

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Discriminazione n/γ tramite l'analisi della
forma dell'impulso di uno scintillatore di
stilbene deuterato**

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Nicholas Pieretti

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

Nel corso degli ultimi decenni sono stati eseguiti diversi esperimenti volti alla misura della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone, ma alcuni risultati si sono rivelati discordanti e ad oggi essa è ancora nota con insufficiente precisione, a causa della complessità del problema sia dal punto di vista teorico che sperimentale. Una migliore conoscenza di questa grandezza può fornire importanti informazioni sulla natura dei nucleoni e sulle loro interazioni. È stato quindi proposto un esperimento volto alla misura della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone al CERN di Ginevra, presso la *facility* n-TOF, sfruttando gli aggiornamenti apportati alle aree sperimentali e alla sorgente di neutroni negli ultimi anni. L'esperimento prevede di utilizzare la reazione di *breakup* del deuterio tramite l'impiego di un *target* attivo, composto da un bersaglio di stilbene deuterato (stilbene- d_{12}) che funge anche da materiale scintillatore. Per verificare la fattibilità dell'esperimento sono stati eseguiti dei test preliminari presso la *facility* del *National Center for Scientific Research* (NCSR) Demokritos, irradiando il *target* attivo con neutroni e raggi γ a diverse energie e utilizzando due tipi diversi di sensori fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) nel sistema di rivelazione. In questa tesi sono stati analizzati dei segnali provenienti da questi test, valutando la possibilità di eseguire discriminazione n/γ sfruttando la tecnica della *Pulse Shape Discrimination* (PSD).

Indice

Introduzione	1
1 Scattering nn ed esperimento n_TOF	3
1.1 Lunghezza di <i>scattering</i>	3
1.1.1 Definizione	3
1.1.2 Isospin e lunghezze di <i>scattering</i> NN	4
1.2 Misura delle lunghezze di <i>scattering</i> NN	6
1.2.1 Importanza delle lunghezze di <i>scattering</i>	6
1.2.2 Metodi diretti di misura di a_{nn}	7
1.2.3 Metodi indiretti di misura di a_{nn}	8
1.3 <i>Breakup</i> del deuterio a n_TOF	10
1.3.1 Tempo di volo e <i>facility</i> n_TOF	10
1.3.2 Bersaglio di spallazione	11
1.3.3 Stazioni sperimentali	14
1.3.4 Misura di a_{nn} a n_TOF	17
2 TaraT a NCSR Demokritos	19
2.1 Produzione di neutroni	19
2.2 Rivelatori d'interesse	23
2.2.1 Rivelatori a scintillazione	24
2.2.2 Scintillatori organici	26
2.2.3 Stilbene deuterato	27
2.2.4 SiPM	29
2.3 NCSR DEMOKRITOS	31
2.3.1 La <i>facility</i>	31
2.3.2 TaraT	33
3 Discriminazione n/γ dello stilbene-d_{12}	35
3.1 <i>Pulse Shape Discrimination</i>	35
3.2 Analisi dati	36
Conclusioni	52
Bibliografia	54

Introduzione

La lunghezza di *scattering* è un parametro fondamentale per descrivere le interazioni tra particelle in un processo di diffusione a basse energie. Nello *scattering* nucleone-nucleone questa grandezza è dotata di valori differenti in base alle coppie di particelle a bassa energia relativa considerate: due neutroni, due protoni o un neutrone e un protone. Queste differenze forniscono importanti informazioni su rotture di simmetrie associate alla natura delle forze coinvolte nel nucleo e delle particelle che lo compongono, e sono quindi alla base della struttura della materia e dell'universo stesso.

Data la rilevanza di queste lunghezze di *scattering* nel corso degli ultimi decenni sono stati eseguiti numerosi esperimenti volti alla loro misura. Ad oggi è richiesta una precisione sempre maggiore, soprattutto per la lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone, raggiungibile solo con le tecniche sperimentali più avanzate e gli strumenti teorici più recenti. È stato proposto un esperimento volto alla misura di questa grandezza presso la *facility* n_TOF, al CERN di Ginevra, tramite l'utilizzo di un *target* attivo di stilbene- d_{12} .

Per testare le proprietà del bersaglio sono stati eseguiti dei test preliminari presso la *facility* del *National Center for Scientific Research* (NCSR) Demokritos, ad Atene. I dati raccolti, ottenuti irraggiando lo stilbene- d_{12} , sono stati analizzati per verificare la possibilità di discernere i segnali provenienti da neutroni da quelli provenienti da raggi γ . Questa analisi si può svolgere utilizzando la tecnica della *Pulse Shape Discrimination* (PSD), che permette di separare i segnali provenienti da particelle diverse sfruttando le differenze tra le loro forme.

In questa tesi si è fatto uso di questa tecnica, valutando la qualità del sistema di rivelazione associato al bersaglio analizzato e studiando le grandezze migliori per distinguere le due popolazioni di neutroni e raggi γ .

Nel primo capitolo viene definita la lunghezza di *scattering* per processi di diffusione nucleone-nucleone a basse energie ed è poi descritta la sua importanza nel contesto delle rotture di simmetrie legate all'isospin. Vengono inoltre illustrati i metodi e le reazioni utilizzati negli esperimenti di misura delle lunghezze di *scattering*, nonché un riassunto di alcune tappe sperimentali importanti, assieme ai valori ottenuti più recentemente. Infine è descritta la tecnica del tempo di volo, assieme alla *facility* n_TOF in cui è impiegata, dalla sorgente utilizzata agli aggiornamenti più recenti delle aree sperimentali, che

permetteranno una misura accurata e sistematica della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone.

Il secondo capitolo si concentra sulle reazioni sfruttate per la produzione di sorgenti di neutroni in quanto sono utilizzate nelle *facility* di interesse per questa tesi. Segue una descrizione del sistema di rivelazione dei dati analizzati: il bersaglio, composto da stilbene deuterato (stilbene- d_{12}), funge anche da scintillatore, mentre i fotomoltiplicatori sono due coppie di SiPM. L'esperimento da cui provengono i dati studiati in questa tesi è stato eseguito presso la *facility* di NCSR Demokritos che, assieme al *setup* sperimentale del *target* attivo, è descritta nella parte finale del capitolo.

Il terzo capitolo, infine, contiene l'analisi dei dati provenienti da questo esperimento, a seguito di una descrizione della *Pulse Shape Discrimination*. In particolare è stata analizzata la forma di segnali provenienti da sorgenti di raggi γ e neutroni a diverse energie. Tramite la tecnica della PSD è stata poi valutata la combinazione di grandezze che potessero fornire il migliore risultato in termini di discriminazione n/γ , riportando mano a mano i grafici corrispondenti. Il capitolo si conclude con una stima dell'incertezza da associare all'implementazione della PSD utilizzata.

Capitolo 1

Scattering nn ed esperimento n_TOF

1.1 Lunghezza di *scattering*

1.1.1 Definizione

Le sezioni d'urto sono delle quantità utilizzate per misurare la probabilità di un processo di interazione tra particelle. Se si considera un esperimento di *scattering* tra particelle a basse energie è utile considerare come grandezza la lunghezza di *scattering*.

Nelle reazioni nucleari a bersaglio fisso il processo di scattering nucleone-nucleone, tema di interesse in questa tesi, può essere considerato come un proiettile nucleone, la cui funzione d'onda è rappresentata da un'onda piana, che dopo l'interazione con il nucleone bersaglio diffonde in ogni direzione, in una funzione d'onda sferica [1].

La lunghezza di *scattering* viene quindi introdotta con l'analisi in onde parziali: il formalismo degli sfasamenti, infatti, è utile per analizzare il comportamento dell'ampiezza di *scattering* a basse energie [2].

Nella teoria dello scattering per potenziali centrali la soluzione dell'equazione di Schrödinger indipendente dal tempo, con le condizioni al contorno di *scattering*, è convenientemente decomposta in onde parziali, ciascuna dotata di momento angolare l della particella rispetto al bersaglio. Asintoticamente l'effetto del bersaglio sulla particella è una variazione della fase nella l -esima onda parziale rispetto al caso senza potenziale. Questa variazione è lo sfasamento di *scattering* δ_l , che dipende dall'energia e dal momento angolare e contiene l'informazione necessaria per la costruzione delle ampiezze di *scattering* e delle sezioni d'urto [3].

Lo sviluppo in onde parziali dell'ampiezza di *scattering* è

$$f(\theta) = \sum_l (2l + 1) f_l P_l(\cos(\theta)), \quad (1.1)$$

con P_l polinomi di Legendre e f_l ampiezza di scattering parziale, legata allo sfasamento di scattering δ_l da

$$f_l = \frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2ik}, \quad (1.2)$$

con k numero d'onda.

Nel caso limite in cui la lunghezza d'onda di De Broglie delle particelle incidenti sia grande rispetto al raggio di azione a del campo $U(r)$ (ovvero $ka \ll 1$) tutte le ampiezze parziali con $l \neq 0$ sono piccole rispetto all'ampiezza di scattering con $l = 0$, chiamata onda S [4].

La lunghezza di *scattering* a_s viene quindi definita tramite lo sviluppo in serie di potenze dello sfasamento di *scattering* dell'onda S nel sistema di riferimento del centro di massa:

$$k \cot \delta(k) = -\frac{1}{a_s} + \frac{r_{eff}}{2} k^2 + \mathcal{O}(k^4), \quad (1.3)$$

Dove r_{eff} è chiamato *range* efficace. La tecnica che permette di ricavare l'espansione 1.3 è detta espansione a *range* efficace (ERE): proposta da Bethe [5], fornisce una caratterizzazione indipendente dal modello di *scattering* a basse energie, dove la forma del potenziale è in larga parte irrilevante.

La sezione d'urto a basse energie risulta quindi espressa in funzione della lunghezza di scattering,

$$\lim_{k \rightarrow 0} \sigma = 4\pi a_s^2. \quad (1.4)$$

Confrontando questa espressione con quella della sezione d'urto totale per *scattering* con $l = 0$ (la sezione d'urto differenziale in questo caso risulta costante), data da

$$\sigma = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi \sin^2(\delta_0)}{k^2}, \quad (1.5)$$

si ottiene

$$a_s = \pm \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\sin \delta_0}{k}. \quad (1.6)$$

La scelta del segno è arbitraria, ma si sceglie per convenzione il segno negativo. Anche se la lunghezza di *scattering* ha le dimensioni di una lunghezza, è un parametro che rappresenta l'intensità dello *scattering*, non il suo *range* [1].

1.1.2 Isospin e lunghezze di *scattering* NN

Informazioni utili sulle proprietà degli adroni e dei nuclei possono essere ottenute ignorando gli effetti, spesso piccoli, creati dalla carica elettrica. Ad esempio, il protone e il neutrone sono dotati di masse quasi identiche e possono essere considerati, relativamente alla forza forte, come due stati differenti di una stessa particella, il nucleone. Ciò suggerisce che le forze tra nucleoni non debbano dipendere dalla carica, una volta rimossi

gli effetti elettromagnetici [6]. Questa indipendenza dalla carica delle forze nucleari si manifesta anche in diverse proprietà nucleari.

Il numero quantico di isospin \mathbf{T} è introdotto per far sì che il nucleone con isospin 1/2 sia dotato di due stati, in analogia al numero quantico di spin. A livello teorico l'indipendenza dalla carica consiste nell'invarianza per qualsiasi rotazione nello spazio di isospin. Una violazione di questa simmetria viene detta rottura dell'indipendenza dalla carica (CIB).

L'indipendenza dalla carica riflette il fatto che l'interazione forte non distingue protone e neutrone. Fintanto che è attiva solo l'interazione forte, il vettore di isospin \mathbf{T} è dotato di direzione arbitraria, per cui l'Hamiltoniana forte H_S obbedisce a

$$[H_S, \mathbf{T}] = 0. \quad (1.7)$$

Le correzioni dovute alla differenza di massa tra quark leggeri e all'elettromagnetismo non commutano con l'operatore di isospin \mathbf{T} , per cui l'invarianza per isospin e l'indipendenza dalla carica risultano solo delle simmetrie approssimate.

Le lunghezze di *scattering* nucleone-nucleone (NN) 1S_0 , isospin 1, sono osservabili fondamentali per una maggiore comprensione teorica delle forze nucleari: la differenza tra la parte nucleare delle lunghezze di *scattering* di neutrone-neutrone (nn) e protone-protone (pp) è infatti una misura diretta di quella che viene definita come rottura della simmetria di carica (CSB). La simmetria di carica (CS) è l'invarianza dell'Hamiltoniana forte per rotazioni di 180° attorno al terzo asse di simmetria, per cui, assumendo che quest'ultimo sia l'asse y e introducendo l'operatore di simmetria di carica P_{cs} ,

$$P_{cs} = e^{i\pi T_2}, \quad (1.8)$$

la simmetria di carica è valida quando

$$[H_S, P_{cs}] = 0. \quad (1.9)$$

La violazione di questa simmetria viene appunto chiamata rottura della simmetria di carica e, ovviamente, risulta un caso speciale di CIB.

Nel caso di *scattering* NN 1S_0 l'elemento di matrice dell'operatore $[H_S, \mathbf{T}]$ tra stati $\mathbf{T}=1$ si annulla, per cui non avviene mescolamento di isospin, ma l'interazione di Coulomb, dipendente dalla carica, causa una differenza tra le lunghezze di *scattering* tra i sistemi nn e pp [7]. Le lunghezze di *scattering*, infatti, sono il risultato di una messa a punto tra il *range* e la profondità del potenziale nucleare, per cui piccole differenze in entrambe possono portare a variazioni apprezzabili nelle lunghezze di *scattering*.

Se la simmetria di carica fosse esatta il protone e il neutrone avrebbero la stessa massa; tuttavia la CSB fa sì che il neutrone sia approssimativamente 0.1% più pesante del protone. La repulsione elettrostatica tra quark dovrebbe rendere il protone più pesante, ma la differenza di massa tra quark è maggiore di un fattore circa 2, rendendo quest'ultima

la causa principale della CSB. La differenza tra le masse di protone e neutrone permette il decadimento β del neutrone, che risulta quindi stabile solo nel nucleo grazie all'interazione forte: questo implica delle conseguenze fondamentali sulla struttura dell'universo, in particolare per la nucleosintesi dell'universo primordiale.

1.2 Misura delle lunghezze di *scattering* NN

1.2.1 Importanza delle lunghezze di *scattering*

L'equazione 1.3 assume particolare importanza nell'ambito dei processi di *scattering* in esperimenti di collisione a bassa energia relativa tra nucleoni a bersaglio fisso: è con queste tecniche sperimentali, infatti, che sono misurate le lunghezze di *scattering* nucleone-nucleone (NN). Come già discusso nella sezione precedente, queste grandezze sono particolarmente importanti per poter apprezzare e quantificare l'entità della CSB. In particolare, si può dimostrare [8] che la differenza tra le lunghezze di *scattering* Δa è legata al potenziale della CSB tramite un fattore di amplificazione di 10–15:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a_{pp} - a_{nn}}{a} = (10-15) \frac{\Delta V_{CSB}}{V}. \quad (1.10)$$

Questa amplificazione è legata al grande valore delle lunghezze di *scattering* rispetto al *range* dell'interazione forte. Alla luce della rilevanza di questi parametri sono quindi stati eseguiti diversi esperimenti negli ultimi 60 anni, con le varie combinazioni di nucleoni, per determinarne misure sempre più precise. I valori di lunghezze di *scattering* protone-protone a_{pp}^C e neutrone-protone a_{np} sono stati stabiliti con precisione sufficiente e gli esperimenti eseguiti nel corso degli anni hanno mostrato la discrepanza tra a_{pp}^C , a_{np} e la lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone a_{nn} , per cui sono stati confermati i fenomeni di CIB e CSB. La misura della lunghezza di *scattering* a_{nn} , tuttavia, risulta ancora dotata di un'incertezza ben più grande delle altre citate. Per quanto riguarda le particelle cariche, a_{pp}^C risulta essere il parametro di ordine maggiore in un'espansione a *range* efficace (ERE) generalizzata, che includa anche gli effetti della repulsione coulombiana. Tuttavia, gli sfasamenti pp ottenuti esclusivamente dalla parte di forza forte dell'interazione pp, e di conseguenza la lunghezza di *scattering* pp, mantengono una dipendenza residua dal modello specifico utilizzato per descrivere questa forza a corto raggio [9].

Da un punto di vista sperimentale, in compenso, è facile ottenere una misura della lunghezza di *scattering* pp: preparare un fascio incidente di protoni ad una specifica energia, costruire un bersaglio di protoni più puro possibile e riempire di rivelatori di particelle cariche lo spazio circostante al bersaglio sono procedure ormai standardizzate in Fisica nucleare.

Il valore attualmente accettato della lunghezza di *scattering* pp 1S_0 è [10]:

$$a_{pp}^C = -7.8063 \pm 0.0026 \text{ fm}. \quad (1.11)$$

Rimuovere i contributi di interazione pp coulombiana è possibile solo per via teorica, utilizzando le tecniche all'avanguardia, e ciò comporta un aumento dell'incertezza a causa della dipendenza dal modello, per cui si ha

$$a_{pp} = -17.3 \pm 0.3 \text{ fm} . \quad (1.12)$$

La lunghezza di *scattering* np è il valore più accurato tra le varie misure, grazie all'assenza di interazione elettromagnetica tra i due nucleoni coinvolti e la facilità nel realizzare il *setup* sperimentale, costruendo un fascio di neutroni e un bersaglio di protoni. Il valore attualmente accettato della lunghezza di *scattering* np 1S_0 è [11]

$$a_{np} = -23.7153 \pm 0.0043 \text{ fm} . \quad (1.13)$$

La lunghezza di *scattering* a_{nn} risulta invece di più difficile determinazione a causa dell'assenza di un bersaglio di neutroni liberi sufficientemente denso. Alla luce di questo ostacolo l'attuale conoscenza di a_{nn} è nota esclusivamente da esperimenti basati su reazioni indirette. I processi utilizzati maggiormente sono $nd \rightarrow nnp$ e $\pi^-d \rightarrow nn\gamma$, descritti nella sottosezione seguente, ed entrambi possiedono una storia lunga e interessante. Una revisione approfondita dello stato degli esperimenti si può trovare in [12].

