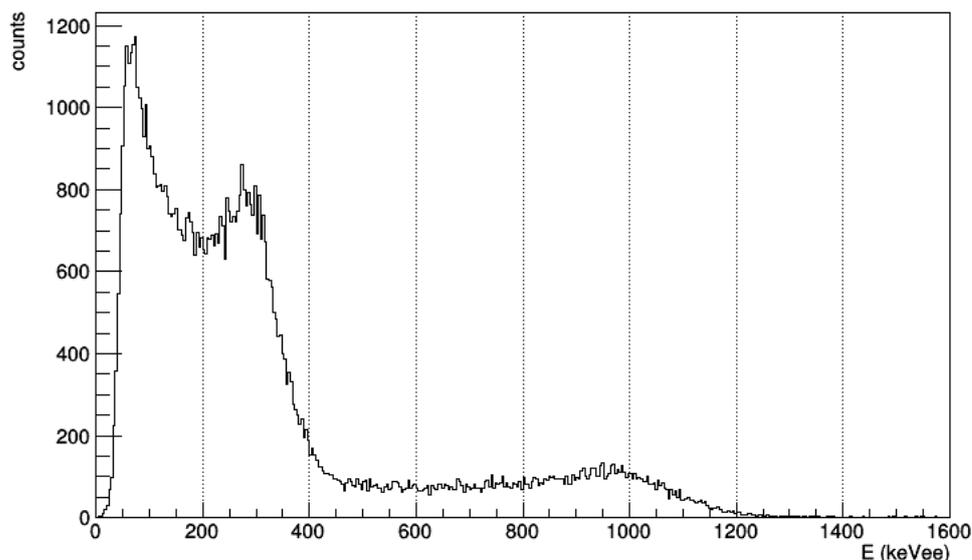


Figura 6.3: Spettro calibrato in energia (keVee) ottenuto con il detector da $3''$, tensione HV = 1700 V, con sorgente di ^{22}Na .

Tabella 6.3: Parametri di acquisizione ottimali e limite inferiore della saturazione per il rivelatore da $3''$.

HV (V)	<i>short gate</i>	<i>long gate</i>	<i>FoM</i>	Saturazione (MeVee)
1400	40	300	1.077	—
1500	42	410	1.277	11.7
1600	45	730	1.486	5.48
1700	45	850	1.603	2.58
1800	49	850	1.690	1.48

6.1.2 Ottimizzazione dei parametri di acquisizione

Attraverso la procedura descritta nella sezione 4.3.3, sono stati ottimizzati i parametri di acquisizione, al fine di massimizzare la capacità di discriminazione del detector. A questo proposito è stata calcolata la *FoM*, in funzione della tensione di alimentazione del PMT (HV), del *long gate* e dello *short gate*, a partire dalla distribuzione degli eventi, nel piano PSD-energia, ricavata nelle misure con la sorgente di ^{252}Cf . Come per i rivelatori descritti in precedenza, nella stima della *FoM* sono stati considerati solamente gli eventi con energia compresa tra 500 e 1000 keVee. In Tabella 6.3 si riportano i parametri ottimali, ottenuti con questo rivelatore, per ogni valore di HV. La tensione ottimale è HV = 1700 V, con la quale si ottiene il massimo valore della *FoM*, con saturazione dei segnali che avviene ad energie maggiori di 2.5 MeVee.

Una volta ricavata la *FoM* al variare di ogni parametro, è stato osservato anche il suo andamento al variare singolarmente di *short gate* e *long gate*, fissando i parametri rimanenti al valore ottimale. Nei grafici in Figura 6.4 e Figura 6.5 sono riportate le curve ottenute in questo modo, per ogni valore di tensione. Dalla Figura 6.4, si può osservare il miglioramento della capacità di discriminazione, all'aumentare della tensione e, di conseguenza, dell'amplifi-

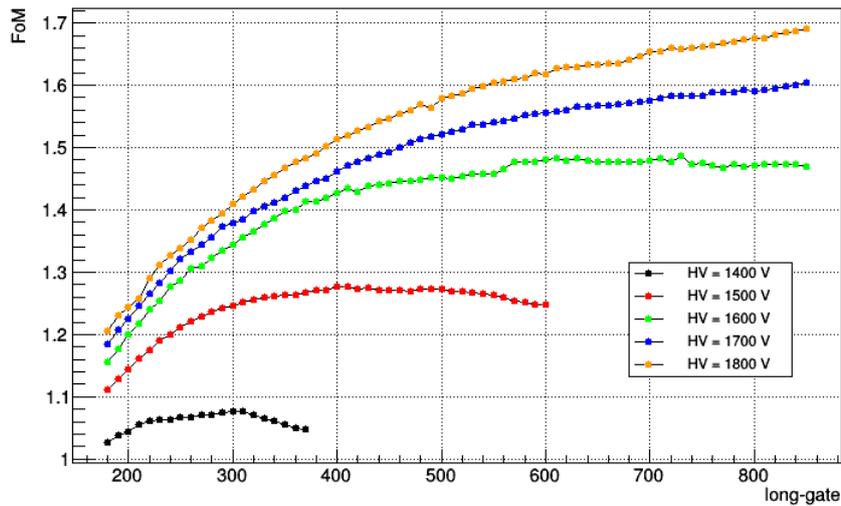


Figura 6.4: FoM calcolata in funzione del *long gate*. Per ogni curva, corrispondente ad una diversa tensione HV di acquisizione, lo *short gate* è stato fissato al rispettivo valore ottimale.

cazione dei segnali. Inoltre, come nel caso dell'EJ-309, si deduce che a guadagni maggiori, si ottiene una migliore discriminazione aumentando l'intervallo di integrazione del segnale, con la differenza che, per le tensioni HV = 1700 e 1800 V, non è stato ancora raggiunto il plateau osservato precedentemente. Questo significa che, per tali tensioni, si potrebbe ottenere un ulteriore incremento della FoM , aumentando il valore del *long gate* e ciò sta ad indicare che la componente lenta dei segnali luminosi presenta un contributo non trascurabile per un maggiore intervallo di tempo, rispetto a quanto si osserva con i rivelatori da 2". Tuttavia, poiché il numero massimo di campionamenti, in una finestra di acquisizione, è fissato dal digitizer, non si è proceduto con l'incrementato del *long gate*, perché questo avrebbe richiesto il superamento di tale limite. Analogamente a quanto ottenuto per l'EJ-309, in Figura 6.5 si osserva nuovamente il miglioramento della FoM all'aumentare della tensione, con il massimo che varia in una finestra più stretta dello *short gate*, comparata a quella del *long gate*, compresa tra i valori 40 e 49.

6.1.3 PSD e conteggi

Come spiegato nel paragrafo 5.1.3, è stata ricavata la distribuzione, sul piano PSD-energia (Figura 6.6), degli eventi registrati con i parametri di acquisizione ottimali, con il rivelatore da 3". Su questa distribuzione è stata poi calcolata la linea spezzata, impiegata per dividere la distribuzione dei raggi γ da quella dei neutroni veloci. Una volta ottenuta questa linea, sono stati effettuati i conteggi di neutroni veloci, lenti e raggi γ (con energia compresa tra 150 e 2500 keVee, come con i detector precedenti), senza l'applicazione dei filtri discussi nella sezione 4.3.4, nel caso di misure eseguite con la sorgente di ^{252}Cf , per quanto spiegato in 5.1.3. In particolare, è stato posto un limite superiore sulla PSD (PSD > 0.72, si confronti Figura 6.6), per identificare gli eventi dovuti alla cattura dei neutroni termici, all'interno del disco di EJ-420. Saranno riportati successivamente, nella sezione 6.2, i risultati di questi conteggi, confrontati con quelli ottenuti con il rivelatore da 2", EJ-299-33A con EJ-420.

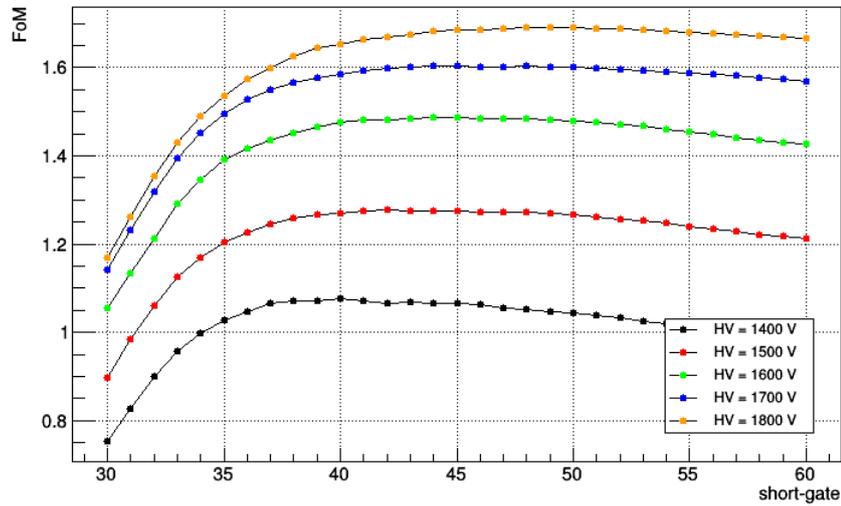


Figura 6.5: FoM calcolata in funzione dello *short gate*. Per ogni curva, corrispondente ad una diversa tensione HV di acquisizione, il *long gate* è stato fissato al rispettivo valore ottimale.

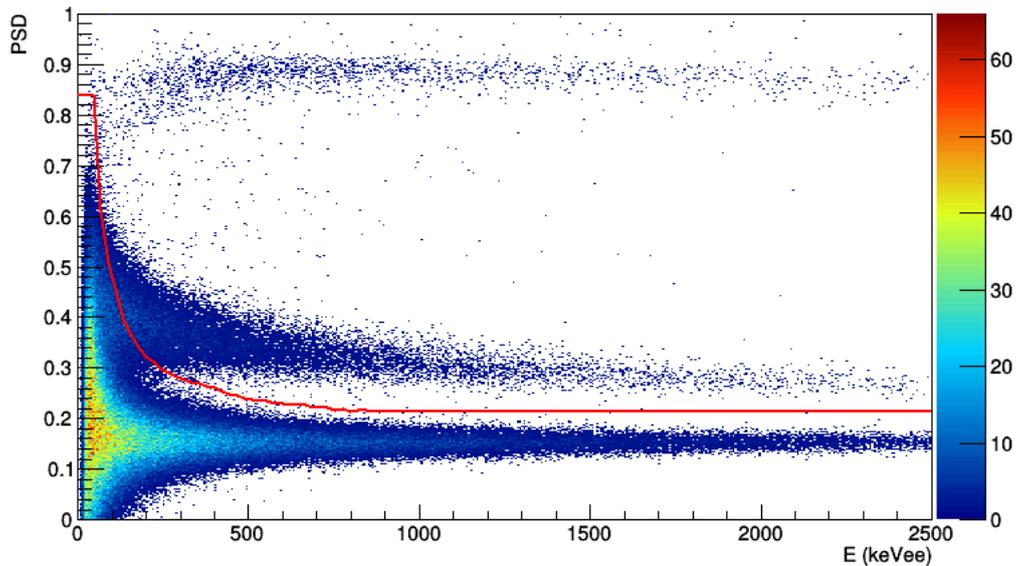


Figura 6.6: Distribuzione sul piano PSD-energia degli eventi registrati durante un'acquisizione con il detector da $3''$ e sorgente di ^{252}Cf . La linea rossa rappresenta la spezzata utilizzata per dividere i neutroni veloci dai fotoni γ .

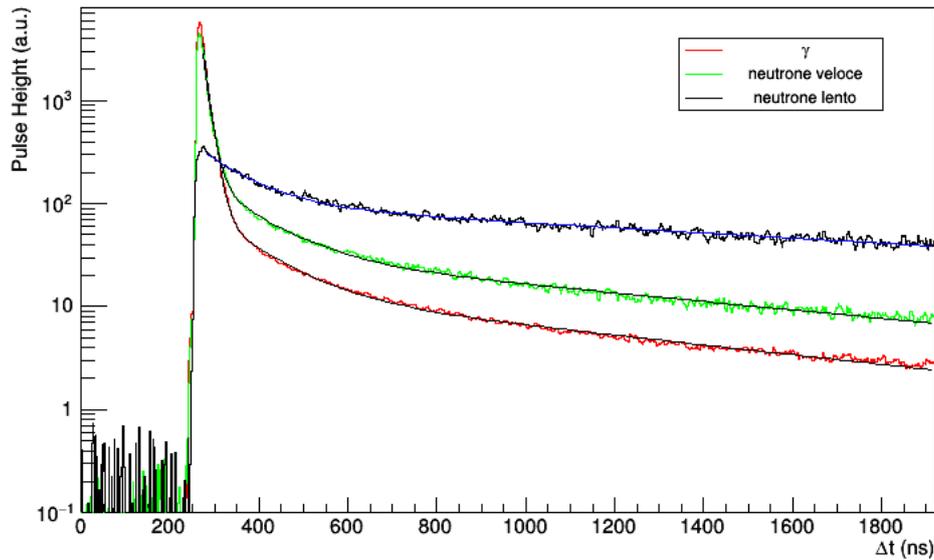


Figura 6.7: Grafico ottenuto mediando gli eventi di interazione di neutroni veloci, lenti e raggi γ , in cui è stata rilasciata la stessa quantità di luce ($950 < E(\text{keVee}) < 1050$). Le linee sovrapposte rappresentano la funzione ricavata dal fit del segnale.

6.1.4 Andamento dei segnali

Anche per questo detector è stata analizzata la forma dei segnali in uscita dal rivelatore, selezionando gli eventi compresi tra 950 e 1050 keVee, con la medesima procedura descritta in 5.1.4, per il calcolo del segnale medio di neutroni veloci, lenti e raggi γ . In Figura 6.7 si possono osservare le curve ottenute con il rivelatore da 3'', a parametri ottimali, di cui si riportano i risultati in Tabella 6.4.

6.2 Confronto con detector da 2''

Ai fini delle applicazioni ambientali, è interessante capire come variano la capacità di discriminazione e l'efficienza di rivelazione dei neutroni, tra il detector da 3'' e quello da 2'', entrambi

Tabella 6.4: Risultati della procedura di fit dei segnali medi, con la funzione $f(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\lambda_i t}$. Nel caso del segnale indotto dalla cattura di un neutrone lento, la funzione utilizzata è stata definita come somma di due esponenziali.