1.2.2 Metodi diretti di misura di a_{nn}

Data la già citata difficoltà nel reperire bersagli densi di neutroni liberi sono state avanzate poche ipotesi per eseguire *scattering* nn in modo diretto. Inizialmente nel 1964 fu proposto di utilizzare due esplosioni nucleari sotterranee e simultanee [13]: in tal modo l'intenso flusso di neutroni che ne sarebbe derivato sarebbe stato collimato in due fasci incidenti per poter misurare la sezione d'urto. Tuttavia, dopo uno studio preliminare eseguito nel 1986, l'idea è stata abbandonata.

Un'altra proposta, anch'essa non più sostenuta anche a causa dell'alta incertezza che sarebbe stata associata alla misura, è stata il lancio di un reattore nucleare pulsato in orbita, al fine di eliminare lo *scattering* di neutroni con i nuclei dell'atmosfera.

Un'idea più recente è quella di utilizzare reattori terrestri: in particolare è stato proposto di misurare la lunghezza di *scattering* nn sfruttando il reattore pulsato aperiodico YAGUAR, situato nella città russa di Snezhinsk. Innescando la fissione in un reattore cilindrico contenente un sale di uranio disciolto in acqua (UO_2SO_4) i neutroni emessi sono moderati da pareti di polietilene mentre raggiungono il centro, costituito da un tubo sottovuoto. È quindi possibile misurare la sezione d'urto nn, e quindi a_{nn} , rivelando lo spettro energetico neutronico risultante. I vantaggi derivanti da questo *setup* sono un intenso flusso di neutroni ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) e che il segnale ricercato (lo *scattering* nn) è proporzionale al quadrato del flusso, mentre il segnale di fondo cresce linearmente [14]. Tuttavia, dalla proposta avanzata del 2002, i primi esperimenti preliminari sono stati

eseguiti nel 2008 [15], dal 2009 al 2013 il reattore è stato modernizzato [16], e per ora sono in corso studi sulle caratteristiche nella nuova configurazione [17].

1.2.3 Metodi indiretti di misura di a_{nn}

L'idea dietro alle misure indirette di a_{nn} è trovare una reazione nucleare che produca due neutroni liberi in uno stato finale con bassa energia relativa. Estrarre un valore di questa misura è possibile rivelando i neutroni in una tale configurazione, che viene detta regione di interazione a stato finale (FSI), dove la lunghezza di *scattering* gioca un ruolo fondamentale. In questo stato, infatti, l'onda S a bassa energia relativa può essere descritta in modo accurato dall'espansione a *range* efficace, citata nelle sezioni precedenti. Questo è però possibile solo se la rivelazione dei neutroni, includendo informazioni cinematiche complete, si possa eseguire con precisione ed efficienza sufficienti e se il corrispettivo calcolo teorico possieda piccole barre di errore. Indipendentemente dalla reazione scelta, infatti, l'estrazione dipende dalla teoria e, in particolare, dalla sensibilità di a_{nn} nel quadro di riferimento teorico scelto.

Inoltre, poiché spesso la rivelazione del neutrone è inefficiente, si tende a sfruttare una particella più facilmente rivelabile, come un protone o un fotone, per risalire all'energia relativa e all'impulso dei neutroni. In generale si possono distinguere due tipologie di esperimenti: quelli detti cinematicamente incompleti, in cui è misurata solamente l'energia della terza particella, e quelli cinematicamente completi, in cui si misurano le energie di tutte e tre le particelle. La distinzione è importante ai fini dell'analisi dati a causa dell'impatto significativo che i vincoli cinematici hanno sulla teoria utilizzata per la predizione della misura e per il discernimento del *background* dal segnale ricercato. Infine, questa terza particella dovrebbe essere debolmente interagente con i neutroni, in modo che la sua presenza possa influenzare solo in modo limitato il processo. Questo ha spinto a proposte ed esperimenti basati su processi elettrodeboli, come la reazione

$$\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma, \quad (1.14)$$

detta cattura pionica del deuterio, in cui appunto un pione lento viene catturato in un orbitale atomico intorno al deuterio e cade fino a raggiungere l'orbitale *s*. La sua funzione d'onda è così in sovrapposizione finita con quella del deuterio, permettendo quindi l'assorbimento del pione e il conseguente *breakup* in due neutroni e un fotone. Il vantaggio di questo processo deriva dalla facilità con cui si può misurare il fotone ad alta energia (~ 130 MeV), che è la terza particella dello stato finale e interagisce debolmente con i due neutroni. Negli esperimenti cinematicamente incompleti viene misurata solo l'energia del fotone, mentre in quelli cinematicamente completi viene misurato anche l'impulso di uno dei neutroni, permettendo di eliminare eventuali errori sistematici [12]. La misura più recente di a_{nn} sfruttando questa reazione con pioni incidenti a 48 MeV ha portato, tramite una misura cinematicamente completa, a [18]

$$a_{nn} = -18.63 \pm 0.54 \text{ fm}. \quad (1.15)$$

Tuttavia, il fulcro degli esperimenti ha fatto affidamento sulla reazione di *breakup* del deuterio,

$$n + d = n + n + p. \quad (1.16)$$

I primi tentativi di ottenere informazioni sperimentali su a_{nn} , che risalgono agli anni '70 del secolo scorso, utilizzarono infatti esperimenti cinematicamente non completi di questa reazione. Questi esperimenti erano però caratterizzati da una rivelazione ristretta allo spettro energetico del protone uscente e fornivano come risultati un ampio intervallo di valori di a_{nn} legati a inevitabili difficoltà sperimentali e metodi teorici approssimati utilizzati nell'analisi dati.

Lo studio di questo processo anche oggi subisce delle complicazioni, sia sperimentali che teoriche, a causa del fatto che si tratti di un problema a tre corpi dipendente dalla carica: il superamento delle difficoltà teoriche è possibile solo con potenziali NN moderni e realistici, che permettano dei calcoli più agevoli. Nonostante ciò le forze tra tre nucleoni (3NF) possono influenzare il sistema e complicare il problema ulteriormente: potrebbero essere queste, infatti, la causa di una lunga storia di risultati contrastanti ottenuti in esperimenti diversi.

Il processo alla base consiste di un neutrone incidente, con energia maggiore dell'energia di legame del deuterio, il quale produce *scattering* anelastico con il bersaglio, che si rompe quindi in un neutrone ed un protone. Negli esperimenti cinematicamente incompleti viene misurata la quantità di moto del protone emesso: questo porta in genere a una misura della lunghezza di *scattering* $a_{nn} \approx -19$ fm [19]. Tuttavia un'analisi degli esperimenti che include i più recenti risultati sul formalismo del sistema a tre nucleoni, inclusi potenziali NN ad alta precisione e 3NF, fornisce valori intorno a $a_{nn} \approx -15.5$ fm. Negli esperimenti cinematicamente completi, invece, viene misurato l'impulso di almeno due nucleoni, e ciò porta a risultati che si aggirano attorno a $a_{nn} \approx -16.5$ fm. In questo caso si trova che l'influenza delle 3NF svaniscono completamente per specifici angoli di produzione delle coppie nn. Sperimentalmente si utilizza un bersaglio spesso e si rivelano i due neutroni con due scintillatori posti a circa lo stesso angolo da un lato del fascio. Questo garantisce una condizione cinematica pulita per l'osservazione della FSI, ma produce del *cross talk* tra i rivelatori. In un esperimento di questo genere, descritto in [19], il problema è stato evitato rivelando solo uno dei neutroni in coincidenza con il protone di rinculo dalla parte opposta del fascio. Il principale vantaggio derivante da tale configurazione consiste nell'osservazione simultanea dello *scattering* quasi libero (QFS) np, che ha la caratteristica di possedere una sezione d'urto praticamente indipendente da a_{nn} , per cui permette una normalizzazione del picco della FSI nn.

In generale, confrontando le misure di esperimenti cinematicamente completi e incompleti con le previsioni teoriche, occorre tenere conto di diversi effetti: la media angolare e energetica, la dipendenza dell'efficienza del rivelatore da posizione ed energia e la correlazione tra la rivelazione dei due neutroni emessi.

Al momento il valore comunemente accettato di a_{nn} proviene comunque da esperimenti

che sfruttano la cattura di un pione da parte del deuterio, *Eq.* (1.14), poiché si ritiene che questi risultati siano più affidabili di quelli ottenuti tramite il *breakup* del deuterio. I valori di a_{nn} ottenuti recentemente con l'*Eq.* (1.16), infatti, hanno fornito risultati discordanti [19]. Recentemente si è concluso che l'unico modo per riconciliare queste discrepanze sia l'utilizzo delle equazioni di Faddeev, ovvero delle equazioni risolvibili iterativamente che descrivono tutte le possibili interazioni tra tre particelle quantistiche [20], con dei potenziali moderni e realistici, come già citato in precedenza, e le 3NF. In questo modo sarebbe infatti possibile ottenere una trattazione teorica il più aderente possibile al *setup* sperimentale.

Alla luce di queste considerazioni, la lunghezza di *scattering* nn 1S_0 ottenuta tramite esperimenti indiretti accettata attualmente risulta [21]

$$a_{nn} = -18.6 \pm 0.6 \text{ fm} . \quad (1.17)$$

1.3 *Breakup* del deuterio a n_TOF

Fino ad ora gli esperimenti di *breakup* del deuterio indotto da neutroni hanno determinato la lunghezza di *scattering* nn solo ad un'energia fissata del fascio incidente e/o a copertura angolare limitata delle particelle uscenti. Recentemente si sta però tentando di studiare a_{nn} in un ampio intervallo di energia di fascio incidente (tra 10 MeV e 100 MeV), utilizzando la tecnica del tempo di volo, in combinazione con un *setup* di rivelazione che possa coprire un ampio angolo solido. Ciò è possibile grazie alla *facility* n_TOF, che fornisce una sorgente intensa di neutroni con un'ottima risoluzione energetica in un ampio spettro energetico. È così possibile eseguire un esperimento cinematicamente completo, misurando l'energia del protone e di un neutrone uscente, in una configurazione sperimentale tale da rendere dominante la FSI in maniera sistematica.

1.3.1 Tempo di volo e *facility* n_TOF

La *facility* n_TOF divenne operativa al CERN, situato a Ginevra, in Svizzera, nel 2001, basata su un'idea di C. Rubbia. Da allora è diventata una delle *facility* più importanti nell'ambito delle misurazioni di sezioni d'urto di reazioni che coinvolgono neutroni: queste ultime, infatti, sono di particolare rilevanza nello studio della struttura nucleare e nei meccanismi di fissione. In particolare le reazioni indotte da neutroni sono la forza motrice alla base della nucleosintesi di elementi più pesanti del ferro nelle stelle, del funzionamento dei reattori nucleari attuali e di quelli futuri volti a minimizzare scorie nucleari (IV generazione) o quantomeno ridurle (ADS), del danno causato a materiale strutturale di futuri reattori a fusione, ecc. Le sezioni d'urto di un grande numero di reazioni indotte da neutroni sono gli ingredienti principali di tutti i calcoli eseguiti in questi campi [22].

Le energie di interesse dei neutroni vanno dal termico (25 meV) a centinaia di MeV in base alla loro applicazione. In questo intervallo di energie le sezioni d'urto neutroniche hanno strutture risonanti che variano significativamente da isotopo a isotopo e non possono essere predette, richiedendo quindi un'alta risoluzione energetica per poter distinguere queste strutture. Un metodo utile a tal fine è la tecnica del tempo di volo (*Time-Of-Flight*, TOF) in cui un fascio pulsato di neutroni, distribuiti in un ampio intervallo energetico, viaggia a una specifica distanza L prima di raggiungere il campione oggetto di studio. In tal modo l'energia cinetica dei neutroni è determinata dal loro tempo di arrivo t al sito di misurazione. Data la velocità $v = L/t$, l'energia cinetica si può esprimere come

$$E_n = E - mc^2 = \sqrt{c^2p^2 + m^2c^4} - m^2c^2 = mc^2(\gamma - 1), \quad (1.18)$$

dove $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ è il fattore di Lorentz e c è la velocità della luce. Il primo termine dell'espansione in serie fornisce l'espressione classica dell'energia cinetica, valida in regime non relativistico,

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2. \quad (1.19)$$

Per quanto riguarda la risoluzione energetica, in prima approssimazione risulta

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}, \quad (1.20)$$

per cui la capacità di risolvere strutture di risonanza nelle sezioni d'urto è favorita dall'utilizzo di lunghe basi di volo (grandi L e t) e dalla produzione dei neutroni in intervalli di tempo (Δt) e spazio (ΔL) più corti possibili.

Al momento sono presenti diversi impianti nel mondo che sfruttano questa tecnica per misurare sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, con metodi di produzione di neutroni e traiettorie di volo differenti, che variano da un metro a 400 m. Tra queste è sicuramente degna di nota la *facility* n_TOF, che vide una fase operativa tra il 2001 e il 2004 e, dopo una pausa di quattro anni in cui è stato aggiornato il bersaglio di produzione di neutroni, ha ricominciato le operazioni nel 2008. Dal 2012 ha subito uno *shutdown* per costruire una seconda base di volo di 20 m, in aggiunta a quella già esistente di 185 m, completata nel 2014, e nel 2021 è stata costruita un'ulteriore stazione sperimentale, assieme a un altro aggiornamento del bersaglio di produzione dei neutroni.

1.3.2 Bersaglio di spallazione

La *facility* n_TOF fa parte del programma sperimentale a bersaglio fisso del complesso di acceleratori del CERN, come si può osservare in *Figura* 1.1.

Ogni 1.2 s viene prodotto un impulso di neutroni ad alta intensità, proveniente da reazioni

di spallazione indotte da impulsi di 7×10^{12} protoni che, con una quantità di moto di 20 GeV/c, urtano un bersaglio di piombo cilindrico, che fino al 2021 era di 1.3 tonnellate, lungo 40 cm e con diametro 60 cm. Uno strato di 1 cm di acqua raffredda il bersaglio e, assieme a un altro strato di 4 cm di acqua borata ($H_2O + 1.28\%H_3BO_3$, frazione in massa), modera i neutroni nello spettro energetico desiderato, fino all'energia termica. Questi due strati separati costituivano la principale novità rispetto alla configurazione precedente, utilizzata nel periodo di attività tra il 2001 e il 2004.

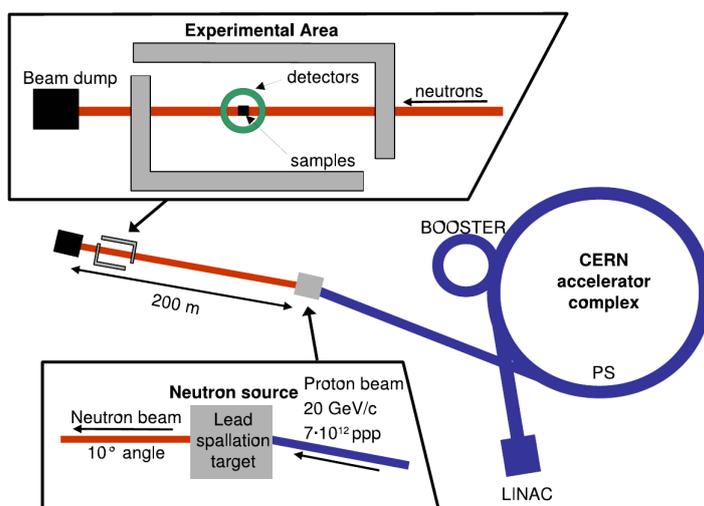


Figura 1.1: Schema della facility n_TOF EAR-1 assieme al complesso di acceleratori del CERN [22]. Il LINAC rifornisce il PS-Booster, che fornisce il PS (protosincrotrone) con protoni di 1.4 GeV/c, con accelerazioni che raggiungono i 20 GeV/c. Questo fascio è estratto e inviato al bersaglio di spallazione di piombo di n_TOF in pacchetti di 7×10^{12} protoni. La prima sala sperimentale costruita è situata vicino alla fine della linea di fascio dei neutroni, lunga circa 200 m.

La configurazione precedente, infatti, prevedeva l'utilizzo di un singolo strato di 5.7 cm che fungeva sia da refrigerante che da moderatore di neutroni, ma il bersaglio di spallazione dovette essere sostituito a causa della corrosione causata dall'insufficiente raffreddamento fornito. Con la configurazione presente dal 2008 al 2021, invece, il ruolo di moderazione è stato svolto principalmente dall'acqua borata, che permette anche di minimizzare la cattura neutronica da parte dell'idrogeno, con conseguente produzione di raggi γ di 2.2 MeV: questi ultimi, infatti, sono responsabili di notevole *background* delle misurazioni di sezioni d'urto di cattura nella regione energetica dei neutroni dell'ordine dei keV [23]. Per uno schema del bersaglio di spallazione si veda *Figura 1.2*.

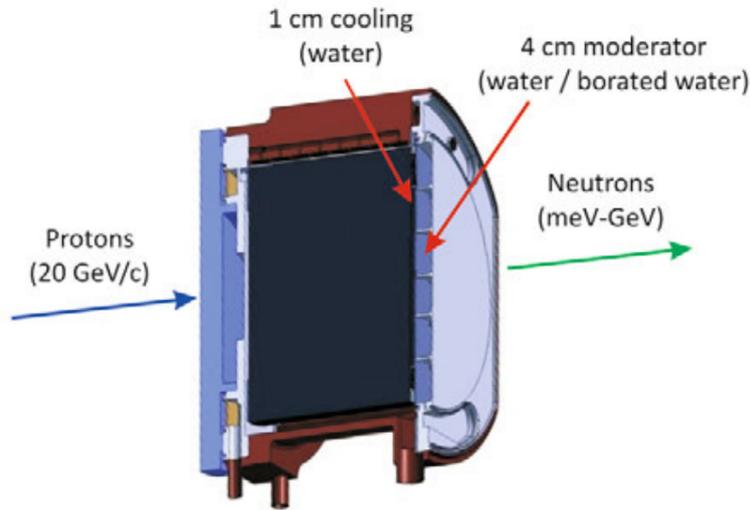


Figura 1.2: Sezione trasversale del target di spallazione di piombo di n_TOF presente fino al 2021 [22]. La separazione dello strato di raffreddamento (acqua) da quello del moderatore (acqua borata) è realizzata da una sottile finestra in alluminio.