	A_i (a.u.)	λ_i (ns^{-1})	$\tau_i = 1/\lambda_i$ (ns)
γ	$8.56 \cdot 10^{12}$	0.0791	12.6
	781	0.0087	115
	19.2	0.0011	$93 \cdot 10^1$
n veloci	$3.88 \cdot 10^{12}$	0.0772	12.9
	$1.55 \cdot 10^3$	0.0087	114
	42.2	0.00095	$106 \cdot 10^1$
n lenti	$3.07 \cdot 10^3$	0.0095	105
	115	0.00057	$176 \cdot 10^1$

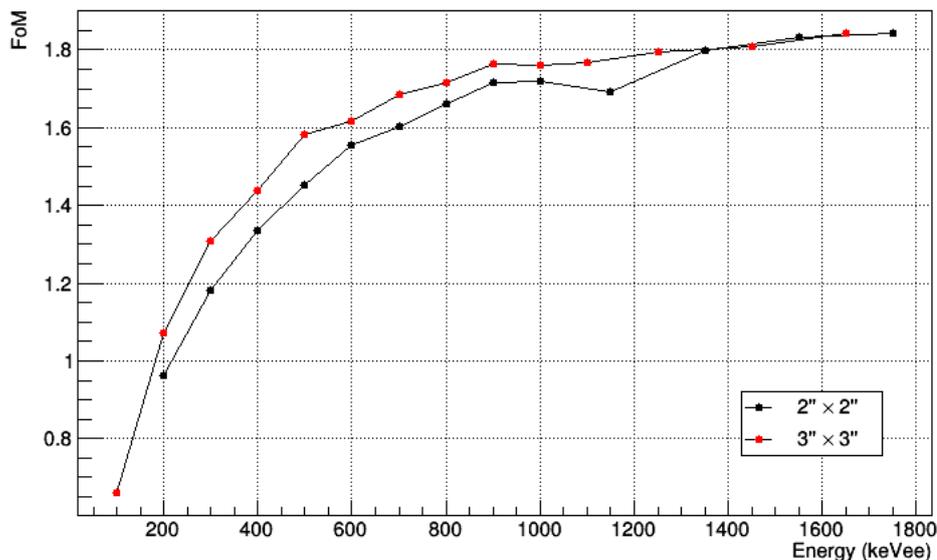


Figura 6.8: FoM in funzione dell'energia per i due rivelatori composti dallo scintillatore plastico EJ-299-33A e dal disco di EJ-420. I risultati sono stati ricavati dalle misure con ^{252}Cf , eseguite con parametri ottimali.

assemblati unendo l'EJ-299-33A con il disco di EJ-420. Innanzitutto, ripetendo quanto fatto in 5.3.3 anche per il detector da 3", sono stati confrontati i valori della FoM , in funzione dell'energia, calcolata per entrambi i rivelatori a parametri ottimali. I risultati sono stati riportati in Figura 6.8. Quello che si osserva è il miglioramento della capacità di discriminazione, a parametri ottimali, per il rivelatore da 3", nella regione energetica di maggior interesse, cioè per energie inferiori a 1000 keVee. Infatti, ad energie superiori a questa soglia, le distribuzioni dei neutroni veloci e dei raggi γ risultano nettamente separate per entrambi i rivelatori, come si può osservare in Figura 5.17 e in Figura 6.6. A conferma di quanto affermato in [55], l'aumento delle dimensioni del detector ha comportato il miglioramento della capacità di discriminazione tramite PSD, dovuto all'incremento dell'efficienza dei processi di diseccitazione radiativi, all'interno dello scintillatore, e all'aumento della costante di decadimento del segnale.

Per quanto riguarda l'efficienza di rivelazione, non essendo interessati alla componente dei raggi γ , sono stati confrontati i conteggi dei neutroni veloci e di quelli lenti, ottenuti con i due rivelatori impostati con i rispettivi parametri ottimali. A questo scopo sono state eseguite delle misure di 20 minuti, con sorgente di ^{252}Cf posta a 50 cm dal centro del detector, e in presenza di diversi spessori di polietilene (0, 2, 4 e 6 cm), affiancati alla sorgente e posizionati tra essa e il rivelatore. Come descritto nel sottoparagrafo 5.3.2, sono stati effettuati i conteggi dei neutroni veloci e lenti, ricavati da queste misure. In Tabella 6.5 si riportano i risultati ottenuti, per ciascun spessore di polietilene (ΔL). A questo punto, se consideriamo solamente l'efficienza geometrica e assumiamo che i conteggi dei neutroni veloci scalino come il volume del detector, mentre quelli dei neutroni lenti come la superficie (essi, infatti, sono assorbiti nella superficie del disco di EJ-420), con il detector da 3", rispetto a quello da 2", dovremmo ottenere un fattore di incremento dei conteggi pari a 3.38 e a 2.25, rispettivamente per i neutroni veloci e termici. Tuttavia i valori medi sperimentali di questi rapporti (R_{veloci} e R_{lenti} in Tabella 6.5),

Tabella 6.5: Efficienze di rivelazione dei detector da 3'' e 2'', composti da EJ-299-33A ed EJ-420, a parametri ottimali, per energie comprese tra 150 e 2500 keVee. Con R_{veloci} e R_{lenti} si indicano i rapporti tra i conteggi del 3'' con quelli del 2'', rispettivamente per i neutroni veloci e lenti.

ΔL (cm)	3''		2''		R_{veloci}	R_{lenti}
	n_{veloci}	n_{lenti}	n_{veloci}	n_{lenti}		
0	10 762	524	41 247	2 625	3.83	5.0
2	8 045	1 109	30 356	5 471	3.77	4.9
4	6 064	1 908	22 193	9 472	3.66	5.0
6	4 528	1 964	16 105	10 012	3.56	5.1

sono pari a 3.7, per i neutroni veloci, e a 5.0, per quelli lenti. Risulta quindi evidente che la sola ipotesi di natura geometrica non è sufficiente a spiegare l'incremento osservato e che devono esserci ulteriori contributi, che non possono essere trascurati. In particolare, dai primi risultati di alcune simulazioni, tuttora in corso, è emerso che l'aumento del volume del plastico, accoppiato all'EJ-420, costituisce il contributo maggioritario all'aumento dei conteggi dei neutroni termici. Infatti, l'EJ-299-33A, essendo ricco di atomi leggeri, soprattutto H (si veda Tabella 2.5), si comporta come un moderatore di neutroni veloci, i quali possono essere termalizzati da questo scintillatore, per essere infine catturati nell'EJ-420. Inoltre, è necessario considerare che l'aumento del volume comporta un crescita dell'efficienza di rivelazione, anche perché la probabilità di interazioni multiple delle particelle, all'interno del plastico, cresce con le sue dimensioni. Infatti, tramite interazioni multiple, una particella ha maggiore probabilità di rilasciare una quantità di energia più grande rispetto al caso di singola interazione. Di conseguenza, un maggior numero di eventi si distribuiscono nelle regioni più energetiche del piano PSD-energia, caratterizzate da una migliore separazione tra le popolazioni dei raggi γ e dei neutroni veloci, incrementando così il numero di eventi identificati come neutroni veloci. Infine, anche un errore sistematico, commesso nel posizionamento della sorgente, costituisce un ulteriore contributo all'aumento dei conteggi del detector da 3''. Infatti, essendo posizionata la sorgente a 50 cm dal centro dei due rivelatori, la superficie dell'EJ-420 si trova più vicina ad essa di circa 1 cm, rispetto al detector da 2''. Questa differenza costituisce comunque un contributo secondario, in quanto causa un aumento dei conteggi dell'ordine dell'1%.

Infine, per entrambi i detector, sono stati riportati in un unico grafico gli andamenti dei conteggi dei neutroni lenti e veloci, al variare dello spessore di polietilene (Figura 6.9) per osservare l'effetto di un materiale a schermo di una sorgente di neutroni. Con la moderazione dei neutroni veloci, un numero minore di questi oltrepassa il moderatore, mentre cresce quello dei neutroni lenti. Tale effetto dipende dall'energia e dallo spessore del materiale; in particolare, ad una data energia dei neutroni veloci, esiste uno spessore per il quale si ha il massimo trasferimento di neutroni lenti, oltre al quale la probabilità che essi raggiungano il detector inizia a decrescere. Da simulazioni risulta che 6 cm è lo spessore ottimale per massimizzare i neutroni termici, come si può osservare anche dai conteggi del contatore ad ^3He , in Tabella 6.6.

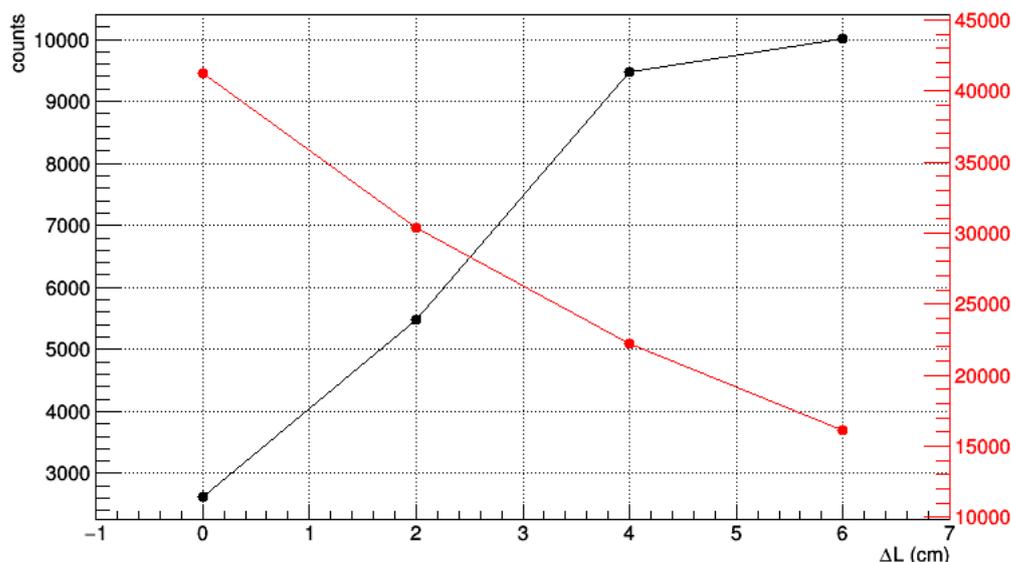


Figura 6.9: Conteggi dei neutroni lenti (nero) e veloci (rosso), ottenuti dalle misure di 20 minuti, eseguite con il detector da 3'', in presenza di una sorgente di ^{252}Cf , posta a 50 cm dal centro del rivelatore e schermata con diversi spessori (ΔL) di polietilene.

6.3 Confronto con sonda commerciale

Il detector assemblato da 3'', è stato confrontato anche con una sonda commerciale, al fine di comprendere le potenzialità del rivelatore in ambito ambientale, in particolare nelle applicazioni in cui l'obbiettivo è la misura dell'umidità del suolo, mediante la stima del flusso di neutroni. La sonda di confronto è il modello CRS-1000, prodotto da Hydroinnova, LLC (Albuquerque, New Mexico, USA). Essa impiega un tubo ad ^3He , come rivelatore di neutroni, ed è già utilizzata nel campo idrologico [56]. Come si può osservare in Figura 6.10, il tubo ad ^3He (dimensioni esterne: 36 cm in altezza, 5 cm in diametro) è riposto all'interno di uno spessore di polietilene ed è alimentato da un modulo di alta tensione (~ 1000 V). Tale modulo consente anche la lettura dei segnali di anodo ed è collegato al *data logger*, il sistema di acquisizione ed elaborazione dati digitale. Quest'ultimo consente di eseguire il conteggio dei neutroni, che viene incrementato ogni volta che un segnale, corrispondente all'avvenuta interazione di un neutrone all'interno del tubo, supera una soglia fissata. Il *data logger* può anche essere programmato per stabilire il periodo di integrazione dei conteggi e consente il salvataggio dei dati su una memoria esterna (in formato ASCII) o la loro trasmissione, mediante un modulo GSM. Inoltre, esso può gestire il collegamento con alcuni sensori per la diagnostica interna, che controllano temperatura, umidità relativa, pressione e lo stato dell'alimentazione del intero apparato. Quest'ultima può essere dispensata dalla rete di distribuzione elettrica oppure da un pannello fotovoltaico, mediante un regolatore di carica. Infine, l'intero apparato è fissato all'interno di un contenitore metallico di protezione, rivestito con un materiale isolante.

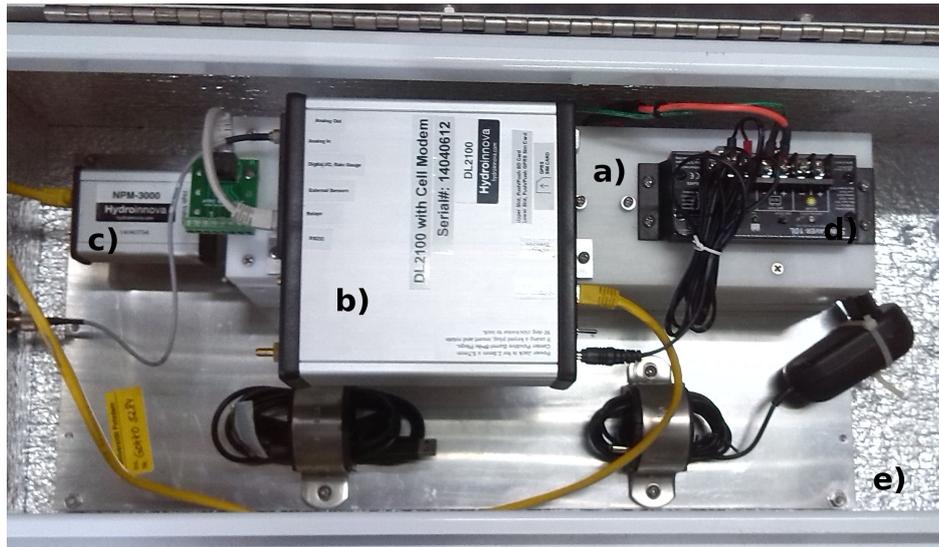


Figura 6.10: Sonda commerciale per la misura dell'umidità del terreno, sviluppata da Hydroinnova, LLC. Si notano, in particolare, il polietilene contenente il tubo ad ^3He a), l'elettronica di controllo e gestione dati b), il modulo di alta tensione e lettura dei segnali c), il sistema di alimentazione d) e l'alloggiamento della sonda e), rivestito con materiale isolante.

6.3.1 Misure con sorgente di ^{252}Cf

Durante l'esperienza in laboratorio, è stato studiato il tubo ad ^3He , senza lo schermo di polietilene in dotazione con la sonda, al fine di confrontare più facilmente la risposta di questo rivelatore con quella ottenuta mediante il detector assemblato da $3''$. In questo modo è possibile semplificare le simulazioni, tuttora in corso, che sono necessarie per comprendere come le risposte, di entrambi i detector, varino in funzione dell'energia dei neutroni incidenti e delle condizioni ambientali al contorno. In particolare, durante questa fase, sono state eseguite diverse misure, con una sorgente di ^{252}Cf , ponendo i due rivelatori nelle stesse condizioni e variando, di volta in volta, la distanza della sorgente oppure lo spessore di un eventuale moderatore.