Nell'aprile 2021 è stato nuovamente sostituito il bersaglio di spallazione, dato il suo prolungato utilizzo [24]. Come bersaglio di terza generazione si è scelto di utilizzare sei blocchi di piombo separati a forma di U, per un peso totale di 1.5 tonnellate. Il nuovo design fornisce diversi vantaggi logistici: innanzitutto permette di raffreddare il piombo, surriscaldato dal fascio di protoni, con azoto gassoso a temperatura ambiente anziché con acqua, evitando così il deterioramento del circuito con la rimozione completa di meccanismi di erosione e corrosione causati dal contatto diretto tra acqua e piombo. Inoltre il nuovo bersaglio permette di contenere nella parte superiore, lungo una delle due direzioni di rivelazione di neutroni, un'ulteriore vasca di moderatore di acqua demineralizzata. Questo accorgimento permetterà di migliorare la risoluzione delle misure del tempo di volo dei neutroni lungo la direzione verticale. La nuova configurazione, infine, migliora la *performance* fisica della *facility*. Nell'ultimo intervento è stata installata anche una nuova protezione attorno al bersaglio per fornire l'accesso all'area del bersaglio per ispezioni e operazioni tecniche, nonché per permettere l'installazione di una nuova stazione di test sperimentale (NEAR) molto più vicina al bersaglio di spallazione di quanto lo siano le due precedentemente esistenti (EAR-1 e EAR-2): questa vicinanza aumenta significativamente il numero misurabile di neutroni per ogni impulso di protoni. Il nuovo bersaglio di spallazione, riportato in *Figura 1.3*, garantirà agli scienziati del CERN almeno dieci anni di ricerca di livello mondiale sui neutroni.

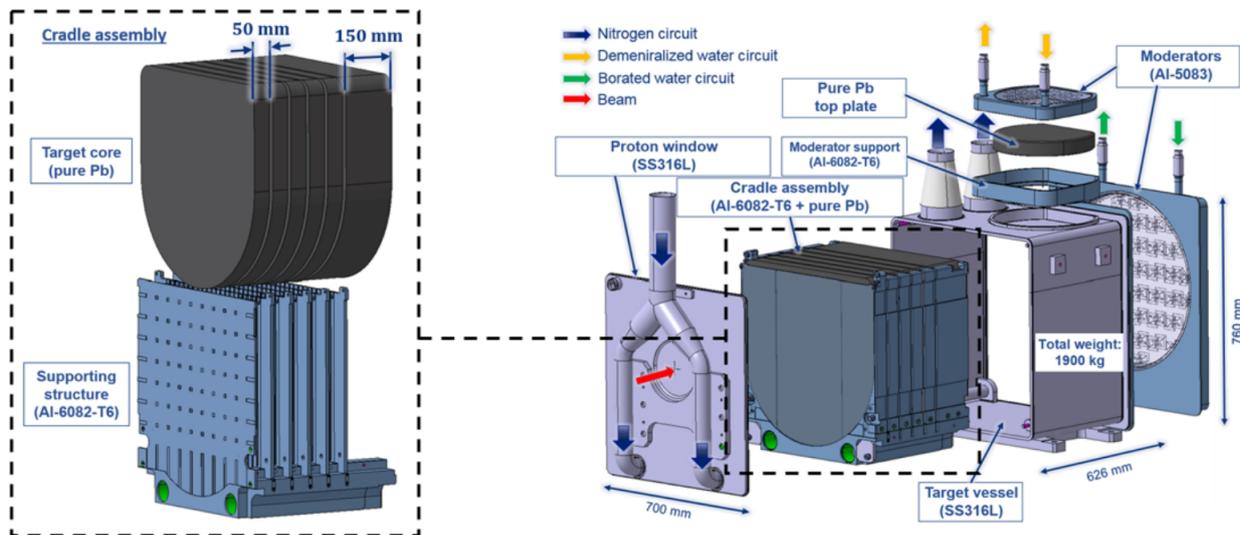


Figura 1.3: Vista esplosa (modello 3D) del nuovo bersaglio di spallazione di terza generazione installato nell'aprile 2021 presso la facility n_TOF [25]. A sinistra è raffigurata la struttura di supporto, a destra l'intero bersaglio.

1.3.3 Stazioni sperimentali

La facility n_TOF è dotata al momento di tre linee di fascio e stazioni sperimentali: EAR-1 e EAR-2, rappresentate in Figura 1.4, e NEAR.

L'area sperimentale EAR-1 è situata a 182.3 m dal bersaglio di spallazione, ed è lunga 7.9 m. La linea di fascio che la raggiunge è inclinata di 10° rispetto al fascio di protoni che colpisce il bersaglio di spallazione. Lungo la linea di fascio sottovuoto è inoltre posto un ampio magnete che deflette le particelle cariche del fascio e due collimatori che modellano la forma del fascio di neutroni. Uno schema della linea di fascio è riportato in Figura 1.5. L'area EAR-1 è progettata per misure ad alta risoluzione, soprattutto per le regioni di risonanza, e per estendere le misurazioni delle sezioni d'urto ad alta energia dei neutroni (sopra i 100 MeV).

L'area sperimentale EAR-2 si trova invece alla fine della linea di fascio che si estende verticalmente per 20 metri dalla sommità del bersaglio. Anche qui sono presenti due collimatori, che forniscono al fascio la forma desiderata, e un magnete che devia le particelle cariche residue che viaggiano lungo il fascio.

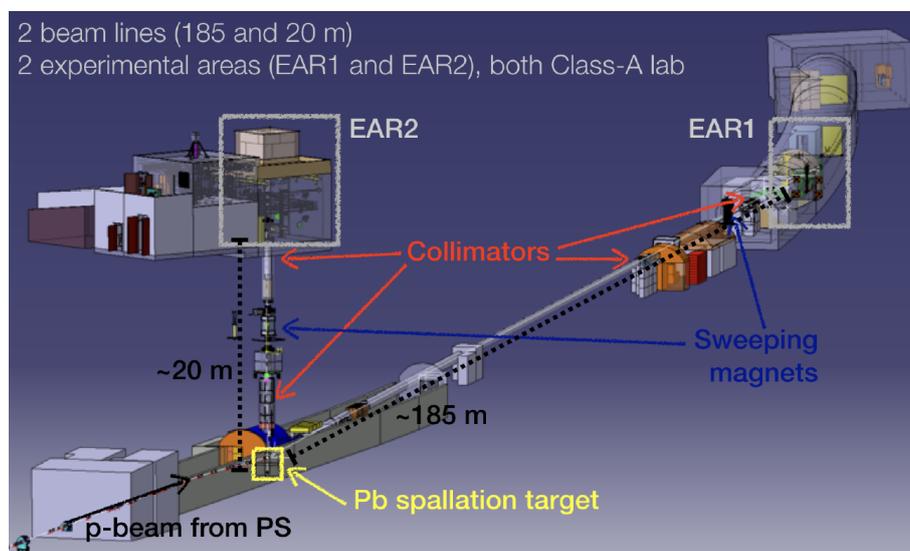


Figura 1.4: Schema della facility di n_TOF. EAR-1 e EAR-2 sono due delle tre aree sperimentali poste alla fine della linea di fascio dei neutroni [26].

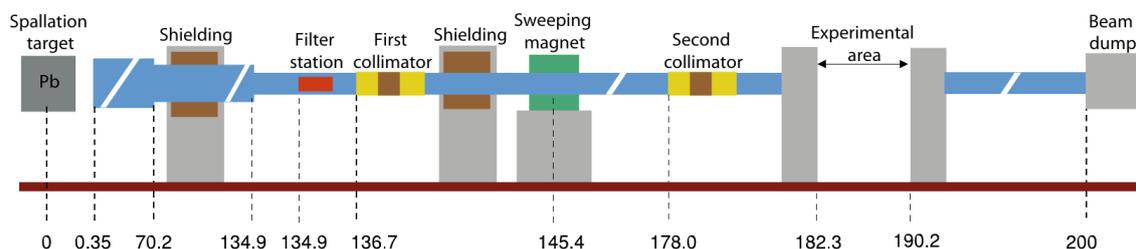


Figura 1.5: Schema della linea di fascio di neutroni di n_TOF dell'area EAR-1, dal bersaglio di spallazione al dump del fascio (le distanze sono in metri) [22].

L'area EAR-2 è stata progettata dal 2012 e costruita perché, rispetto alla prima, EAR-1, fornisce diversi vantaggi in specifici settori di studio:

- il flusso neutronico, ossia il numero di neutroni per impulso di protoni incidenti integrato in tutto il profilo spaziale che giunge nel sito con una certa energia cinetica, risulta essere molto maggiore nella posizione del campione;
- misure di reazioni indotte da neutroni possono essere eseguite su campioni molto piccoli: questo permette di ridurre l'attività di campioni instabili e rende possibile un risparmio nell'acquisto di campioni rari;
- le misure possono essere eseguite su isotopi con sezioni d'urto anche molto piccole;

- le misure possono essere eseguite in tempi molto più brevi e con maggiore precisione;
- le misure di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni ad alte energie (maggiori di 10 MeV-100 MeV), difficili da eseguire in EAR-1, diventano possibili grazie all'attenuazione dei γ -flash (descritti in *Sezione 2.1*).

Recentemente l'area EAR-2 è stata utilizzata anche per studiare *imaging* con neutroni, uno strumento analogo alla radiografia con raggi X, ma differisce da quest'ultima nell'evidenziare le strutture soprattutto di materiali leggeri grazie alle peculiari interazioni che avvengono tra neutroni e materia [26].

Alcune differenze tra le caratteristiche del fascio di neutroni misurato nelle due aree sperimentali sono riportate in *Tabella 1.1*.

	EAR-1	EAR-2
Flusso neutronico ($n/cm^2/impulso$)	circa 2×10^5	circa 5×10^6
Spettro energetico	da termico a 1 GeV	da termico a ~ 100 MeV
Risoluzione energetica	$\Delta E/E = 10^{-4}$ a 1 eV	$\Delta E/E = 10^{-3}$ a 1 eV

Tabella 1.1: *Caratteristiche del fascio di neutroni di n_TOF nelle due aree sperimentali EAR-1 e EAR-2. Il tasso di ripetizione del fascio è lo stesso di quello del fascio di protoni incidente, di minimo (multipli di) 1.2 s, per evitare sovrapposizioni nelle misurazioni del tempo di volo [26].*

Sono inoltre presenti diversi sistemi di rivelazione per studiare diversi tipi di reazione. In particolare sono utilizzati scintillatori solidi e liquidi per misurare i raggi γ in seguito a reazioni (n, γ) , mentre rivelatori a gas e a stato solido sono utilizzati per misurare reazioni $(n, \text{particelle cariche})$; le reazioni di fissioni, invece, sono misurate con rivelatori gassosi. La combinazione di questi rivelatori, assieme a un sistema di acquisizione basato su fADC, permette la misurazione di un grande numero di sezioni d'urto, nonché l'apporto di contributi tecnici fondamentali in questo campo di ricerca.

I fasci di neutroni vengono infine assorbiti dal *dump*, costituito da tre strati che permettono di rispettare i limiti della dose assorbita e garantire la protezione da radiazioni nella struttura.

L'area sperimentale più recente è NEAR, divenuta operativa a luglio 2021. La sua costruzione è stata proposta nel 2020: installando un'area sperimentale molto vicina al bersaglio di spallazione, appena fuori (3 m) dalla parete schermante della struttura di moderazione del bersaglio di spallazione, è possibile ottenere un flusso neutronico estremamente alto. Quest'ultimo può essere sfruttato per eseguire misurazioni su campioni molto piccoli e isotopi radioattivi a vita estremamente breve.

Il fascio neutronico proveniente dal bersaglio di spallazione raggiunge NEAR tramite un

semplice buco nella parete schermante, con l'ausilio di un opportuno sistema mobile di collimazione/moderazione [27]. Per la vicinanza del bersaglio ci si aspetta di rivelare anche un grande flusso di raggi γ e di particelle cariche. Con questa nuova stazione è possibile raccogliere dati finora scarsi o inediti sui danni da radiazioni in un ambiente dominato da neutroni e permettere quindi un aumento del tempo di vita di strumenti utilizzati in aree ad alta radiazione, evitando così il rischio di guasti durante operazioni con acceleratori e altre *facility* affini. Ovviamente, per garantire la sicurezza dalle radiazioni del bersaglio di spallazione per il personale del CERN, sono stati utilizzati dei robot telecomandati per l'installazione e rimozione a distanza dei campioni irradiati [28]. Sono ancora in corso studi e simulazioni sulla sua *performance*, ma risultati preliminari indicano che il flusso neutronico è all'altezza delle aspettative. Il numero di neutroni nella posizione del bersaglio a NEAR è in media aumentato di un fattore ≈ 100 rispetto alla linea di fascio di EAR-2, e di un fattore ≈ 4000 di quello di EAR-1 [29]. Poiché NEAR può operare in parallelo con EAR-1 e EAR-2, potrà contribuire a un sostanziale miglioramento nelle opportunità sperimentali e permetterà di studiare reazioni indotte da neutroni che non sono ancora accessibili.

1.3.4 Misura di a_{nn} a n_TOF

Grazie agli aggiornamenti della *facility* descritti si possono sfruttare l'ampio spettro energetico neutronico e il grande flusso neutronico ottenuti per eseguire una misura della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone con buona precisione e eccellente risoluzione dell'energia del neutrone. Nel 2006 era già stato proposto un esperimento con lo stesso obiettivo ma, nonostante l'approvazione, la misurazione di a_{nn} tramite la reazione di Eq. (1.16) non venne mai eseguita [30]. In questa proposta si prevedeva di installare i sistemi di rivelazione lungo la linea di fascio orizzontale EAR-1 (al tempo l'unica esistente). In particolare, per ottimizzare il flusso neutronico, il campione in esame sarebbe stato piazzato a 155 m dal bersaglio di spallazione di piombo, in quanto il flusso neutronico risulta aumentato di un fattore pari a 7 a causa dell'assenza dell'ultimo collimatore, ma contemporaneamente le particelle cariche sono già rimosse dall'ampio magnete. Per misurare l'energia del protone e di un neutrone uscente in coincidenza cinematica tale da rendere la FSI dominante si era scelto un intervallo energetico dei neutroni incidenti tra 30 MeV e 75 MeV e a specifici angoli polari. Il modello utilizzato per descrivere la FSI, infatti, fornisce risultati migliori quando l'energia del centro di massa o, equivalentemente, la velocità relativa tra un nucleone e un paio di nucleoni interagenti nello stato finale, è più alta. Fino al 2006 gli esperimenti erano limitati dall'energia massima che si poteva fornire al centro di massa dagli acceleratori, di 8.5 MeV, ma con n_TOF questa avrebbe raggiunto nello stato finale tra 18 MeV e 47 MeV, rendendo la *facility* il luogo ideale per l'esecuzione di questo esperimento. Ponendo il campione a 155 m, per cui più vicino al bersaglio di spallazione rispetto all'area sperimentale EAR-1, l'esperimento si sarebbe potuto svolgere in modo "parassitario", cioè contemporaneamente ad altri esperimenti

eseguiti in EAR-1, a patto di non compromettere la qualità del fascio. A tal fine furono svolte delle simulazioni Geant4, che dimostrarono che solo una piccola percentuale di neutroni sotto i 4 MeV di energia perdeva la relazione tempo di volo-energia. Come bersaglio era stato considerato l'utilizzo di deuterio liquido con sottili finestre di alluminio, oppure polietilene deuterato (CD_2) autoportante, valutando anche la perdita di energia dei neutroni derivante dallo spessore del bersaglio.

Questo esperimento, tuttavia, non fu realizzato soprattutto a causa delle diverse modifiche che si sarebbero dovute apportare alla linea di fascio dei neutroni. Con la disponibilità della stazione EAR-2 e l'aggiornamento del bersaglio di spallazione è stata quindi riproposta la misurazione di a_{nn} , potendo fare affidamento su un ingente miglioramento del flusso di neutroni e della determinazione del tempo di volo [31]. In questo caso si è proposta la rivelazione di tutte e tre le particelle in coincidenza cinematica, permettendo una ricostruzione della cinematica a tre corpi completa. Ciò richiede una grande efficienza nella rivelazione: a tal fine il bersaglio scelto è un cosiddetto *target* attivo, ovvero un bersaglio che svolge anche il ruolo di rivelatore. Una descrizione più dettagliata è fornita in *Sezione 2.3.2*. Questo esperimento, eseguito sistematicamente in un ampio intervallo di energia dei neutroni incidenti, permetterebbe una conoscenza approfondita e originale di a_{nn} in funzione dell'energia.

Capitolo 2

TaraT a NCSR Demokritos

2.1 Produzione di neutroni

La *facility* n_TOF, descritta in *Sezione 1.3*, e quella del *National Center for Scientific Research* (NCSR) Demokritos, riportata in *Sezione 2.3*, necessitano di una fonte stabile e sufficientemente intensa di neutroni per poter effettuare gli esperimenti desiderati. Nel corso della storia si è fatto uso di vari metodi di produzione di neutroni, ma dal punto di vista pratico la richiesta di flussi neutronici sempre più intensi da utilizzare in esperimenti di *scattering* restringe la scelta delle sorgenti e necessita di sforzi tecnologici sempre più avanzati. Se, infatti, i nuclei creati con energia di eccitazione più grande dell'energia di legame del neutrone possono decadere per emissione di un neutrone, d'altra parte questi stati altamente eccitati non sono prodotti come risultato di alcun processo di decadimento radioattivo conveniente (ovvero con vite medie abbastanza lunghe). Per questo motivo non esistono delle sorgenti isotopiche di neutroni, a differenza di quello che accade ad esempio per la produzione di raggi γ , ottenibili sfruttando diversi nuclei che vanno incontro a decadimento β . Le scelte di radioisotopi come sorgenti di neutroni sono quindi molto limitate e basate o su fissione spontanea o su reazioni nucleari nelle quali la particella incidente è il prodotto di un processo convenzionale di decadimento [32].

Fissione spontanea

Le sorgenti ottenibili da processi di fissione spontanea sono scelte in base a quanto sia apprezzabile la probabilità di tale evento. Tipicamente in una fissione vengono emessi 2-3 neutroni veloci, per cui radionuclidi con questa caratteristica costituiscono una semplice e conveniente sorgente di neutroni. Gli altri prodotti di fissione sono frammenti pesanti e raggi γ , oltre all'attività β e γ degli stessi prodotti di fissione accumulati nel campione. Generalmente queste sorgenti sono inserite in un recipiente sufficientemente spesso, permettendo solo ai neutroni veloci e ai raggi γ di emergere dalla sorgente.

La sorgente più utilizzata di questo tipo è il ^{252}Cf , che con un'emivita di 2.65 anni permette la produzione in reattori e l'utilizzo nei laboratori. Il meccanismo di decadimento dominante resta comunque il decadimento α , infatti il suo tasso di emissione è 32 volte quello della fissione spontanea.