In una prima fase di misure, la sorgente è stata posta ad una distanza di 95 cm, dal centro di entrambi i detector, ed è stato inserito un supporto per i materiali moderatori, a 23.5 cm dalla sorgente (distanza tra i centri), come si può osservare in Figura 6.11. Utilizzando questa configurazione, sono state eseguite delle misure, della durata di 30 minuti ciascuna, con diversi spessori (ΔL) di polietilene e con un volume d'acqua, delle dimensioni di $6.5 \times 27 \times 13.5 \text{ cm}^3$ (6.5 cm rappresenta lo spessore interposto tra sorgente e rivelatori). Per il rivelatore da $3''$, i conteggi dei neutroni veloci e lenti sono stati effettuati con la procedura descritta nel sottoparagrafo 5.3.2, cioè mediante la linea spezzata, per separare i neutroni veloci dai raggi γ , e una soglia sulla PSD (fissata per $\text{PSD} = 0.72$), al disopra della quale sono identificati gli eventi di interazione dei neutroni lenti. Per quanto riguarda la sonda ad ^3He , il suo sistema di acquisizione fornisce in automatico il numero di eventi osservati ogni minuto, che sono stati successivamente integrati, nell'intervallo temporale di interesse della misura. A differenza dei casi precedenti, poiché in questa fase si confrontano detector completamente diversi e la sonda ad ^3He non fornisce un riferimento energetico, nell'operazione dei conteggi sono stati considerati tutti i segnali, senza porre delle condizioni sull'energia, ma escludendo solo gli

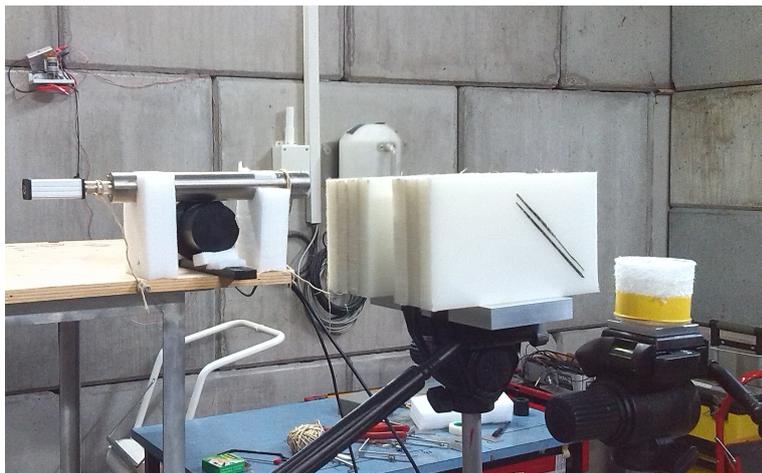


Figura 6.11: Apparato sperimentale allestito per la misura con sorgente di ^{252}Cf e diversi spessori di polietilene, utilizzato come moderatore. Sul fondo, si notano il tubo ad ^3He (supportato da polistirene a bassa densità) e il rivelatore assemblato, da 3'', i cui centri sono posti a 95 cm dalla sorgente.

Tabella 6.6: Neutroni osservati con la sonda ad ^3He e con il detector assemblato da 3'', impostato con parametri ottimali. Con R si indica la percentuale di neutroni lenti rivelati da quest'ultimo, rispetto ai conteggi riportati dalla sonda commerciale.

ΔL (cm)	Sonda ^3He	Detector 3''		
		n_{veloci}	n_{lenti}	R (%)
0	10 753	19 563	2 225	20.7
2	11 278	13 313	2 250	20.0
4	12 555	9 535	2 523	20.1
6	12 674	6 693	2 517	19.9
8	11 337	5 282	2 075	18.3
10	11 479	4 090	2 016	17.6
12	11 448	3 452	1 916	16.7
14	11 070	2 965	1 914	17.3
6.5 (acqua)	12 685	7 556	2 658	21.0

eventi saturati. In Tabella 6.6 si riportano i risultati ottenuti. Dai questi risultati si osserva che il detector assemblato presenta un'efficienza relativa, di rivelazione dei neutroni lenti, paria a circa il 19%, rispetto alla sonda commerciale. È importante notare che la peggiore efficienza del prototipo non è dovuta solamente alla maggiore sezione d'urto di interazione dei neutroni, con ^3He rispetto a quella di cattura del ^6Li , ma è causata anche dalla diversa superficie attiva dei due detector. Infatti, la superficie, direttamente esposta alla sorgente (si veda Figura 6.11), della sonda commerciale è, in prima approssimazione, circa 4 volte quella del rivelatore da 3''.

Infine, sono stati confrontati i conteggi dei due rivelatori al variare della distanza (d) tra essi e la sorgente di ^{252}Cf , nel caso di 6 cm di polietilene (corrispondente allo spessore di massima produzione di neutroni termici), posto adiacente alla sorgente, e senza nessun moderatore. Poiché le misure sono state eseguite a distanze diverse, per avere una statistica sufficiente è stato necessario impiegare tempi di acquisizioni differenti, pari a 15, 30 e 60 minuti, rispettivamente per $d = 50, 150$ e 220 cm. I risultati, espressi in conteggi al minuto, sono riportati in Tabella 6.7. Da quanto ottenuto, si può notare come l'efficienza di rivelazione

Tabella 6.7: Neutroni osservati, al variare della distanza d , con la sonda ad ${}^3\text{He}$ e con il detector assemblato da $3''$, impostato con parametri ottimali, e selezionando gli eventi con energia compresa tra 150 e 2500 keVee. Con R si indica la percentuale di neutroni lenti rivelati da quest'ultimo, rispetto ai conteggi riportati dalla sonda commerciale.

ΔL (cm)	d (cm)	Sonda ${}^3\text{He}$		Detector $3''$	
		n (min^{-1})	n_{veloci} (min^{-1})	n_{lenti} (min^{-1})	R (%)
0	50	413.67	2 395.87	150.67	36.4
	150	332.93	299.37	61.10	18.4
	220	308.52	168.37	53.20	17.2
6	50	1 544.60	934.53	562.93	36.4
	150	474.23	336.73	106.40	22.4
	220	378.27	79.80	69.43	18.4

subisce un visibile calo, all'aumentare della distanza, sottolineando come l'efficienza relativa dipenda fortemente dalle dimensioni dei detector, che non possono essere trascurate nel caso in cui la sorgente sia posta a distanze inferiori, o comunque comparabili (dell'ordine di ~ 1 m), alla lunghezza del tubo ad ${}^3\text{He}$.

6.3.2 Misura del fondo ambiente

In ultima analisi si presentano i risultati di una misura di 4 giorni del fondo ambiente, ottenute con il rivelatore da $3''$ e il tubo ad ${}^3\text{He}$, posti in assenza di sorgenti all'interno del laboratorio. Anche in questo caso, come nel paragrafo precedente, i conteggi dei neutroni, ottenuti con il detector da $3''$, sono stati effettuati senza applicare una selezione in energia, ma utilizzando tutti i filtri sugli eventi, descritti nel paragrafo 4.3.4. Infatti, operando a bassi *rate* di acquisizione, si vuole minimizzare la probabilità di identificare una determinata particella a causa di un evento falso (ad esempio rumore proveniente dalla rete elettrica o pile-up).

Come prima cosa è stata effettuata una misura di 6 giorni degli eventi in coincidenza, registrati con il rivelatore da $3''$ e con un altro rivelatore, composto dall'EJ-228, uno scintillatore plastico rapido, tipicamente usato per misure di *fast timing*. Lo scopo di questa misura è stato quello di verificare se il rivelatore da $3''$ consenta di osservare i raggi cosmici, la cui componente principale, a livello della superficie terrestre, è data dai muoni (μ). In Figura 6.12 si può osservare l'apparato allestito a tale scopo. Lo spettro energetico ottenuto in questo modo (Figura 6.13 presenta un fondo di coincidenze casuali, il cui contributo cresce a basse energie. Si osserva, tuttavia, anche la presenza di un picco, attorno a 6.5 MeVee, i cui eventi sono stati identificati come i segnali di interazione dei μ . Infatti, solo queste particelle più energetiche possono rilasciare una tale quantità di energia, attraversando entrambi i detector impiegati nella misura (in questo caso non teniamo conto della saturazione dei segnali, in quanto causa di una sottostima dell'energia rilasciata nel detector). Inoltre è stata esclusa la possibilità che questi eventi siano dovuti alla radiazione γ di fondo, poiché caratterizza da un'energia massima non superiore ai 3 MeV. Da quanto osservato in questo grafico, è stata scelta una soglia in energia, pari a 3 MeVee, oltre la quale saranno in seguito identificati i μ . Tale misura è di interesse in ambito ambientale, in quanto queste particelle potrebbero rivelarsi utili per stimare l'attività dei raggi cosmici. Questa stima consentirebbe poi di comprendere



Figura 6.12: Apparato sperimentale allestito per la misura di 6 giorni del fondo ambiente, registrando gli eventi in coincidenza, osservati con l'EJ-228 (in alto) e il rivelatore da 3'' (in basso).