La forma di un tipico spettro energetico di fissione è approssimata dall'espressione

$$\frac{dN}{dE} = \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{T}\right), \quad (2.1)$$

dove la costante T , nel caso di ^{252}Cf , vale 1.3 MeV.

Reazioni (α, n)

Un altro tipo di sorgenti di neutroni sfrutta le reazioni (α, n). Diversi radionuclidi, infatti, forniscono tramite il loro decadimento diretto particelle α energetiche: ciò rende possibile la costruzione di sorgenti neutroniche tramite un mix di questi radionuclidi e un adeguato materiale bersaglio su cui indurre reazioni (α, n). Il massimo flusso di neutroni si ottiene scegliendo il berillio come bersaglio: in questo caso i neutroni sono prodotti tramite la reazione



con un'energia rilasciata dal processo (detta anche Q -valore) di +5.71 MeV.

Alcune scelte di emettitori di particelle α , come il ^{226}Ra e il ^{227}Ac , danno luogo a lunghe catene di decadimenti che forniscono in parte altre particelle α , ma contribuiscono in modo significativo al *background* di raggi γ , che potrebbero interferire negativamente sulle misurazioni eseguite in alcuni esperimenti. Altre sorgenti richiedono invece precauzioni particolari a causa del rischio biologico delle radiazioni γ che emettono. Le scelte più comuni di emettitori α sono basate sulla disponibilità, il costo e la vita media, che si cerca breve per garantire una maggiore attività del campione e fornire quindi un flusso neutronico più elevato. Alcuni degli emettitori più utilizzati sono ^{239}Pu ($T_{1/2} = 24100$ anni, spettro energetico dei neutroni riportato in *Figura 2.1*), ^{241}Am ($T_{1/2} = 433$ anni), ^{238}Pu ($T_{1/2} = 87.7$ anni) e ^{244}Cm ($T_{1/2} = 18$ anni).

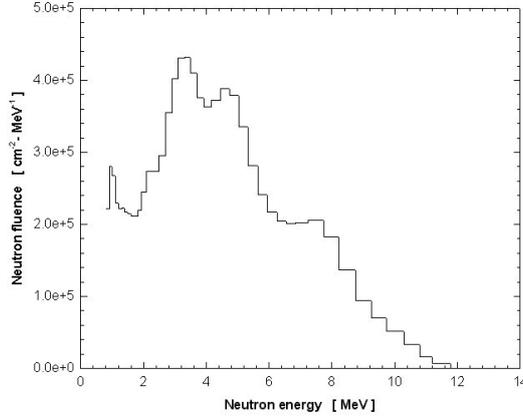
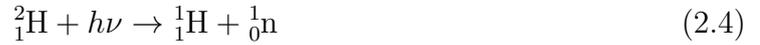


Figura 2.1: *Spettro energetico di una sorgente di neutroni $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$ [33].*

Reazioni (γ, n)

Alcuni radioisotopi emettitori di raggi γ possono essere utilizzati per produrre neutroni se combinati con un adeguato materiale bersaglio. Si ottengono in tal modo quelle che vengono chiamate sorgenti di fotoneutroni: se a un nucleo del bersaglio viene fornita sufficiente energia di eccitazione, tramite l'assorbimento di un fotone γ , avviene l'emissione di un neutrone libero. Le sorgenti di fotoneutroni più rilevanti sono ^9Be e ^2H , tramite le reazioni



con Q-valori di -1.666 MeV e -2.226 MeV. Per rendere le reazioni energeticamente possibili è quindi necessario un fotone con energia almeno pari al Q-valore delle reazioni, per cui solo raggi γ energetici possono svolgere questo ruolo. Per raggi γ che superano il valore minimo l'energia del neutrone risultante si può ottenere da

$$E_n(\theta) \simeq \frac{M(E_\gamma + Q)}{m + M} + \frac{E_\gamma[(2mM)(m + M)(E_\gamma + Q)]^{1/2}}{(m + M)^2} \cos \theta, \quad (2.5)$$

con θ angolo tra fotone e direzione del neutrone, E_γ energia del fotone (assunta $\ll 931$ MeV), M massa del nucleo di rinculo e m massa del neutrone (esprese, per brevità, in unità naturali). Un vantaggio delle sorgenti di fotoneutroni deriva dal fatto che se i raggi γ incidenti sono monoenergetici anche i neutroni prodotti sono quasi monoenergetici. Per costruire una sorgente di fotoneutroni con intensità apprezzabile, tuttavia, è necessario utilizzare grandi attività di raggi γ , che contribuiscono a un *background* significativo, molto più intenso del segnale dovuto ai neutroni.

Reazioni indotte da particelle cariche accelerate

Poiché le particelle α sono le uniche particelle cariche a basso Z disponibili da processi che coinvolgono radioisotopi, le reazioni che invece sfruttano protoni, neutroni, deutoni, ecc. incidenti devono affidarsi a particelle accelerate artificialmente. Due reazioni comunemente sfruttate sono



con Q -valori di +3.26 MeV e +17.6 MeV rispettivamente. Poiché la barriera coulombiana tra il deutone incidente e il nucleo bersaglio è piuttosto piccola, dell'ordine di mezzo MeV, i deutoni non devono essere accelerati a un'energia significativamente alta per fornire un flusso neutronico rilevante. Queste sono le tipiche reazioni nucleari che, assieme a ${}^7\text{Li}(n, p)$ e ${}^9\text{Be}(n, p)$, vengono utilizzate per produrre neutroni di energie di pochi MeV tramite piccoli acceleratori. Ciò avviene, ad esempio, presso la *facility* NCSR Demokritos, descritta in *Sezione 2.3*.

Un'altra reazione di interesse che fa uso di particelle cariche accelerate è quella della spallazione, citata nel capitolo precedente e sfruttata alla *facility* n_TOF per la produzione dei neutroni. La spallazione è una reazione nucleare che avviene quando particelle ad alta energia bombardano i nuclei di atomi pesanti; il suo nome evocativo deriva dalla geologia, dove il termine inglese *spall* si applica a una roccia quando la si frammenta in schegge con un martello. Il processo ha luogo solo sopra una certa soglia energetica della particella incidente, tipicamente dell'ordine delle centinaia di MeV [34]. La reazione, che coinvolge l'incorporazione momentanea della particella incidente da parte del nucleo bersaglio, è un processo sequenziale. Inizialmente si ha una cascata nucleonica interna al nucleo bersaglio eccitato, in seguito una cascata internucleare quando vengono espulse particelle ad alta energia, tra cui i neutroni, e assorbite da altri nuclei; infine avviene la diseccitazione dei vari nuclei bersaglio a seguito dell'emissione (detta "evaporazione") di diversi neutroni a energia minore e vari tipi di nucleoni, fotoni e neutrini.

In particolare nei processi di spallazione vengono emessi numerosi fotoni energetici, che vanno a costituire i cosiddetti γ -*flash*: questi fotoni, infatti, raggiungono a velocità c i rivelatori prima di qualsiasi altra particella proveniente dal bersaglio di spallazione, per cui saturano il segnale prodotto dal sistema di rivelazione, nascondendo l'acquisizione di altre particelle fino a che non sono ripristinate le condizioni standard di operatività. Se da un lato i γ -*flash* causano quindi un cosiddetto "tempo morto" prima della rivelazione delle particelle, dall'altro questa caratteristica fornisce un metodo per calibrare in tempo i rivelatori utilizzati.

I processi a cascata costituiscono solo il 3% dei neutroni generati nella spallazione, ma poiché questi neutroni possiedono molta energia, al massimo pari a quella dei protoni incidenti, essi dominano i requisiti di schermatura della sorgente. Nella reazione di spallazione vengono prodotti molti neutroni per particella incidente: il rendimen-

to effettivo dipende dal materiale bersaglio e dall'energia della particella incidente; a n_TOF, per esempio, vengono prodotti in media 300 neutroni per protone incidente. Una schematizzazione del processo è riportata in *Figura 2.2*.

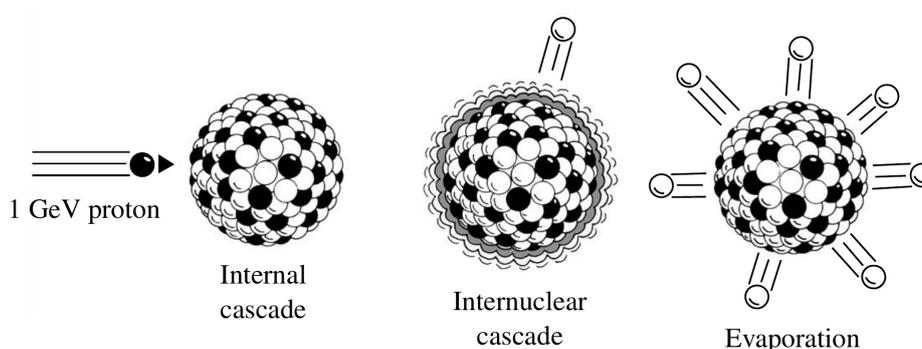


Figura 2.2: Schematizzazione di un processo di spallazione, in cui un protone ad alta energia interagisce con un nucleo pesante. Un numero elevato di neutroni viene evaporato con energie di diversi MeV in un singolo processo che coinvolge diversi nuclei [34].

Un altro metodo per ottenere una sorgente di neutroni con un ampio spettro energetico e ottimizzata per misure del tempo di volo è utilizzare acceleratori di elettroni. Se con acceleratori di protoni viene sfruttata la reazione di spallazione, in questo caso si sfruttano le reazioni fotonucleari descritte in *Sezione 2.1*. Gli elettroni, infatti, vengono accelerati e scagliati contro un bersaglio composto da materiale ad alto Z (come Ta, Hg o U): in tal modo viene emessa radiazione per Bremsstrahlung che dà luogo a reazioni (γ, n) . Come la spallazione, anche le reazioni fotonucleari ottenute in questo modo richiedono l'installazione di un moderatore ricco di idrogeno per poter ottenere uno spettro energetico dei neutroni più ampio, che raggiunga anche energie termiche.

2.2 Rivelatori d'interesse

La storia della Fisica nucleare e delle particelle ha assistito e partecipato allo sviluppo di diverse di tipologie di rivelatori, tutti basati sullo stesso principio fondamentale: il trasferimento al rivelatore di parte o tutta l'energia dell'entità sotto studio, dove è quindi convertita in un'altra forma di energia più facilmente accessibile alla percezione umana [35].

Le particelle cariche trasferiscono la loro energia alla materia tramite collisioni inelastiche con gli elettroni atomici, provocando eccitazione o ionizzazione degli atomi. Le radiazioni neutre, invece, devono indurre una reazione nucleare nel rivelatore che possa produrre particelle cariche, riconducendosi così al caso precedente.

La forma con cui l'energia viene convertita dipende dal tipo di rivelatore. Per rivelatori a gas, ad esempio, gli elettroni di ionizzazione vengono raccolti direttamente a formare un segnale di corrente, mentre negli scintillatori, descritti nella sottosezione seguente, sia l'eccitazione che la ionizzazione contribuiscono a causare transizioni molecolari che producono fotoni. Tutti i rivelatori moderni si basano sulla conversione dell'informazione proveniente dal rivelatore stesso in impulsi elettrici gestibili da strumenti elettronici appositi. I progressi sempre più avanzati in elettronica vengono quindi sfruttati per gestire in maniera più rapida e accurata possibile l'informazione raccolta.

2.2.1 Rivelatori a scintillazione

I rivelatori a scintillazione sono gli strumenti di rivelazione più spesso usati al giorno d'oggi. Il processo fisico che sfruttano è legato al fatto che alcuni materiali, quando colpiti da una particella nucleare o da radiazione, emettono un piccolo lampo di luce, detto scintillazione. Se accoppiati a dispositivi amplificatori come fotomoltiplicatori queste scintillazioni possono essere convertite in impulsi elettrici che possono essere poi analizzati e contati elettronicamente per fornire informazioni sulla radiazione incidente. Il primo utilizzo del principio di scintillazione per la rivelazione delle particelle viene fatto risalire al 1903, con lo spintariscopio costruito da Sir W. Crookes. Esso consisteva di uno schermo di solfuro di zinco che produceva deboli scintillazioni quando colpito da particelle α . Se osservato al microscopio in una stanza buia, con un po' di allenamento, era possibile osservare la scintilla di luce a occhio nudo. Geiger e Marsden lo utilizzarono poi nel 1910 per il famoso studio sulla diffusione delle particelle α , che portò all'ipotesi della struttura atomica di Rutherford. Tuttavia il suo utilizzo divenne rilevante e poi predominante solo dal 1944, quando Curran e Baker accoppiarono allo scintillatore un tubo fotomoltiplicatore, che permetteva di conteggiare le scintillazioni con efficienza e affidabilità pari a quella degli strumenti basati sulla ionizzazione di gas, molto più utilizzati al tempo.

La struttura generale di un rivelatore a scintillazione consiste di un materiale scintillante connesso a un fotomoltiplicatore (PM) direttamente oppure attraverso una guida di luce. Quando la radiazione attraversa lo scintillatore gli atomi e molecole di quest'ultimo vengono eccitati e emettono luce quando tornano al loro stato fondamentale. Questa luce viene convogliata sul fotomoltiplicatore dove, tramite effetto fotoelettrico, viene convertita in una debole corrente di fotoelettroni, poi amplificata da un apposito moltiplicatore di elettroni. La corrente risultante viene quindi analizzata da un sistema elettronico. Alcune caratteristiche che rendono il segnale dello scintillatore ideale per la rivelazione di particelle e radiazione sono:

- sensibilità all'energia: sopra una certa soglia energetica, la maggior parte degli scintillatori fornisce un segnale di emissione luminosa direttamente proporzionale

all'energia di eccitazione. Poiché anche il fotomoltiplicatore è un dispositivo lineare anche l'ampiezza del segnale elettrico finale sarà proporzionale a questa energia;

- tempo rapido di reazione: la risposta del segnale e il recupero delle condizioni standard di rivelazione avvengono in tempi molto brevi in uno scintillatore. Questa risposta veloce garantisce di valutare delle tempistiche, come la differenza di tempo tra due eventi, con grande precisione, e permette di accettare alte velocità di conteggio in quanto il tempo morto, cioè quello perso in attesa che lo scintillatore ritorni allo stato iniziale, è ridotto;
- possibilità di *Pulse Shape Discrimination*: una tecnica grazie a cui, come approfondito in *Sezione 3.1*, con alcuni scintillatori è possibile distinguere tipi differenti di particelle analizzando la forma degli impulsi luminosi emessi. Questo è dovuto ai diversi meccanismi di fluorescenza innescati da particelle di diverso potere ionizzante.

La proprietà per cui i materiali scintillatori se esposti a certe forme di energia (in generale luce, calore, radiazione, ecc.) la assorbono e riemettono in forma di luce visibile è nota come luminescenza. Se la riemissione avviene entro 10^{-8} s, l'ordine di grandezza delle transizioni atomiche, il processo viene chiamato fluorescenza. Se però la riemissione è ritardata, poiché lo stato eccitato è metastabile, il processo viene detto fosforescenza e in base al materiale la riemissione può avvenire da qualche microsecondo a ore in base al materiale. L'evoluzione del processo di riemissione può essere descritta da un esponenziale a due componenti,

$$N = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + B \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right), \quad (2.8)$$

dove τ_f e τ_s sono le costanti del decadimento. Per la maggior parte degli scintillatori una componente è generalmente molto più veloce dell'altra, per cui si è scelto di appellarle come componente veloce e componente lenta. Le loro ampiezze relative A e B variano in base al materiale, ma solitamente la componente veloce è quella dominante. Queste due componenti sono alla base della *Pulse Shape Discrimination*, discussa in *Sezione 3.1*. Tra i diversi materiali scintillatori, quelli che possono fungere da ottimi rivelatori presentano preferibilmente le seguenti proprietà:

- alta efficienza nel convertire l'energia di eccitazione in radiazione fluorescente;
- trasparenza alla propria radiazione fluorescente per permettere la trasmissione della luce lungo il mezzo;
- emissione in un intervallo energetico consistente con la risposta spettrale dei fotomoltiplicatori con cui verrebbe accoppiato;

- una costante di decadimento breve, a cui corrisponde una risposta più veloce.

Gli scintillatori si categorizzano in base ai materiali utilizzati: esistono, ad esempio, scintillatori organici (cristalli e liquidi), plastici, cristalli inorganici, ecc. Quelli di interesse per questa tesi sono scintillatori organici.

2.2.2 Scintillatori organici

Gli scintillatori organici sono composti idrocarburici aromatici che contengono strutture ad anelli benzenici legate o condensate. Il loro punto di forza consiste in un tempo di decadimento molto rapido, dell'ordine di qualche nanosecondo o meno. In questi composti la luce di scintillazione proviene dalle transizioni subite dagli elettroni di valenza liberi delle molecole. Questi elettroni delocalizzati non sono associati a nessun atomo specifico nella molecola ed occupano i cosiddetti orbitali molecolari π . Un diagramma energetico tipico di questi orbitali è raffigurato in *Figura 2.3*.

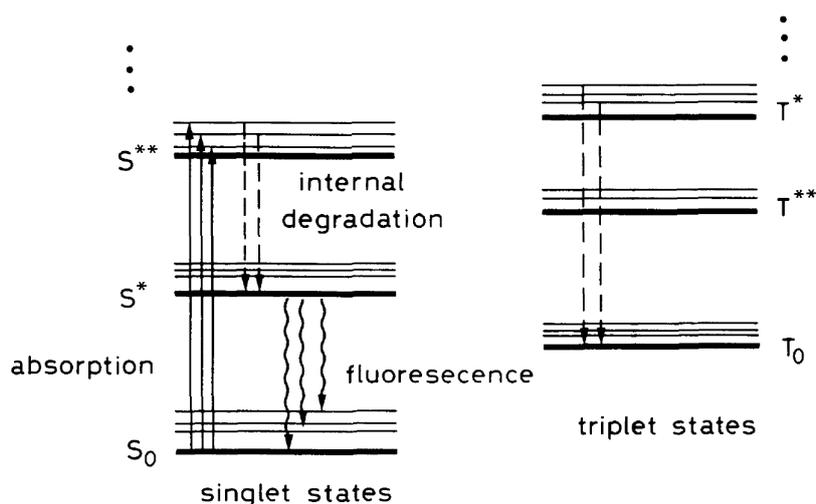
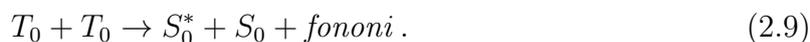


Figura 2.3: Diagramma tipico dei livelli energetici di una molecola di uno scintillatore organico. Gli stati di singoletto S , a sinistra, sono stati separati da quelli di tripletto T , a destra [35].