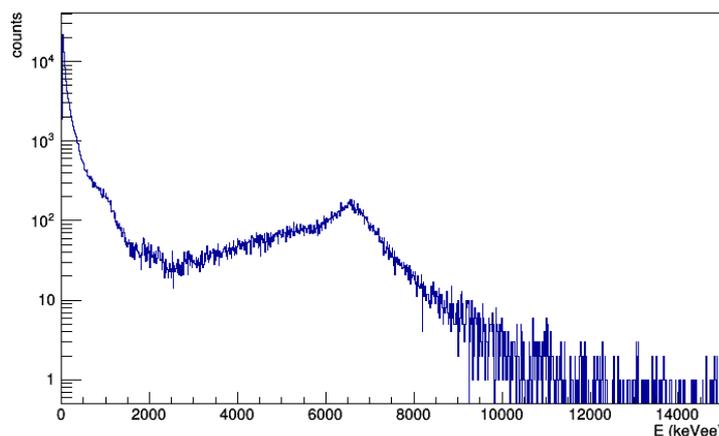


Figura 6.13: Spettro energetico del fondo ambiente, ottenuto con il rivelatore da 3'', in seguito alla misura di 6 giorni degli eventi in coincidenza con l'EJ-228.

se le variazioni del flusso dei neutroni lenti del fondo ambiente siano dovute alla variazione dell'attività dei raggi cosmici primari oppure alla diversa quantità di acqua presente, che agisce come moderatore principale.

Infine, è stata eseguita la misura da 4 giorni del fondo ambiente, all'interno del laboratorio, come è stato appena spiegato. In Figura 6.14, si riporta il grafico dell'andamento dei conteggi dei neutroni lenti e dei μ , osservati con il detector da 3'', e quello dei neutroni, visti dalla sonda ad ^3He . La cosa importante che si può notare è la stabilità del rivelatore da 3'', confrontando i conteggi ricavati con questo detector, con quelli ottenuti dal più efficiente tubo ad ^3He . Inoltre, si ha un'ulteriore conferma che il detector assemblato possiede un'efficienza di rivelazione per neutroni lenti pari a circa il 19% di quella del rivelatore ad ^3He . Infine, si osserva come le condizioni del fondo ambiente, all'interno del laboratorio, siano rimaste stabili nell'arco dei 4 giorni misura, come confermato dall'andamento dei tre diversi tipi di conteggi.

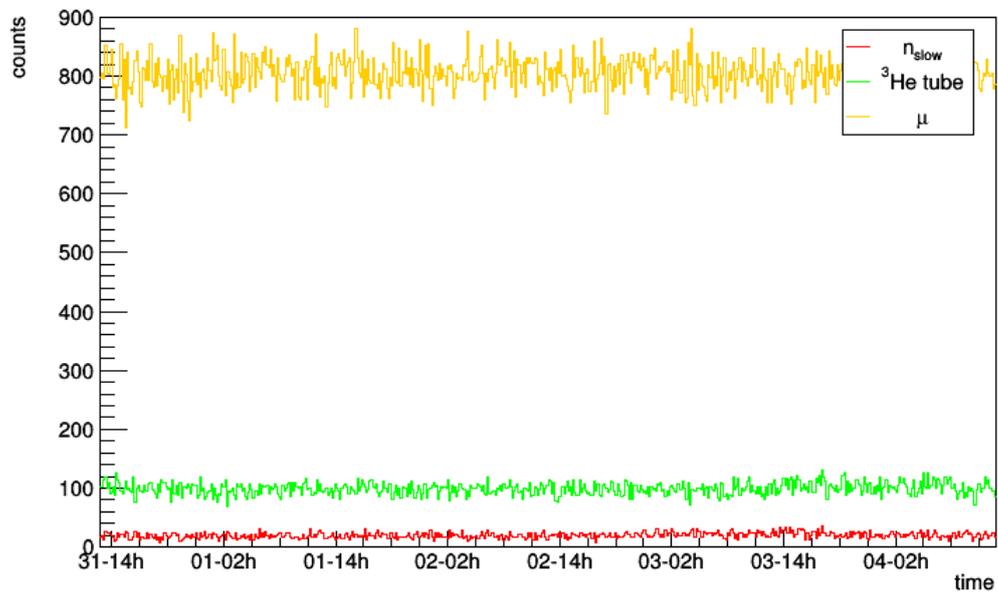


Figura 6.14: Andamento dei conteggi di neutroni lenti (rosso) e μ (verde), osservati con il detector da 3'', e quello dei neutroni visti dalla sonda ad ${}^3\text{He}$ (giallo). I risultati sono stati ottenuti integrando i conteggi ogni 10 minuti.

Capitolo 7

Conclusioni

Lo scopo di questa tesi è stato lo sviluppo di rivelatori innovativi, per neutroni termici e veloci, che possano trovare impiego nelle applicazioni ambientali. Nella parte iniziale del lavoro sono state caratterizzate diverse configurazioni di detector, assemblate a partire da scintillatori organici commerciali e da alcuni campioni innovativi, a base siliconica, prodotti presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Con ognuna di esse è stato possibile applicare la tecnica della *Pulse Shape Discrimination*, al fine di discriminare i segnali prodotti dall'interazione di neutroni veloci, termici e raggi γ . Durante questa fase, sono state confrontate le prestazioni dei diversi rivelatori, utilizzando come riferimento lo scintillatore liquido EJ-309 (Eljen Technology, Sweetwater, TX, USA), le cui proprietà sono ben note in letteratura. In particolare sono state confrontate l'efficienza luminosa, l'efficienza di rivelazione e la capacità di discriminare i tre tipi di particelle rivelate, quantificata con il parametro *FoM* (*Figure of Merit*). A questo scopo, è stata sviluppata una complessa analisi, che ha richiesto la scrittura di appositi programmi con l'uso di librerie ROOT, per consentire di leggere ed elaborare file contenenti dalle migliaia a decine di milioni di eventi registrati. Inoltre, è stato possibile approfondire il sistema di acquisizione dati digitale, tramite l'utilizzo di digitizer di ultima generazione. Dai risultati ottenuti, lo scintillatore plastico EJ-299-33A (Eljen Technology), 2" in diametro e altezza, ha dimostrato le migliori performance tra i detector studiati. Confrontato con un EJ-309 di uguale volume, questo scintillatore presenta un'efficienza luminosa relativa pari al 67% e un'efficienza di rivelazione relativa, per neutroni veloci, fino al 78%. Successivamente, il campione di EJ-299-33A è stato accoppiato ad un disco rigido di EJ-420 (Eljen Technology) e, in seguito, anche ad un altro disco, prodotto presso i Laboratori nazionali di Legnaro, composto da una base siliconica, più flessibile. Entrambe le componenti sono state aggiunte per la loro capacità di rivelare i neutroni termici. In questo modo, si ottiene un detector che, letto da un singolo PMT, è in grado di rivelare simultaneamente neutroni veloci, termici e raggi γ . Confrontando queste due configurazioni, è stato osservato che il disco in silicone possiede un'efficienza di rivelazione, per neutroni termici, simile a quella dell'EJ-420. Tuttavia, nel caso in cui l'EJ-299-33A è stato accoppiato al disco in silicone, si è riscontrato un calo dell'efficienza di rivelazione dei neutroni veloci rispetto a quanto osservato con il singolo scintillatore plastico. Dalle indagini eseguite, si è quindi scoperto che la causa deve essere imputata alla minore raccolta della luce di scintillazione, proveniente dal plastico, che viene dispersa nella giunzione tra esso e il disco in silicone. Invece, con l'EJ-420 non si osserva tale problema,

perché l'interfaccia di accoppiamento del disco è composta da un materiale plastico, con un adeguato indice di rifrazione, che permette di raccogliere con maggiore efficienza la luce di scintillazione generata all'interno dell'EJ-299-33A.