Il *ground state* è uno stato di singoletto, S_0 . Sopra a questo si trovano gli stati eccitati di singoletto (S^* , S^{**} , ...), lo stato di tripletto a minor energia (T_0) e i suoi livelli eccitati (T^* , T^{**} , ...). A ogni livello è inoltre associata una struttura fine dovuta ai modi vibrazionali eccitati della molecola. La distanza di energia tra i livelli elettronici è dell'ordine di qualche eV, mentre quella tra i livelli vibrazionali non supera qualche decimo di eV. L'energia di ionizzazione proveniente da radiazione penetrante eccita sia l'elettrone che i livelli vibrazionali (in *Figura 2.3* il processo è rappresentato dalle frecce continue). Le

eccitazioni degli stati di singoletto in genere decadono immediatamente (≤ 10 ps) allo stato S^* senza emissione di radiazione (linee tratteggiate in *Figura 2.3*) tramite un processo detto degradazione interna. Da S^* infine c'è un'alta probabilità di subire un decadimento radiativo a uno degli stati vibrazionali di S_0 (linee ondulate in *Figura 2.3*) entro alcuni nanosecondi: questo è il processo, già citato in precedenza, di fluorescenza, descritto dalla componente esponenziale rapida in *Eq. (2.8)*. Il fatto che S^* decada in stati vibrazionali eccitati di S_0 spiega anche la trasparenza degli scintillatori alla loro stessa radiazione, in quanto l'emissione della radiazione associata ha un'energia minore di quella necessaria per la transizione $S_0 \rightarrow S^*$. Per stati eccitati di tripletto un processo di degradazione interna, simile a quello degli stati di singoletto, avviene per portare il sistema allo stato di tripletto a minore energia. Benché le transizioni da T_0 a S_0 siano possibili, esse sono altamente impedita da diverse regole di selezione. È più probabile che lo stato T_0 decada interagendo con altre molecole nello stesso stato, secondo il processo



La radiazione viene infine emessa dal livello S^* come descritto sopra, con un ritardo caratteristico dell'interazione tra molecole eccitate, e contribuisce alla componente lenta della luce di scintillatore descritta in *Eq. (2.8)*. Quest'ultima componente, tuttavia, contribuisce all'emissione totale di luce in maniera rilevante solo per alcuni materiali organici. Tra i vari scintillatori organici esistenti l'antracene ($C_{14}H_{10}$) è degno di nota, in quanto è quello con emissione luminosa maggiore. Per questo motivo è spesso scelto come riferimento con cui sono confrontate le emissioni di luce degli altri scintillatori, espresse in percentuale di quello dell'antracene.

2.2.3 Stilbene deuterato

Per essere rivelati i raggi γ e i neutroni richiedono un trasferimento di tutta o parte della loro energia cinetica a una particella in grado di ionizzare ed eccitare il materiale dello scintillatore. Per neutroni veloci (sopra il MeV) si fa affidamento principalmente sulla rivelazione del protone di rinculo in processi di diffusione elastica con protoni. In questo contesto sono particolarmente utili gli scintillatori organici, in quanto presentano grandi densità di idrogeno. In generale, il rivelatore ideale di neutroni veloci dovrebbe [36]:

- permettere un'ottima *Pulse Shape Discrimination* (si veda *Sezione 3.1*);
- fornire informazioni utilizzabili sull'energia del neutrone, ovvero lo spettro, senza utilizzare necessariamente il tempo di volo;
- presentare caratteristiche temporali eccellenti;
- essere solido;
- non essere igroscopico, ovvero le sue proprietà non vengono influenzate dall'umidità presente;

- avere uno spettro di emissione ottica abbinato alla risposta dei fotomoltiplicatori accoppiati;
- godere di una buona efficienza e risoluzione energetica;
- essere non infiammabile e piuttosto semplice da maneggiare;
- essere compatibile con la maggior parte dei grassi ed epossidici ottici;
- essere disponibile a basso costo in grandi volumi.

Fatta eccezione per l'ultima voce, lo stilbene deuterato cristallino (stilbene- d_{12}), scintillatore di interesse in questa tesi, soddisfa tutti questi requisiti. Lo stilbene ha un'alta sensibilità al passaggio di neutroni veloci, con costanti di tempo dell'ordine del ns, e permette un'eccellente discriminazione tra neutroni e radiazioni γ , per cui è il materiale ideale per la rivelazione in un ambiente con un *background* di raggi γ . L'emissione di scintillazione di 380 nm è facilmente rivelata da tubi fotomoltiplicatori (PMT) o fotomoltiplicatori al silicio (descritti in *Sezione 2.2.4*) e l'assorbimento della radiazione da parte del materiale stesso è bassa. Un elenco delle proprietà di questo materiale è riportato in *Tabella 2.1*, confrontate con quelle di altri scintillatori.

	Stilbene (^1H)	Stilbene- d_{12}	Benzene- d_6
Formula chimica	$\text{C}_{14}\text{H}_{12}$	$\text{C}_{14}\text{D}_{12}$	C_6D_6
Punto di fusione ($^{\circ}\text{C}$)	124	(\sim)124	N/A
Densità (g/cm^3)	1.16	1.24	0.95
Tipo di cristallo	biax. monocino	biax. monocino	N/A
Indice di rifrazione (590 nm)	1.70 – 1.84	(\sim)1.70 – 1.84	1.50
Emissione luminosa (%antracene)	90	(\sim)90	60
Massima emissione (nm)	380 (blu)	(\sim)380	425
Tempo di decadimento veloce (ns)	< 4	(\sim)< 4	3.5

Tabella 2.1: *Confronto tra proprietà di scintillatori basati su stilbene con ^1H , stilbene con ^2H e benzene liquido con ^2H (benzene- d_6) [36]. Alcuni dati con “(\sim)” si basano sull’assunzione che siano identici tra stilbene convenzionale e deuterato.*

Rispetto agli scintillatori organici liquidi e plastici lo stilbene cristallino possiede tutti i vantaggi derivanti dallo stato solido: non è infiammabile e fornisce una migliore risposta ai neutroni. In particolare l’efficienza neutronica intrinseca, ovvero la frazione di neutroni rivelati rispetto ai totali incidenti, risulta maggiore del 10% e il tasso di errori di classificazioni di raggi γ è 5 volte minore [37].

La sintesi di cristalli di trans-stilbene convenzionale ($C_6H_5CH=CHC_6H_5$ in forma condensata), basati su 1H , è un processo consolidato che utilizza come composto di partenza dello stirene ($C_6H_5CH=CH_2$), disponibile anche nella versione deuterata, ovvero con del deuterio 2H che sostituisce l'idrogeno (1H). Tramite poi i catalizzatori e solventi adatti (normali o deuterati) si permette la crescita uniforme in soluzione dei cristalli. Purtroppo la presenza di stirene deuterato ad oggi è limitata e questo implica un alto costo dei rivelatori che fanno uso di questa tecnologia (circa 200 $\$/cm^3$), che viene però compensato dall'alta efficienza nelle misure energetiche dei neutroni e l'eccellente PSD che offrono. In generale, nel caso di scintillatori organici, rimpiazzare l'idrogeno con il deuterio fornisce uno spettro del deuterio di rinculo caratterizzato da ampi picchi nell'*output* di luce dello scintillatore in corrispondenza di un'energia del neutrone incidente tale che $E_d = 8/9 E_n$. Questo differisce dal caso di scintillatori basati su 1H , che invece presentano uno spettro luminoso privo di picchi rilevanti. Anche nel caso di confronto tra scintillatori deuterati liquidi o solidi è preferibile la forma cristallina. Se infatti la PSD degli scintillatori liquidi deuterati è adeguata per la maggior parte delle misurazioni, ciò viene meno nel caso di energie basse del neutrone incidente ($E_n < 1$ MeV), o per energie che superano i 10 MeV: in quest'ultimo caso il *breakup* del deuterio diventa significativo, per cui vengono rivelati protoni invece dei deutoni di rinculo. A energie ancora maggiori altre reazioni nucleari nello scintillatore complicano enormemente la PSD e causano non linearità nella risposta.

2.2.4 SiPM

Il fotomoltiplicatore al silicio (SiPM) è un sensore finalizzato a rilevare, quantificare e misurare il tempo di segnali a bassa luminosità fino al singolo fotone. Questo ruolo è svolto tradizionalmente dai tubi fotomoltiplicatori (PMT), ma i SiPM costituiscono una valida alternativa che combina le capacità di rivelazione a bassa luminosità dei PMT assieme a tutti i vantaggi di un sensore a stato solido. I SiPM presentano infatti caratteristiche come operatività a basso voltaggio, insensibilità a campi magnetici, robustezza meccanica e uniformità di risposta eccellente [38]. Questi vantaggi hanno portato a un utilizzo sempre più ampio di questo tipo di sensori in campi come l'*imaging* in medicina, rilevazione di rischio e pericolo, biofotonica, ma anche nella Fisica delle alte energie.

Il silicio è un ottimo candidato come materiale costituente di un fotosensore, in quanto assorbe un ampio intervallo di lunghezze d'onda della luce entro uno spessore di qualche decina di micron. Un fotodiodo è infatti formato da una giunzione p-n di silicio che crea una regione di svuotamento priva di portatori di carica liberi. Quando un fotone viene assorbito nel silicio crea una coppia elettrone-lacuna: applicando una tensione di polarizzazione inversa si viene a creare un campo elettrico a cavallo della regione di svuotamento che causa l'accelerazione dei portatori di carica verso l'anodo (lacune) o il catodo (elettroni). Questo spostamento di cariche risulta in un flusso netto di corrente nel fotodiodo polarizzato inversamente. Con campi elettrici sufficientemente alti

($> 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$) nella regione di svuotamento (che si raggiungono in base al tipo di sensore e all'applicazione di una tensione raccomandata) le cariche accelerate acquistano sufficiente energia cinetica da creare coppie lacuna-elettrone secondarie, tramite un processo noto come ionizzazione per impatto. In questo modo un singolo fotone assorbito può innescare una cascata di ionizzazione autoalimentata che si diffonderà lungo il volume del silicio soggetto al campo elettrico. Il silicio diventa quindi conduttivo (fase di *breakdown*) e amplifica la coppia elettrone-lacuna originale in un flusso macroscopico e misurabile di corrente. Questo processo è noto come scarica Geiger e il fotodiodo che opera in queste condizioni è chiamato fotodiodo a valanga a singolo fotone (SPAD) in modalità Geiger. La corrente risultante deve essere fermata tramite un *quenching* passivo (utilizzando resistori in serie): ciò causa un abbassamento della tensione di polarizzazione inversa vista dal diodo (*quench*) sotto il valore di *breakdown* e quindi un arresto della valanga. Il diodo si ricarica quindi alla tensione di polarizzazione inversa iniziale ed è nuovamente disponibile a rivelare altri fotoni. Questo ciclo è illustrato in *Figura 2.4*.

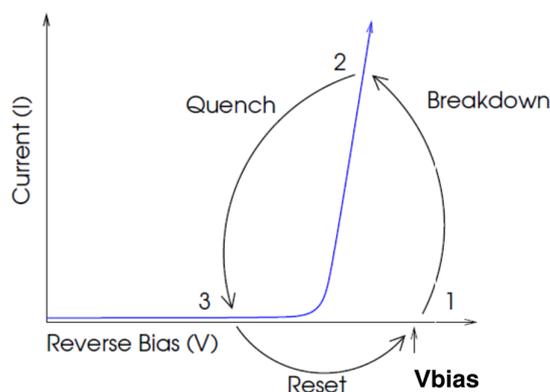


Figura 2.4: *Ciclo di breakdown, quench e reset di un sensore SPAD in modalità Geiger* [38].

In questo modo un singolo sensore SPAD in modalità Geiger funge da interruttore, attivato da un fotone, e risulta quindi solo in due stati “on” o “off”. Questo si traduce in un *output* binario, che dal segnale non rende quindi conto di quanti fotoni siano stati assorbiti in un singolo evento di rivelazione: non sono quindi disponibili informazioni proporzionali all'ampiezza del flusso fotonico istantaneo. Per compensare a questa mancanza di proporzionalità il SiPM è costituito da una matrice densa di piccoli sensori SPAD indipendenti, ciascuno con la propria resistenza di *quenching*. Uno SPAD assieme alla sua resistenza è detto microcella; un tipico SiPM presenta tra il centinaio e diverse migliaia di microcelle per mm^2 , in base alla loro dimensione. Ogni microcella rivela fotoni identicamente e indipendentemente dalle altre, per cui la somma delle fotocorrenti di ciascuna si combina a formare un *output* quasi analogico e fornisce informazioni sul flusso di fotoni istantaneo.

2.3 NCSR DEMOKRITOS

2.3.1 La facility

Il *Tandem Accelerator Laboratory* (TAL) è ad oggi la *facility* di ricerca principale dell'Istituto di Fisica Nucleare e delle Particelle (INPP) del *National Center for Scientific Research* (NCSR) "Demokritos" in Grecia, ad Atene. Nato nel 1973, il TAL consiste di un acceleratore elettrostatico di tipo tandem Van de Graaff T11/25 di 5.5 MV a bersaglio fisso. È contenuto in due edifici appositi che permettono di rispettare le regole di radioprotezione e schermatura da radiazioni ionizzanti e dalla produzione di fasci di neutroni secondari [39]. Le componenti principali dell'acceleratore e le linee di fascio a bassa e alta energia, denominate con "LE" e "HE" rispettivamente, sono raffigurate in *Figura 2.5*.

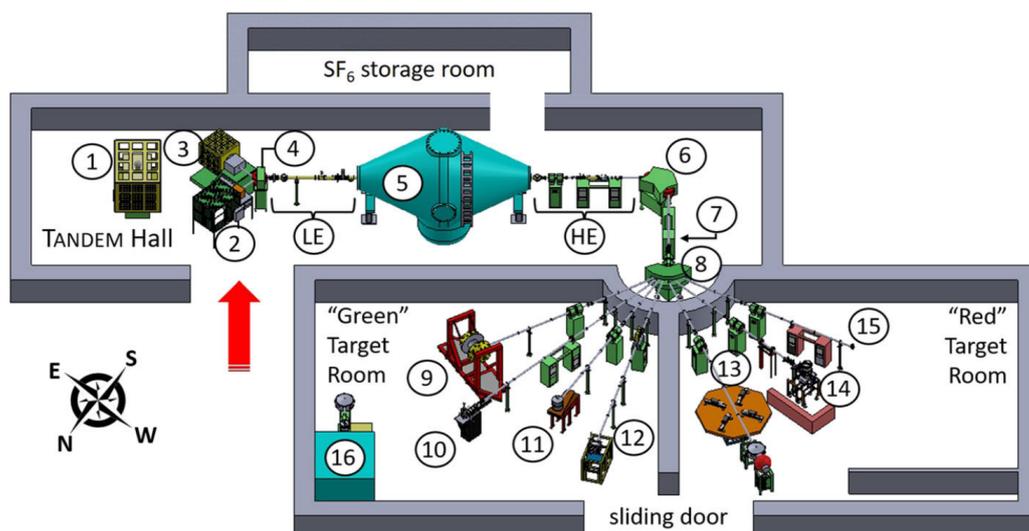


Figura 2.5: Rappresentazione schematizzata dell'area sperimentale del TAL assieme alle due sale bersaglio. Le componenti principali dell'acceleratore e i setup sono etichettati da numeri cerchiati e descritti in questa sezione. [39].

Seguendo la numerazione di *Figura 2.5*, le componenti del TAL sono:

1. gabbia di Faraday per l'elettronica;
2. cannone ionico duoplasmatron;
3. sorgente di ioni a spruzzamento catodico;
4. magnete inflettore a 30°;
5. contenitore del generatore di Van de Graaff;

6. magnete analizzatore a 90° ;
7. *poststripper*;
8. magnete di commutazione;
9. linea di fascio a 60° (R60);
10. linea di fascio a 45° (R45);
11. linea di fascio a 32.5° (R32.5);
12. linea di fascio a 15° (R15);
13. linea di fascio a 25° (L25);
14. linea di fascio a 45° (L45);
15. linea di fascio a 60° (L60), utilizzata per irradiazione di materiali e produzione di neutroni;
16. acceleratore PAPAP (*Petit Accelérateur Pour l'Astro-Physique*).

L'esperimento analizzato in questa tesi è stato eseguito in questa *facility*. Per produrre neutroni si è fatto uso delle reazioni descritte in *Eq. (2.6)* (deuterio-deuterio, DD) e *Eq. (2.7)* (deuterio-trizio, DT). I fasci di neutroni tra 10 MeV e 11.3 MeV sono stati prodotti tramite la reazione DD, mentre per energie maggiori, tra 17 MeV e 20 MeV si è utilizzata la reazione DT grazie al suo Q-valore maggiore [40]. Come si può vedere in *Figura 2.6* il bersaglio primario per la reazione DD consiste di una cella di gas D_2 lunga 3.7 cm. Un foglio di molibdeno spesso $5\ \mu\text{m}$ è usato come foglio di ingresso e un altro di platino spesso 0.02 cm è usato per fermare il fascio. Per evitare un aumento di temperatura il bersaglio di D_2 gassoso è stato raffreddato durante le irradiazioni tramite un getto d'aria.



Figura 2.6: In (a) *vista laterale della cella di gas D_2 presso la facility Demokritos*, in (b) *schema semplificato della sua configurazione (non in scala)* [40].

Per la reazione DT è stato utilizzato un bersaglio ti-triziato (TiT) appoggiato a un foglio di rame spesso 1 mm. Due fogli di molibdeno spessi $5\ \mu\text{m}$ sono stati utilizzati per diminuire l'energia del fascio incidente di deuterio al valore che possa indurre la reazione DT. A prescindere da ciò l'energia del fascio di deuterio prima di colpire i fogli di molibdeno deve essere maggiore di 2.5 MeV in modo tale che l'efficienza di trasmissione dell'acceleratore sia a livelli tollerabili. In *Figura 2.7* è rappresentata una foto del bersaglio e una sua schematizzazione. Anche in questo caso è stato usato un getto d'aria per evitare un riscaldamento del bersaglio durante l'irradiazione.