Una volta appurato che il miglior detector per neutroni termici e veloci è il prototipo con EJ-299-33A accoppiato ad una estremità con EJ-420, si è scelto di utilizzare questa stessa configurazione, ma con dimensioni maggiori, utilizzando un plastico da 3" in diametro e altezza. Questa scelta è stata adottata al fine di aumentare l'efficienza di rivelazione di neutroni veloci e termici. A conferma di ciò, con l'aumento del volume è stato osservato un incremento della durata temporale dei segnali, che contribuisce ad ottenere migliori capacità di discriminazione, con un aumento medio della FoM pari al 5%. Dal confronto delle efficienze di rivelazione, è stato anche osservato come i conteggi di neutroni veloci e termici non scalino semplicemente con le dimensioni del rivelatore. In particolare, si è vista la necessità di ipotizzare due ulteriori contributi all'aumento dell'efficienza. Il primo è l'incremento del volume dell'EJ-299-33A, adiacente all'EJ-420, che termalizza un maggior numero di neutroni veloci, i quali possono essere in seguito catturati dall'EJ-420. Il secondo contributo è l'aumento della probabilità di interazioni multiple all'interno del plastico, al crescere delle sue dimensioni. In questo caso, è favorito il rilascio di una maggiore quantità di energia da parte della particella interagente, che comporta l'incremento della capacità di discriminazione tra neutroni veloci e raggi γ . In futuro, tramite opportune simulazioni, saranno verificate queste ipotesi e il loro contributo relativo.

Infine, il prototipo da 3" è stato confrontato con la sonda commerciale CRS-1000 (Hydroinova LLC, NM, USA). Questa sonda è dotata di un tubo ad ^3He , come rivelatore di neutroni, ed è tuttora impiegata in ambito idrologico, per eseguire misure dell'umidità del terreno su vasta scala (decine di ettari), basate sulla stima del flusso di neutroni del fondo ambiente, che risulta correlato alla quantità d'acqua presente nel suolo. Dalle misure effettuate, è emerso che il prototipo da 3" vede come neutroni lenti circa il 19% di quanto osservato con il tubo ad ^3He . Considerato il maggiore volume del tubo (5 cm in diametro, 36 cm di lunghezza) e la maggiore efficienza intrinseca di rivelazione dell' ^3He , si può affermare di aver ottenuto un buon risultato, dello stesso ordine di grandezza di quello ottenibile con la sonda commerciale. Il detector da 3" risulta pertanto un potenziale candidato da testare nelle applicazioni in ambito ambientale. Inoltre, il risultato è migliorabile, una volta risolto il problema della perdita di luce riscontrato con il disco a base siliconica. Infatti, questo disco ha un'efficienza di rivelazione per neutroni lenti simile a quella dell'EJ-420, ma la sua consistenza flessibile consentirebbe di produrlo in dimensioni superiori, tali da permettere l'avvolgimento dell'intera superficie libera del plastico EJ-299-33A. Da alcuni calcoli preliminari basati su questa configurazione, risulta ragionevole pensare di poter incrementare l'efficienza di rivelazione dei neutroni lenti fino ad un massimo del 60/70%, rispetto alla sonda commerciale, confermando la possibilità di ottenere un valido sostituto ai costosi tubi ad ^3He . A maggior ragione, il detector da 3", composto da scintillatori organici, consente di rivelare anche neutroni veloci, raggi γ e μ , fornendo importanti informazioni, che potrebbero rivelarsi indispensabili per correlare il flusso di neutroni del fondo ambiente con la stima dell'umidità del terreno. A questo scopo, in futuro saranno condotte ulteriori ricerche.

Bibliografia

- [1] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., fourth edition, 2010.
- [2] T. Marchi. La rivelazione dei neutroni in esperimenti di fisica nucleare: problematiche e studio di scintillatori organici. Master's thesis, Università di Bologna, 2008.
- [3] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129(3252):312, 1932.
- [4] M. Köhli, M. Schrön, M. Zreda, U. Schmidt, P. Dietrich, and S. Zacharias. Footprint characteristics revised for field-scale soil moisture monitoring with cosmic-ray neutrons. *Water Resources Research*, 51(7):5772–5790, 2015.
- [5] K.K. Gudima, S.G. Mashnik, and V.D. Toneev. Cascade-exciton model of nuclear reactions. *Nuclear Physics A*, 401(2):329–361, 1983.
- [6] G. Bertrand, M. Hamel, S. Normand, and F. 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.
- [7] Brookhaven National Laboratory. Evaluated Nuclear Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- [8] I. L. Fowler. Very large boron trifluoride proportional counters. *Review of Scientific Instruments*, 34:731–739, 1963.
- [9] R. T. Kouzes, J. H. Ely, L. E. Erikson, W. J. Kernan, A. T. Lintereur, E. R. Siciliano, D. L. Stephens, D. C. Stromswold, R. M. Van Ginhoven, and M. L. Woodring. Neutron detection alternatives to ^3He for national security applications. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A623(3):1035–1045, 2010.
- [10] W. R. Mills, Jr., R. L. Caldwell, and I. L. Morgan. Low voltage He^3 -Filled Proportional Counter for Efficient Detection of Thermal and Epithermal Neutrons. *Review of Scientific Instruments*, 33(8):866–868, 1962.
- [11] R. T. Kouzes, E. R. Siciliano, J. H. Ely, P. E. Keller, and R. J. McConn. Passive neutron detection for interdiction of nuclear material at borders. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A584(2):383–400, 2008.

- [12] D. H. Beddingfield, N. H. Johnson, and H. O. Menlove. ^3He neutron proportional counter performance in high gamma-ray dose environments. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A455(3):670–682, 2000.
- [13] N. Takeda, K. Kudo, H. Toyokawa, T. Torii, M. Hashimoto, T. Sugita, G. Dietze, and X. Yang. A development of NRESPG Monte Carlo code for the calculation of neutron response function for gas counters. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A422(1):69–74, 1999.
- [14] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press, Ltd., 1964.
- [15] L. M. Bollinger and G. E. Thomas. Measurement of the Time Dependence of Scintillation Intensity by a Delayed-Coincidence Method. *Review of Scientific Instruments*, 32(9):1044–1050, 1961.
- [16] S. Nyibule and et al. Radioluminescent characteristics of the EJ 299-33 plastic scintillator. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A728:36–39, 2013.
- [17] J.M. Adams and G. White. A versatile pulse shape discriminator for charged particle separation and its application to fast neutron time-of-flight spectroscopy. *Nucl. Instrum. and Meth.*, 156(3):459–476, 1978.
- [18] R.L. Craun and D.L. Smith. Analysis of response data for several organic scintillators. *Nucl. Instrum. and Meth.*, 80(2):239–244, 1970.
- [19] M. Dalla Palma, T. Marchi, S. Carturan, C. Checchia, G. Collazuol, F. Gramegna, N. Daldosso, Paterlini V., A. Quaranta, M. Cinausero, and M. Degerlier. Pulse Shape Discrimination in Polysiloxane-Based Liquid Scintillator. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 63(3):1608–1615, 2016.
- [20] R. Batchelor, W.B. Gilboy, J.B. Parker, and J.H. Towle. The response of organic scintillators to fast neutrons. *Nucl. Instrum. and Meth.*, 13:70–82, 1961.
- [21] Nuclear Enterprises Ltd. Scintillators for the physical sciences. https://wwwusers.ts.infn.it/~rui/univ/Acquisizione_Dati/Manuals/Nuclear%20Enterprises%20Scintillators.pdf.
- [22] Y. Kaschuck and B. Esposito. Neutron/ γ -ray digital pulse shape discrimination with organic scintillators. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A551:420–428, 2005.
- [23] N. Tsoufanidis and S. Landsberger. *Measurement and Detection of Radiation, Fourth Edition*. CRC Press, fourth edition, 2015.
- [24] Eljen Technology. Storage and Handling of Liquid Scintillators. http://www.eljentechnology.com/images/technical_library/Storage_Handling_Liquids_2015.pdf.
- [25] Eljen Technology. EJ-301, EJ-309 Data Sheet. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-301_EJ-309.pdf.