Figura 2.7: In (a) bersaglio di TiT presso la facility Demokritos, in (b) schema semplificato della sua configurazione (non in scala) [40].

2.3.2 TaraT

Come presentato in [31] e citato in *Sezione 1.3.4* si sta sviluppando un apparato sperimentale per la misura della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone a_{nn} presso l'area sperimentale EAR-2 della *facility* n_TOF. Per eseguire questo esperimento è necessario verificare se sia possibile utilizzare un *target* attivo, ossia un bersaglio che funge anche da sistema di rivelazione, che sia adatto alle condizioni peculiari di un fascio di neutroni generato da spallazione: presenza intensa di γ -flash e distribuzione continua dell'energia dei neutroni. Il bersaglio sfrutterebbe le proprietà di un rivelatore a scintillazione arricchito di deuterio per poter segnalare con chiarezza il *breakup* del deuterio tramite la reazione in *Eq. (1.16)*. Il *setup* sperimentale permetterebbe inoltre di estrarre la lunghezza di scattering neutrone-protone a_{np} , garantendo un controllo incrociato dei risultati. Per poter eseguire una ricostruzione della cinematica a tre corpi completa, possibile solo rivelando tutte e tre le particelle uscenti del *breakup* del deuterio in coincidenza cinematica, è richiesta una grande efficienza nella rivelazione: a tal fine la struttura e la geometria dei rivelatori necessitano di miglioramenti sostanziali rispetto allo stato attuale. Per questo la collaborazione n_TOF sta sviluppando un nuovo *target* attivo deuterato "TaraT",

proposto e testato preliminarmente presso NCSR Demokritos e illustrato in *Figura 2.8*. La leggera struttura di assemblaggio del bersaglio circonda lo scintillatore centrale, costituito da un cristallo di stilbene- d_{12} fornito dal *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL) [41]. La luce di scintillazione è quindi raccolta usando quattro SiPM accoppiati alla superficie laterale del cristallo. I SiPM utilizzati sono due AdvanSid ASD-NUV4S-P ($4 \times 4 \text{ mm}^2$), con i relativi *socket* per AdvanSid CSP SiPM, e due HAMAMATSU MPPC[®] S13360-6050CS ($6 \times 6 \text{ mm}^2$): le specifiche tecniche possono essere trovate in [42], [43], [44] e [45]. La struttura esterna supporta anche l'elettronica di interfaccia (ovvero gli amplificatori veloci e l'alimentatore dei SiPM). La simmetria cilindrica di TaraT permette di ridimensionare facilmente lo scintillatore deuterato in termini di diametro e forma, oltre a facilitare manutenzione e sostituzione delle parti attivate.



Figura 2.8: In (a) setup dell'esperimento con TaraT presso la facility Demokritos, in (b) foto ravvicinata di TaraT [46].

Il test eseguito a Demokritos con fasci monocromatici di energia dei neutroni incidenti tra 5 MeV e 20 MeV ha confermato un intervallo dinamico adatto ai SiPM e una buona risoluzione temporale (300 ps). La capacità dello scintillatore di stilbene- d_{12} di permettere *Pulse Shape Discrimination* (PSD) tra neutroni e raggi γ , oggetto del capitolo seguente, è stata confermata. Un ulteriore test di TaraT è previsto nell'area sperimentale EAR-2 di n_TOF, con il bersaglio di spallazione recentemente installato. Quest'ultimo test fornirà informazioni importanti sulla risposta del *setup* ai γ -flash. In effetti il forte impulso elettromagnetico prodotto dal pacchetto di protoni proveniente dal PS del CERN, che interferisce con il bersaglio di spallazione di piombo, può anche influire sul rivelatore e sull'elettronica di interfaccia, causando una riduzione dell'intervallo dinamico del tempo di volo.

Capitolo 3

Discriminazione n/ γ dello stilbene- d_{12}

3.1 *Pulse Shape Discrimination*

Se l'emissione luminosa della maggior parte degli scintillatori è dominata da una singola componente veloce di decadimento esponenziale, come citato in *Sezione 2.2.1*, alcuni materiali esibiscono anche una componente lenta significativa. In generale entrambe le componenti dipendono da dE/dx : negli scintillatori in cui questa dipendenza è forte il tempo di decadimento complessivo dell'impulso luminoso emesso dipenderà quindi dal tipo di radiazione incidente. Sono questi gli scintillatori che permettono di eseguire *Pulse Shape Discrimination* (PSD), ovvero permettere di distinguere tipi diversi di particelle incidenti in base alla forma dell'emissione luminosa. Il motivo di questo effetto risiede nel fatto che le componenti veloce e lenta derivano dalla diseccitazione di stati differenti dello scintillatore [35]. In base alla specifica perdita di energia della particella (dE/dx), infatti, questi stati sono popolati in proporzioni differenti, per cui le intensità relative delle due componenti sono diverse con diverse dE/dx . Ovviamente differenze nei tempi di decadimento dipendono anche da fattori esterni come impurità nello scintillatore, temperatura, ecc., per cui variazioni tra le due componenti possono comunque avvenire tra conteggi della stessa particella. Ad oggi la PSD è utilizzata soprattutto con scintillatori organici per la rivelazione di neutroni: se questi ultimi vengono rivelati tramite lo *scattering* elastico con i protoni, i raggi γ interagiscono tramite effetto fotoelettrico, Compton e produzione di coppie. Questa differenza permette una discriminazione dei raggi γ e rende quindi possibile rimuovere il *background* che essi formano operando con specifiche sorgenti. Negli scintillatori organici un alto dE/dx produce un'alta densità di molecole eccitate, che risulta quindi in un aumento delle interazioni intermolecolari. Queste reazioni ostacolano il normale processo di degradazione interna di singoletto che porterebbe allo stato radiativo S^* (si veda *Figura 2.3*), prelevando la loro energia tramite

altri canali. La proporzione di componente veloce emessa rispetto a quella lenta è quindi ridotta. Nello stilbene, ad esempio, la componente lenta costituisce il 35%, il 54% e il 66% per l'emissione luminosa di rispettivamente elettroni, protoni e particelle α .

3.2 Analisi dati

Presso NCSR Demokritos sono stati condotti esperimenti con varie sorgenti per studiare la risposta di TaraT ad esse. In particolare il bersaglio è stato irradiato con raggi γ di energia pari a 660 keV provenienti da una sorgente di ^{137}Cs , con neutroni di energia pari a 5 MeV e 18 MeV. Nel caso di neutroni di 5 MeV sono stati acquisiti dati anche ponendo tra la sorgente e il bersaglio uno strato di piombo, per poter schermare gran parte dei raggi γ .

Segnale

L'acquisizione dati è stata eseguita utilizzando per la DAQ il digitalizzatore CAEN DT5743 a 8 canali, 12 bit, 3.2GS/s [47]. Ogni segnale proveniente dai quattro canali, corrispondenti ai quattro SiPM, è stato acquisito in 960 campioni con un periodo di campionamento di 625.0 ps, per cui la durata complessiva di ciascun segnale è pari a 600 ns. Impostando una soglia di *trigger* sul quarto canale l'acquisizione avveniva quando il segnale del quarto SiPM superava il valore di 30 mV. A causa delle forti fluttuazioni del segnale tra i *bin* adiacenti è stato eseguito uno *smoothing* dei segnali, sostituendo il valore di ogni *bin* con la media mobile dei 10 *bin* adiacenti. Il risultato ottenuto è un segnale da cui è più facile ricavare le grandezze desiderate, senza modificarne eccessivamente la forma. In *Figura 3.1* è rappresentato un tipico segnale proveniente dallo stilbene- d_{12} sotto esame e in *Figura 3.2* il risultato dopo aver eseguito lo *smoothing*.

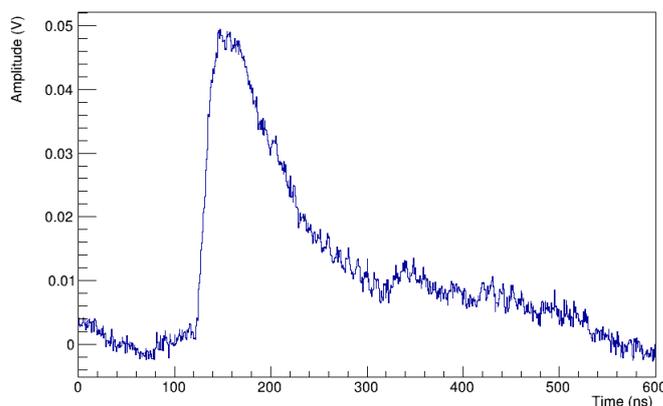


Figura 3.1: *Esempio di segnale proveniente da TaraT nel test presso NCSR Demokritos.*

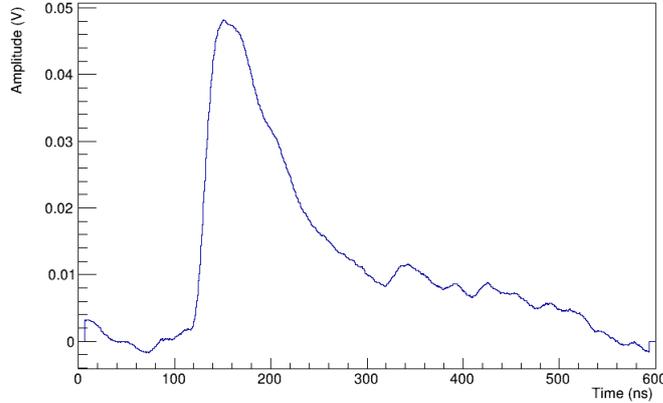


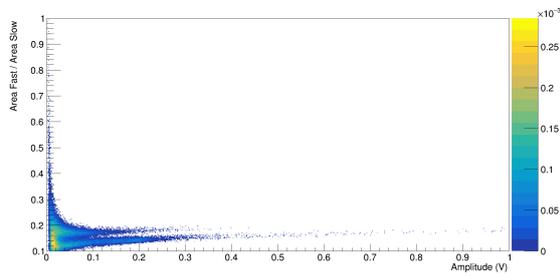
Figura 3.2: Segnale di Figura 3.1 dopo aver eseguito lo smoothing.

Finestre di integrazione

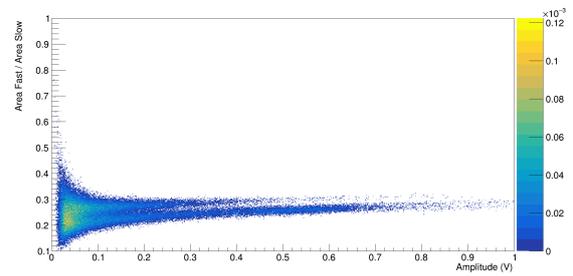
Il segnale di un raggio γ è dotato di una componente luminosa veloce intensa e predominante, a differenza dei neutroni, il cui segnale è caratterizzato da una componente lenta vistosa: questa differenza si traduce in grandezze medie relative al segnale differenti. Nell'analisi si è cercato di eseguire la discriminazione ponendo un limite di durata temporale alle porzioni di area attribuite alle componenti esponenziali, in cui per area si intende l'integrale sotteso dalla curva del segnale. In particolare, l'area corrispondente alla componente veloce è la porzione sotto il segnale dal 10% del fronte di salita del segnale a un tempo, imposto arbitrariamente, dopo il picco del segnale, dove si presume che la componente lenta cominci a prevalere. L'area corrispondente alla componente lenta sarà di conseguenza la porzione tra questo limite arbitrario e l'istante in cui il segnale torna alla *baseline*. In questa analisi sono state scelte 4 diverse finestre di integrazione, ovvero durate temporali delle porzioni di aree veloci: 22 ns, 28 ns, 35 ns, 42 ns. Intendendo con "ampiezza" del segnale il valore del suo picco, le grandezze analizzate sono state:

1. Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza;
2. Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area totale;
3. Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza.

In *Figura 3.3*, *Figura 3.4*, *Figura 3.5*, *Figura 3.6* sono rappresentati i risultati ottenuti per il rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza, in base alle quattro finestre di integrazione scelte. I dati sono rappresentati per i due tipi diversi di SiPM utilizzati (citati in *Sezione 2.3.2*) e sono relativi alla sorgente di neutroni con energia incidente $E_n = 18$ MeV.

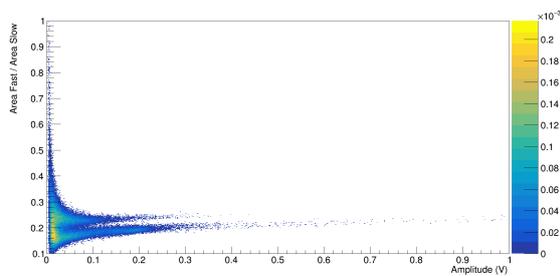


(a)

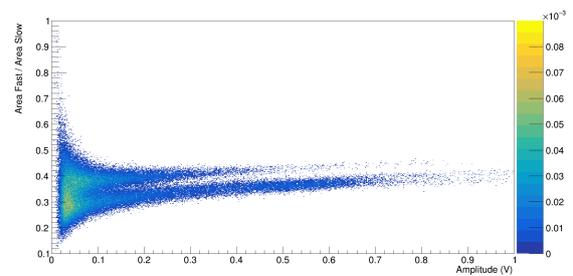


(b)

Figura 3.3: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza, con finestra di integrazione di 22 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.

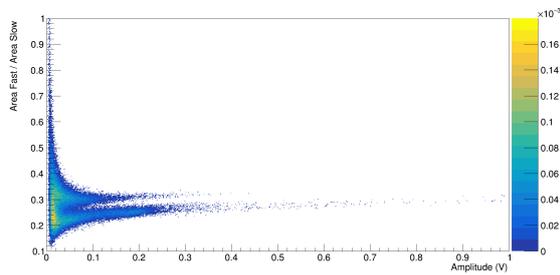


(a)

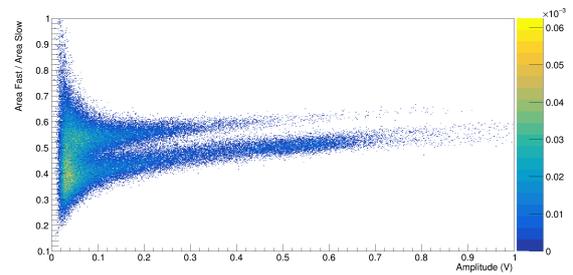


(b)

Figura 3.4: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza, con finestra di integrazione di 28 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (a) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.



(a)



(b)

Figura 3.5: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza, con finestra di integrazione di 35 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (a) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.

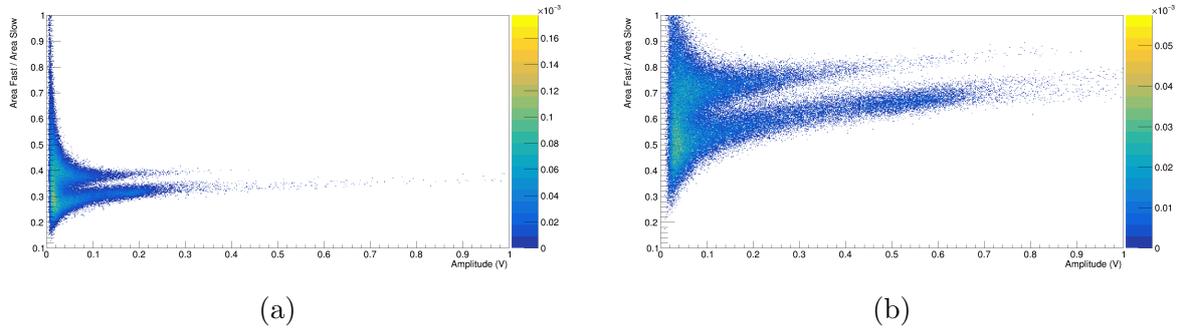


Figura 3.6: *Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'ampiezza, con finestra di integrazione di 42 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (a) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.*

In *Figura 3.7*, *Figura 3.8*, *Figura 3.9*, *Figura 3.10* sono rappresentati i risultati ottenuti per il rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area, in base alle quattro finestre di integrazione scelte. Anche in questo caso i dati sono rappresentati per i due tipi diversi di SiPM utilizzati, Hamamatsu e AdvanSid, e sono relativi alla sorgente di neutroni con energia incidente pari a 18 MeV.

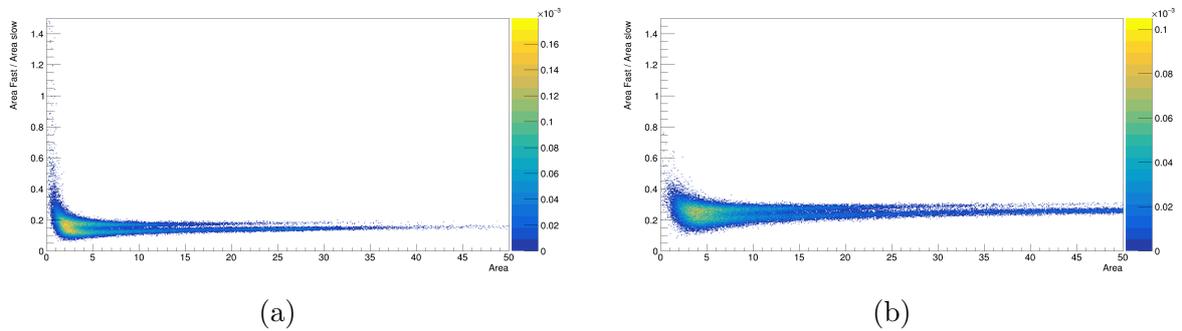
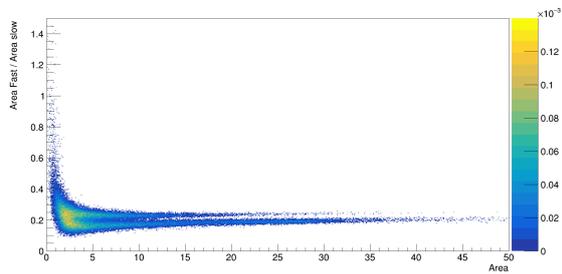
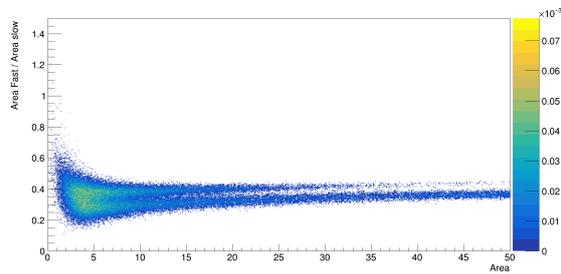


Figura 3.7: *Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area totale, con finestra di integrazione di 22 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.*

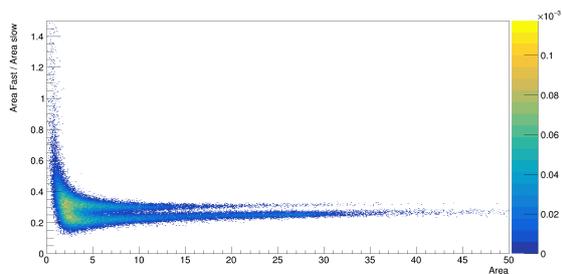


(a)

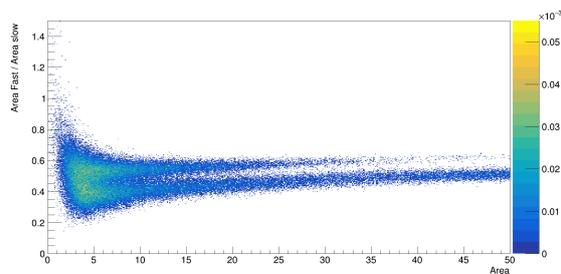


(b)

Figura 3.8: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area totale, con finestra di integrazione di 28 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.

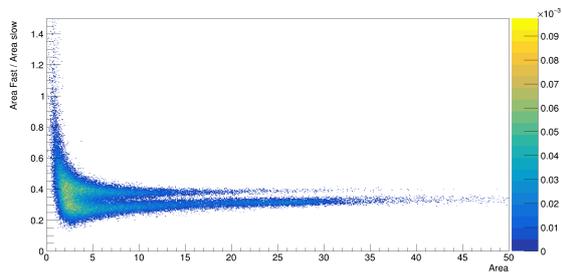


(a)

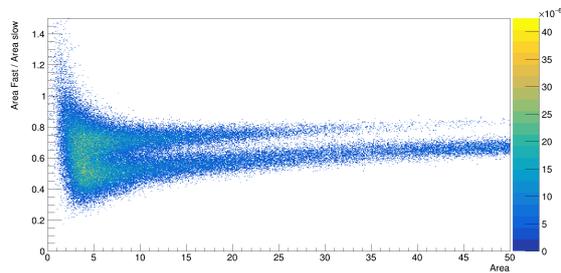


(b)

Figura 3.9: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area totale, con finestra di integrazione di 35 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.



(a)



(b)

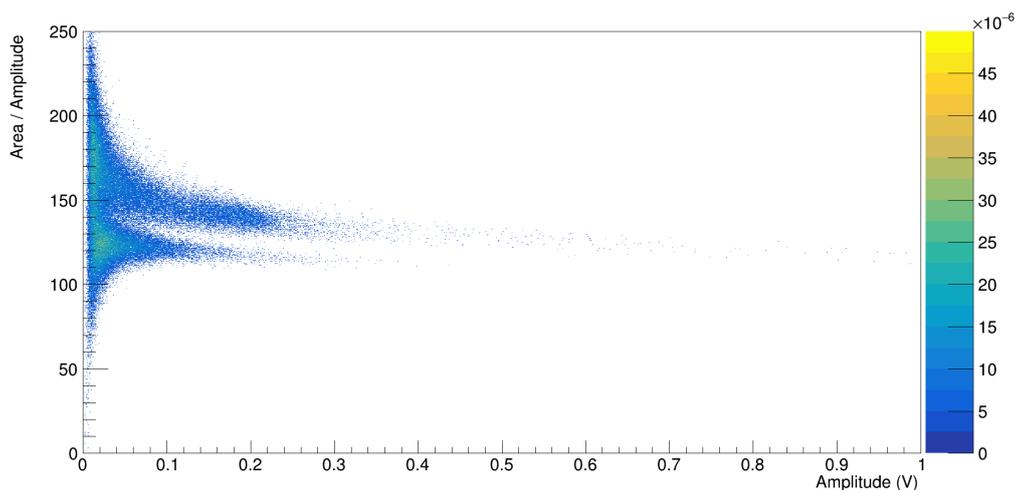
Figura 3.10: Rapporto area veloce/area lenta in funzione dell'area totale, con finestra di integrazione di 42 ns e $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.

Dai dati appena rappresentati risulta evidente la presenza di due diverse popolazioni di particelle: neutroni, per cui il rapporto area veloce/area lenta risulta minore (la componente lenta è più significativa), e raggi γ , associati ad un rapporto maggiore. Queste due popolazioni si distinguono al variare sia di ampiezza che di area totale. Per finestre di integrazione limitate (22 ns e 28 ns) la distinzione appare meno evidente, sebbene siano comunque visibili due gruppi. Per finestre di integrazione più grandi (35 ns e 42 ns), invece, si nota chiaramente la distinzione tra neutroni, la popolazione che occupa la parte inferiore dei grafici, e raggi γ , nella parte superiore, ma i dati subiscono una maggiore dispersione.

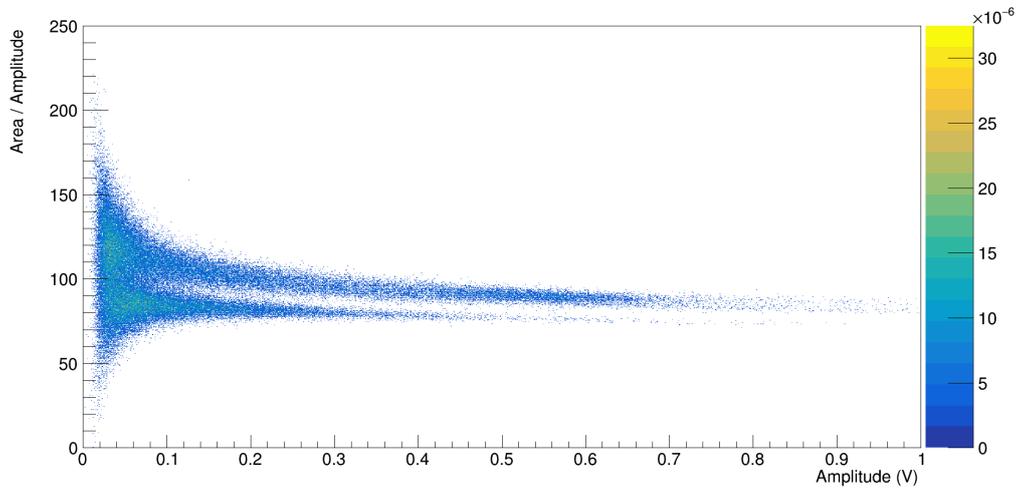
I rivelatori Hamamatsu, rappresentati nelle figure a sinistra, sono in genere caratterizzati da una peggiore possibilità di discriminazione n/γ : nonostante siano comunque visibili due popolazioni, esse risultano sempre molto adiacenti e compresse in un intervallo stretto di area veloce/area lenta. Questo deriva dal fatto che segnali prodotti da neutroni e raggi γ risultano pressoché simili, a differenza di quelli che giungono ai SiPM AdvanSid, in cui tutte le grandezze ricavabili dal segnale garantiscono un'ottima discriminazione n/γ .

Cut grafico

In *Figura 3.11* sono rappresentati i risultati ottenuti per il rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza. Anche in questo caso i dati sono rappresentati per i due tipi diversi di SiPM utilizzati, Hamamatsu e AdvanSid, e sono relativi alla sorgente di neutroni con energia incidente pari a 18 MeV. Poiché le grandezze analizzate sono area totale e ampiezza, i dati graficati risultano indipendenti dalle finestre di integrazione scelte.



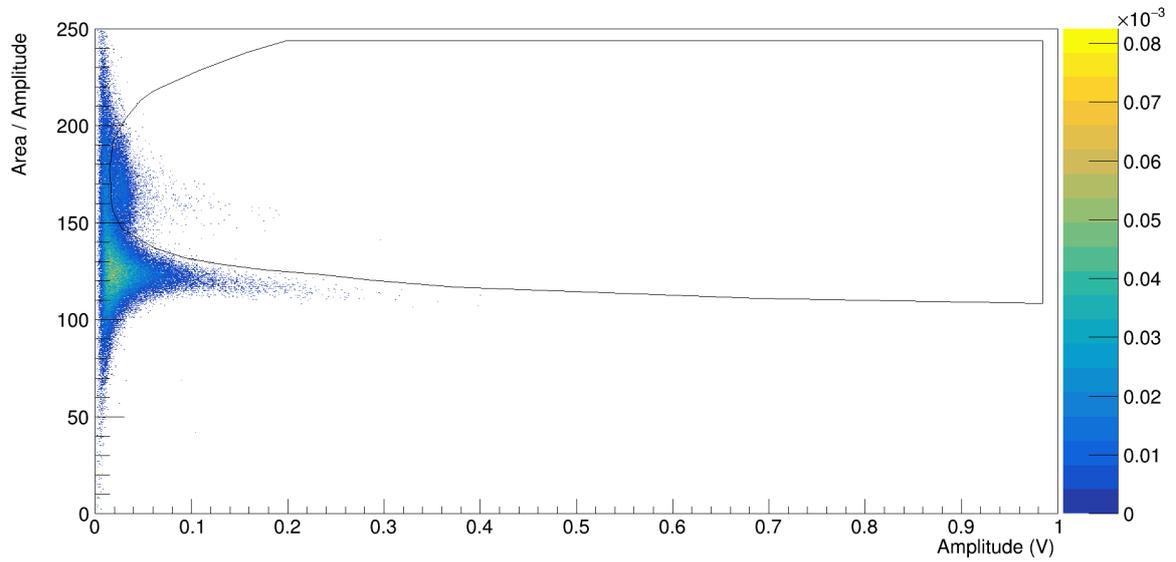
(a)



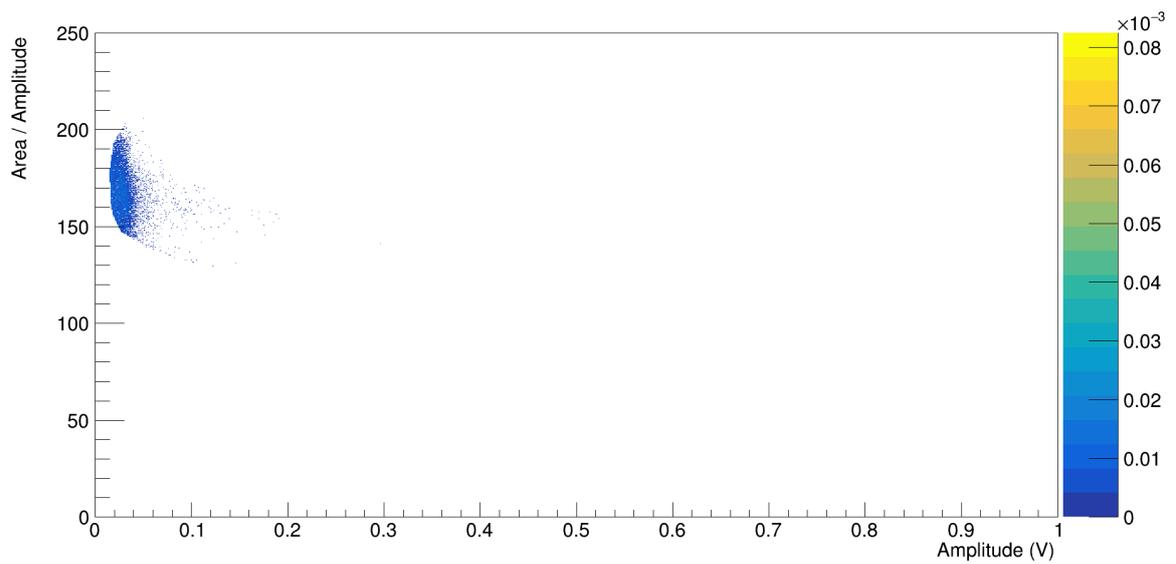
(b)

Figura 3.11: Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza con $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti da un SiPM Hamamatsu, in (b) quelli ottenuti da un SiPM AdvanSid.

La distinzione tra le due popolazioni è dunque visibile anche senza operare sulle finestre di integrazione ed è possibile eseguire discriminazione n/γ con entrambi i tipi di SiPM, anche se i segnali provenienti dai SiPM AdvanSid sono comunque dotati in genere di una migliore qualità. Su questi grafici è stato eseguito un *cut* grafico, tramite il *framework* di analisi dati ROOT: grazie a questo strumento è possibile analizzare singolarmente le popolazioni di neutroni e raggi γ ed evidenziarne le differenze nelle grandezze rilevanti. Il *cut* grafico è stato eseguito dapprima sui segnali provenienti dai fasci di neutroni con energia incidente di 5 MeV e lo schermo di piombo tra sorgente e bersaglio: in questi segnali è evidente una vistosa popolazione di raggi γ , nonostante lo schermo di piombo, e una discreta popolazione di neutroni, che si è cercata di isolare tramite il *cut* grafico, come illustrato in *Figura 3.12* e *Figura 3.13*. I risultati sono più visibili e interessanti per i segnali provenienti dai detector AdvanSid, con i quali è possibile notare la diversa distribuzione di ampiezza di neutroni rispetto ai γ . In *Figura 3.14* sono infatti illustrati i singoli contributi delle popolazioni di neutroni e raggi γ all'ampiezza totale dei segnali provenienti da un SiPM AdvanSid.

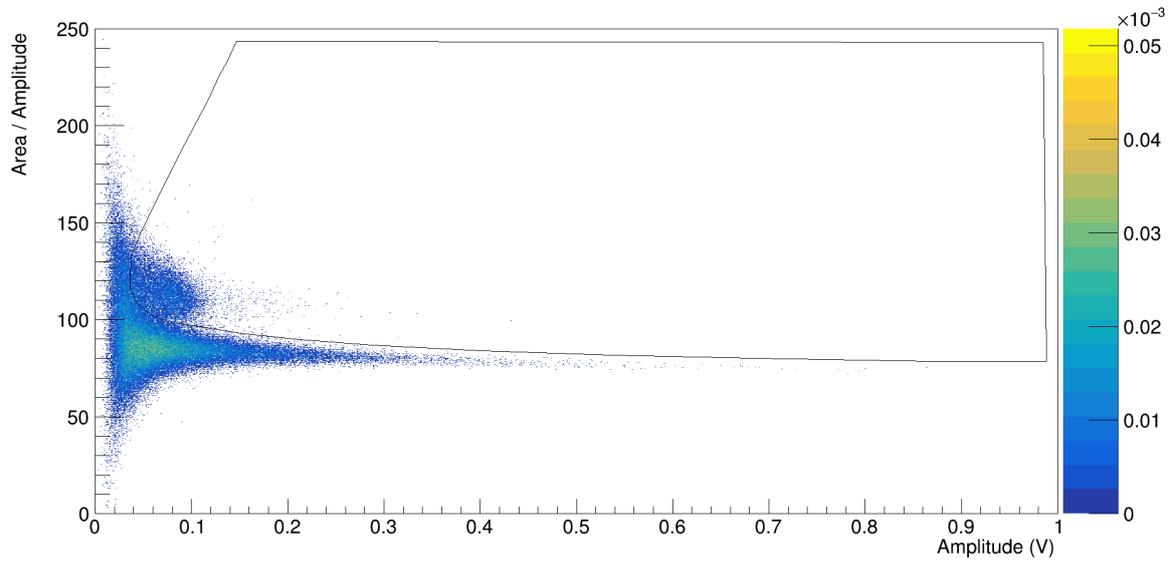


(a)

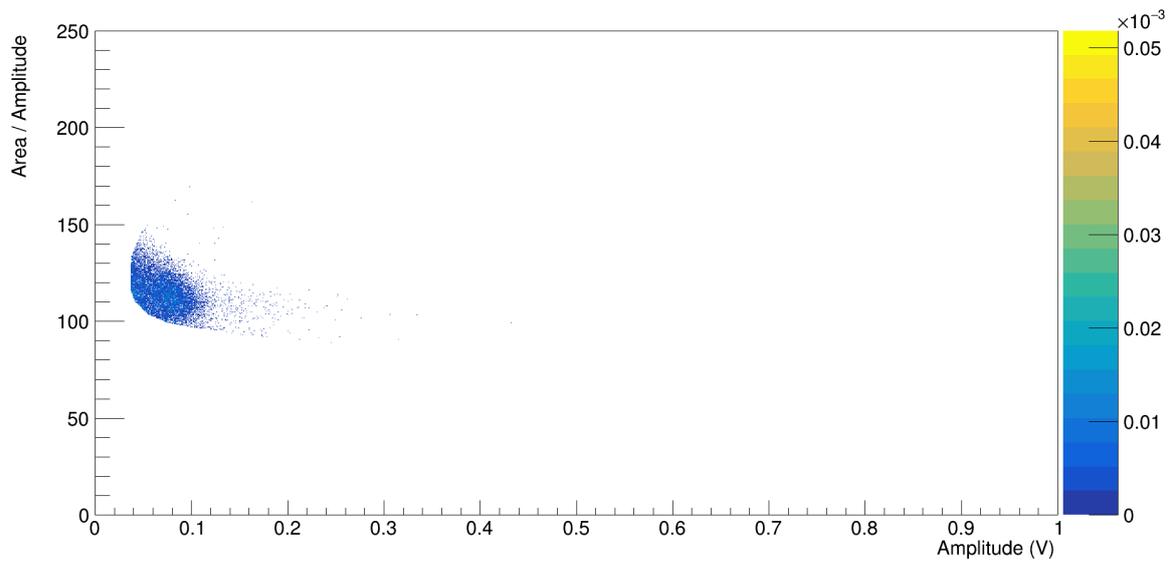


(b)

Figura 3.12: Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM Hamamatsu con $E_n = 5$ MeV e schermo di piombo: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico, in (b) è isolata la popolazione di neutroni.