- [26] L. Stevanato, D. Cester, G. Nebbia, and G. Viesti. Neutron detection in a high gamma-ray background with EJ-301 and EJ-309 liquid scintillators. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A690:96–101, 2012.
- [27] Eljen Technology. EJ-339 Data Sheet. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-339_Series.pdf.
- [28] F. Pino, L. Stevanato, D. Cester, G. Nebbia, L. Sajó-Bohus, and G. Viesti. Detecting fast and thermal neutrons with a boron loaded liquid scintillator, EJ-339A. *Applied Radiation and Isotopes*, 92:6–11, 2014.
- [29] Eljen Technology. EJ-420 Data Sheet. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-420.pdf.
- [30] N Zaitseva, B. L. Rupert, I. Pawełczak, A. Glenn, H. P. Martinez, L. Carman, M. Faust, N. Cherepy, and S. Payne. Plastic scintillators with efficient neutron/gamma pulse shape discrimination. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A668:88–93, 2012.
- [31] D. Cester, G. Nebbia, L. Stevanato, F. Pino, and G. Viesti. Experimental tests of the new plastic scintillator with pulse shape discrimination capabilities EJ-299-33. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A735:202–206, 2014.
- [32] Eljen Technology. EJ-299-33A, EJ-299-34 Data Sheet. http://www.eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-299-33A_EJ-299-34.pdf.
- [33] A. Quaranta, S. M. Carturan, T. Marchi, V. L. Kravchuk, F. Gramegna, G. Maggioni, and M. Degerlier. Optical and Scintillation Properties of Polydimethyl-Diphenylsiloxane Based Organic Scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(2):891–900, 2010.
- [34] Z. W. Bell, M. A. Miller, L. Maya, G. M. Brown, and F. V. Sloop. Boron-loaded silicone rubber scintillators. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(4):1773–1776, 2004.
- [35] S. Carturan, A. Quaranta, T. Marchi, F. Gramegna, M. Degerlier, M. Cinausero, V. L. Kravchuk, and M. Poggi. Novel polysiloxane-based scintillators for neutron detection. *Radiation Protection Dosimetry*, 143(2-4):471–476, 2011.
- [36] S. M. Carturan, T. Marchi, E. Fanchini, R. De Vita, P. Finocchiaro, and A. Pappalardo. Scintillator and solid-state neutron detectors and their applications. *The European Physical Journal Plus*, 129(10):212, 2014.
- [37] S. M. Carturan, T. Marchi, G. Maggioni, F. Gramegna, M. Degerlier, M. Cinausero, M. Dalla Palma, and A. Quaranta. Thermal neutron detection by entrapping ^6LiF nanocrystals in siloxane scintillators. *Journal of Physics: Conference Series*, 620(1):012010, 2015.
- [38] D. Cester, G. Nebbia, L. Stevanato, G. Viesti, F. Neri, S. Petrucci, S. Selmi, C. Tintori, P. Peerani, and A. Tomanin. Special nuclear material detection with a mobile multi-detector system. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A663(1):55–63, 2012.

- [39] L. Stevanato, M. Caldognon, R. Dima, D. Fabris, Xin Hao, M. Lunardon, S. Moretto, G. Nebbia, S. Pesente, F. Pino, L. Sajo-Bohus, and G. Viesti. A new facility for non-destructive assay using a ^{252}Cf source. *Applied Radiation and Isotopes*, 73:52–59, 2013.
- [40] F. Pino, A. M. Sajo-Castelli, H. Barros, P. Vermaercke, L. Sneyers, L. Sajo Bohus, Ma. M. Mackowiak de Antczak, and A. Antczak. k_0 -inaa of venezuelan ceramics and complete statistical analysis to establish their provenance. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 298(2):1257–1272, 2013.
- [41] M. Zreda, D. Desilets, T. P. A. Ferré, and R. L. Scott. Measuring soil moisture content non-invasively at intermediate spatial scale using cosmic-ray neutrons. *Geophysical Research Letters*, 35(21), 2008. L21402.
- [42] D. Cester, M. Lunardon, S. Moretto, G. Nebbia, F. Pino, L. Sajo-Bohus, L. Stevanato, I. Bonesso, and F. Turato. A novel detector assembly for detecting thermal neutrons, fast neutrons and gamma rays. *Nucl. Instrum. and Meth.*, A830:191–196, 2016.
- [43] L. Stevanato. *Innovative techniques for non destructive analysis*. PhD thesis, Università degli Studi di Padova, 2012.
- [44] R. Chandra, G. Davatz, U. Gendotti, and A. Howard. Fast neutron detection in homeland security applications. In *IEEE Nuclear Science Symposium Medical Imaging Conference*, pages 508–511, 2010.
- [45] A. Buffler. Contraband detection with fast neutrons. *Radiation Physics and Chemistry*, 71(3):853–861, 2004.
- [46] J.E. Eberhardt, S. Rainey, R.J. Stevens, B.D. Sowerby, and J.R. Tickner. Fast neutron radiography scanner for the detection of contraband in air cargo containers. *Applied Radiation and Isotopes*, 63(2):179–188, 2005.
- [47] L. Stevanato, G. Nebbia, F. Pino, M.M. Mackowiak de Antczak, A. Antczak, L. Sajo-Bohus, and G. Viesti. Neutron-non-destructive assay of archaeological samples from the Tortuga island of Venezuela. *Journal of Physics & Astronomy*, 1(1):22–25, 2012.
- [48] C. A. Rivera Villarreyes, G. Baroni, and S. E. Oswald. Integral quantification of seasonal soil moisture changes in farmland by cosmic-ray neutrons. *Hydrology and Earth System Sciences*, 15(12):3843–3859, 2011.
- [49] Y. Shuin, N. Hotta, M. Suzuki, and K. I. Ogawa. Estimating the effects of heavy rainfall conditions on shallow landslides using a distributed landslide conceptual model. *Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C*, 49:44–51, 2012.
- [50] W. Wu and R. E. Dickinson. Time scales of layered soil moisture memory in the context of land–atmosphere interaction. *Journal of Climate*, 17(14):2752–2764, 2004.
- [51] CAEN Electronic Instrumentations. <http://www.caen.it/csite>.

- [52] D. Cester. Innovative techniques for detection of radioactive and nuclear materials. Master's thesis, Università degli Studi di Padova, 2011.
- [53] CERN. ROOT a Data analysis Framework. <https://root.cern.ch/>.
- [54] L. Stevanato, D. Fabris, Xin Hao, M. Lunardon, S. Moretto, G. Nebbia, S. Pesente, L. Sajo-Bohus, and G. Viesti. Light output of ej228 scintillation neutron detectors. *Applied Radiation and Isotopes*, 69(2):369–372, 2011.
- [55] M. Moszyński and B. Bengtson. Status of timing with plastic scintillation detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 158:1–31, 1979.
- [56] M. Zreda, W. J. Shuttleworth, X. Zeng, C. Zweck, D. Desilets, T. Franz, and R. Rosolem. COSMOS: the COsmic-ray Soil Moisture Observing System. *Hydrology and Earth System Sciences*, 16(11):4079–4099, 2012.