(a)



(b)

Figura 3.13: *Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM AdvanSid con $E_n = 5$ MeV e schermo di piombo: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico, in (b) è isolata la popolazione di neutroni.*

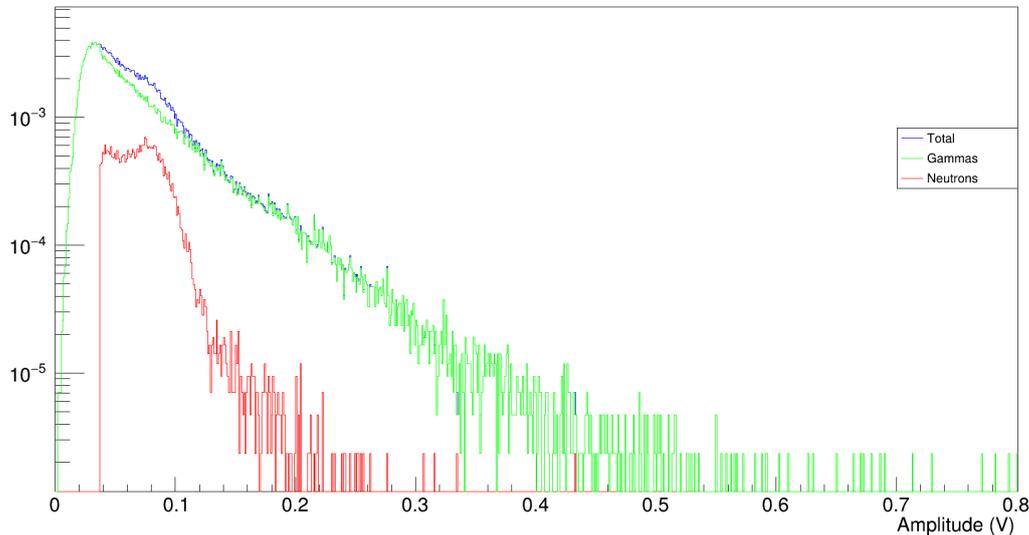


Figura 3.14: Contributo alle ampiezze totali (curva nera) provenienti dai segnali di neutroni (curva rossa) e dai segnali di raggi γ (curva verde) ottenuti da SiPM AdvanSid con $E_n = 5$ MeV e schermo di piombo. Le occorrenze riportate nell'asse delle ordinate, in scala logaritmica, sono riscalate rispetto al numero totale di eventi, in modo che l'istogramma risulti normalizzato.

È stata verificata la bontà dei *cut* grafici eseguiti applicandoli a dati provenienti da altre sorgenti, come quella di soli raggi γ con energia incidente $E_\gamma = 660$ keV (come risulta da Figura 3.15 e Figura 3.16) e con quella di neutroni con 18 MeV (illustrati in Figura 3.17 e Figura 3.18). Gli stessi *cut* grafici utilizzati per diverse sorgenti sono quindi sufficienti per eseguire la discriminazione n/ γ , in quanto la diversa forma dei segnali non dipende dall'energia incidente di neutroni o raggi γ , ma dalle diverse proporzioni tra le interazioni a cui essi vanno incontro nell'attraversare il bersaglio di stilbene- d_{12} . Sono stati eseguiti altri *cut* grafici: in corrispondenza della coda di valori alti del rapporto area totale/ampiezza e valori bassi di ampiezza si è scelto di includere più valori, tramite un taglio verticale e uno pendente verso sinistra, al posto di quello finora utilizzato, pendente verso destra. Con questi *cut* meno selettivi si includono necessariamente dei segnali provenienti dalla popolazione di raggi γ nelle occorrenze dei segnali di neutroni in quanto le code delle due popolazioni, come risulta dalle figure precedentemente illustrate, si sovrappongono. L'entità dell'aumento di occorrenze dovuto alla popolazione di raggi γ è visibile in Figura 3.19, in cui sono state confrontate le curve delle ampiezze dei segnali di neutroni ottenute dai diversi *cut* applicati ai dati provenienti dalla sorgente di neutroni con $E_n = 5$ MeV e schermo di piombo tra sorgente e bersaglio.

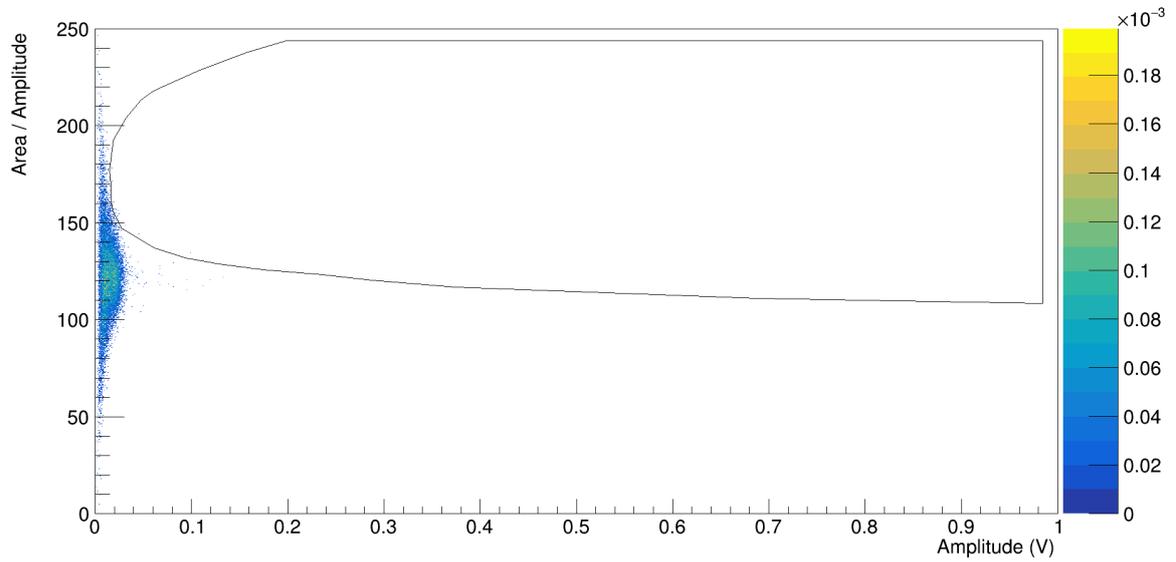


Figura 3.15: *Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM Hamamatsu con $E_\gamma = 660$ keV: sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico.*

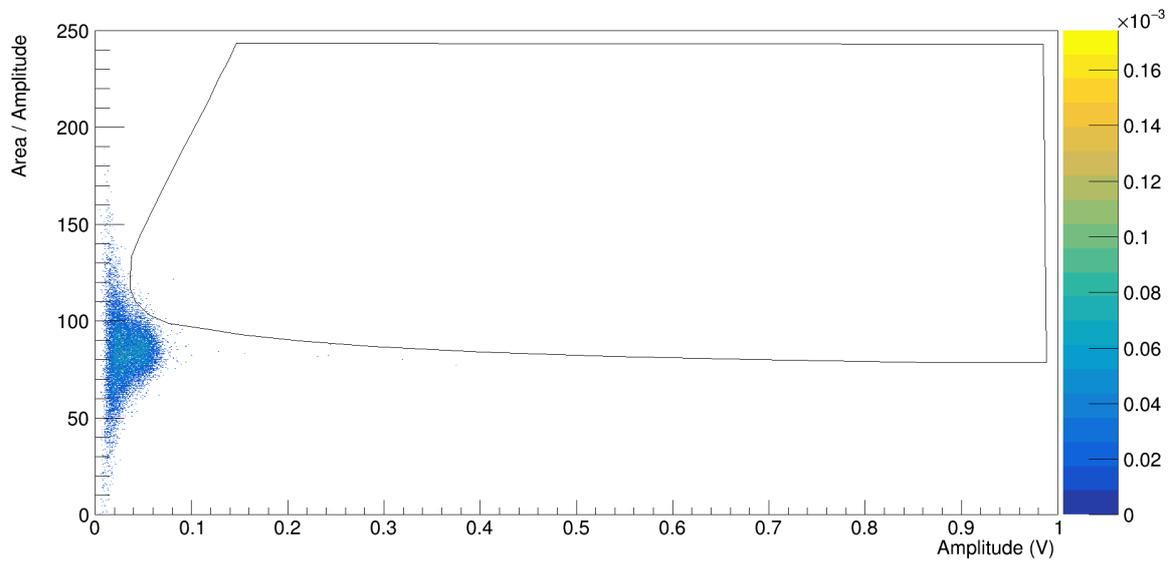
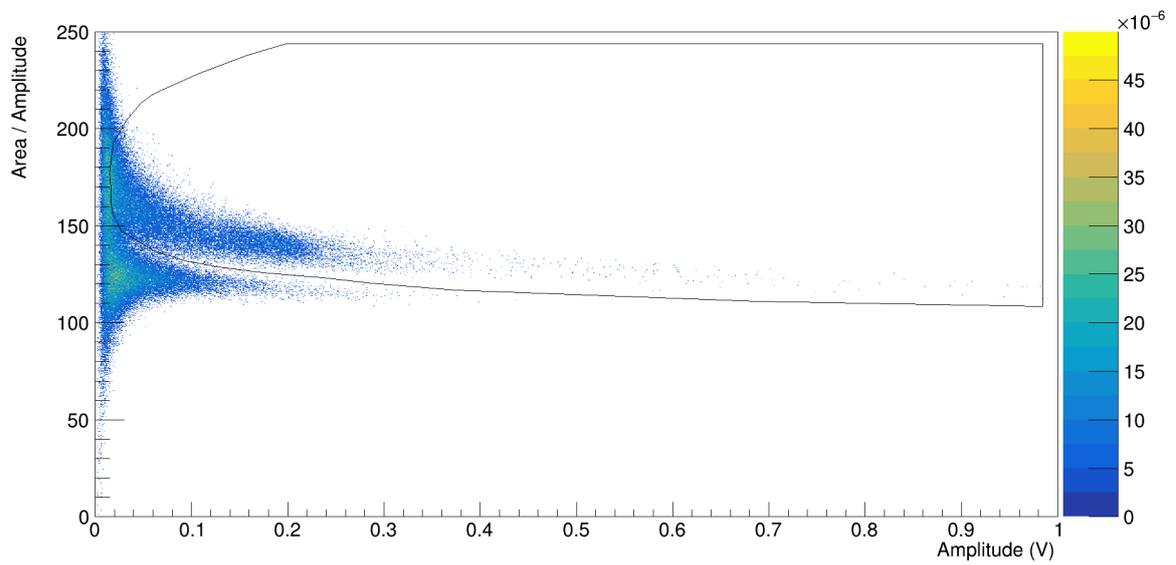
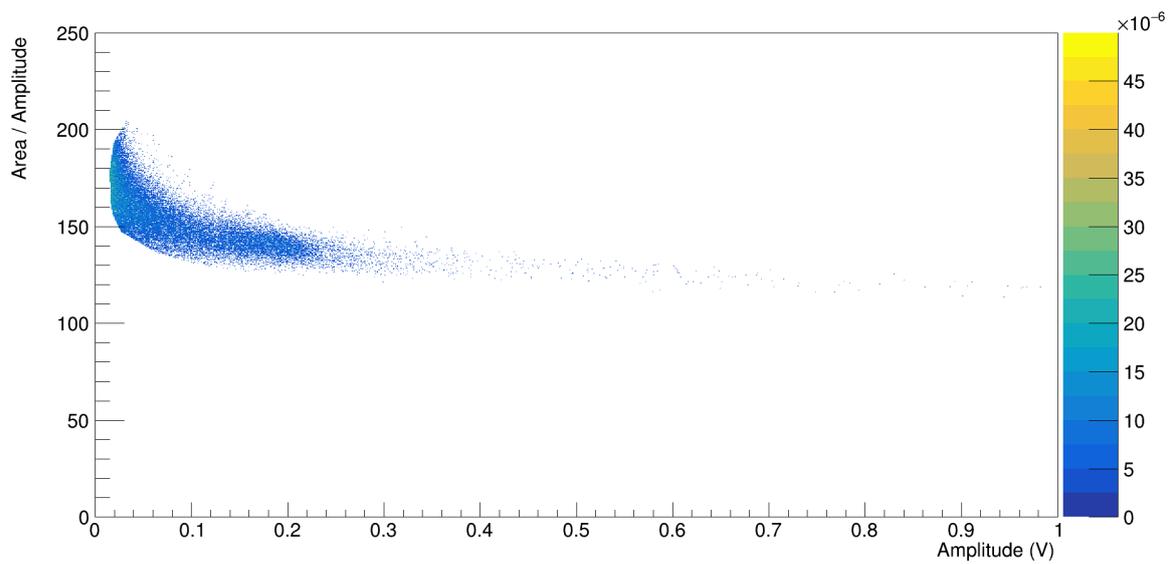


Figura 3.16: *Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM AdvanSid con $E_\gamma = 660$ keV: sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico.*

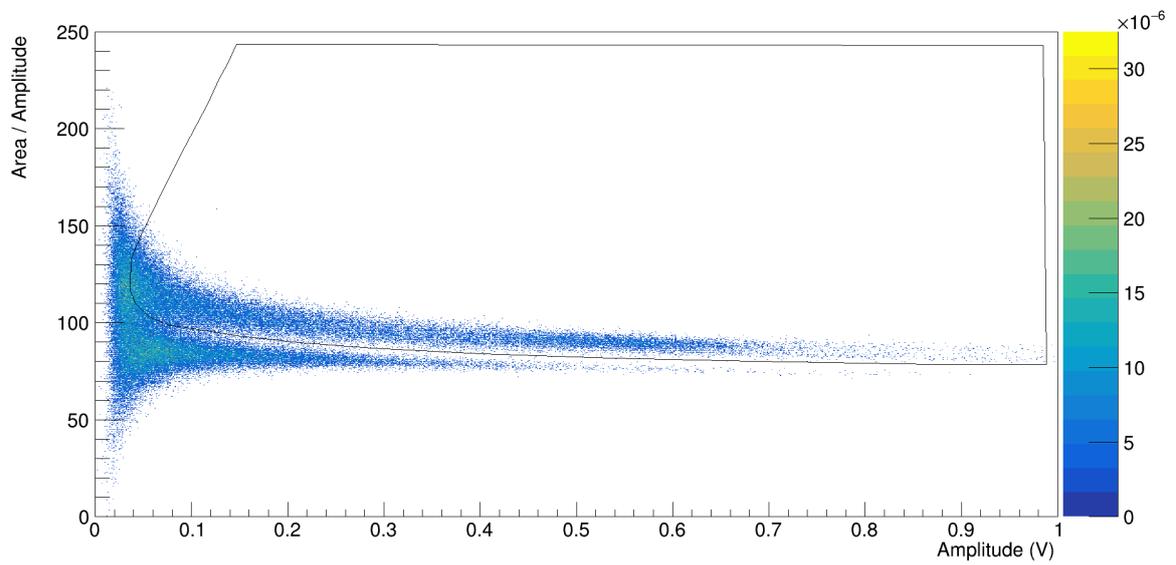


(a)

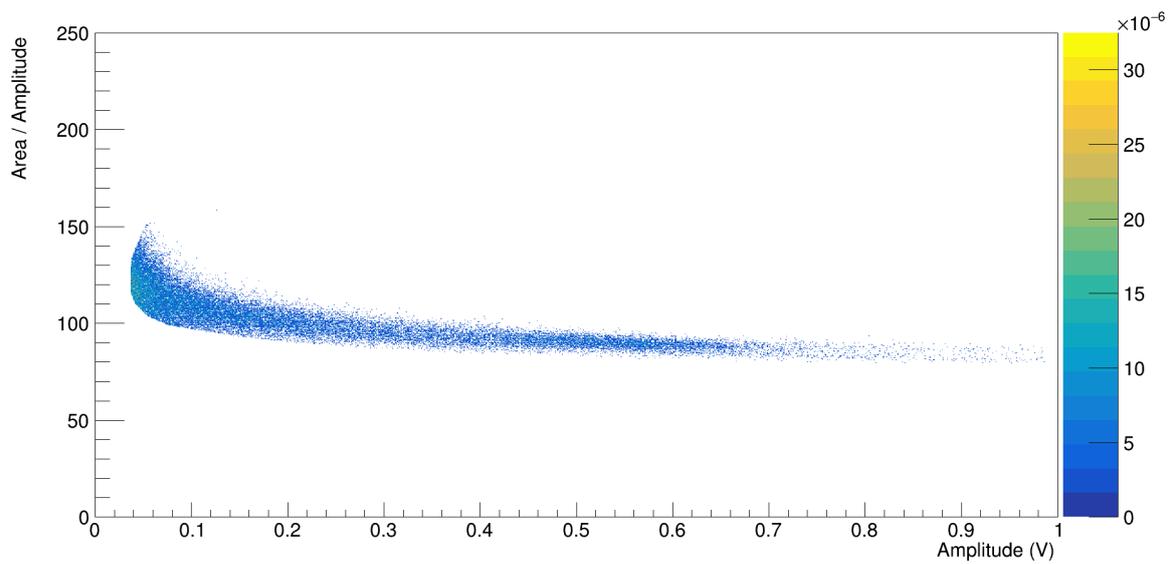


(b)

Figura 3.17: Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM Hamamatsu con $E_n = 18\text{MeV}$: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico, in (b) è isolata la popolazione di neutroni.

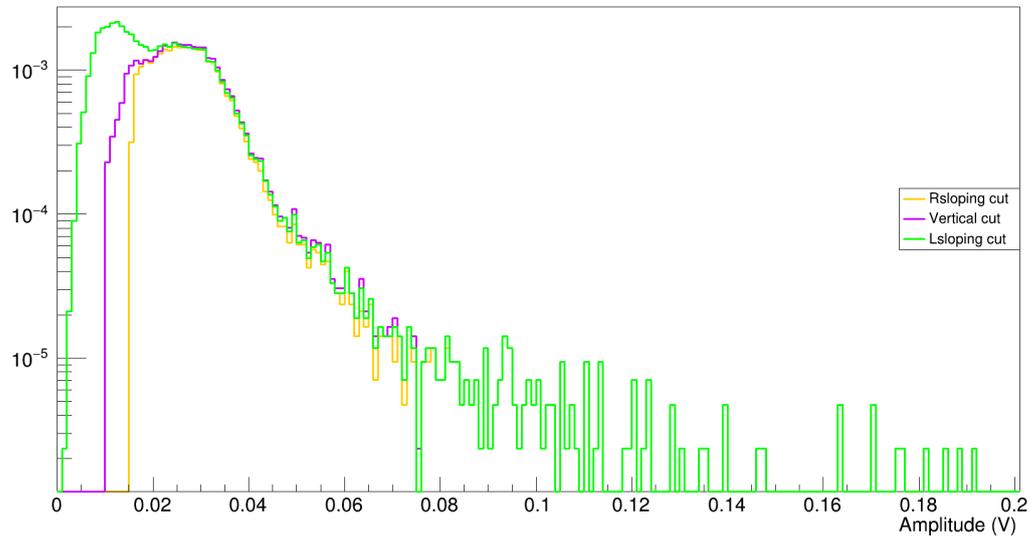


(a)

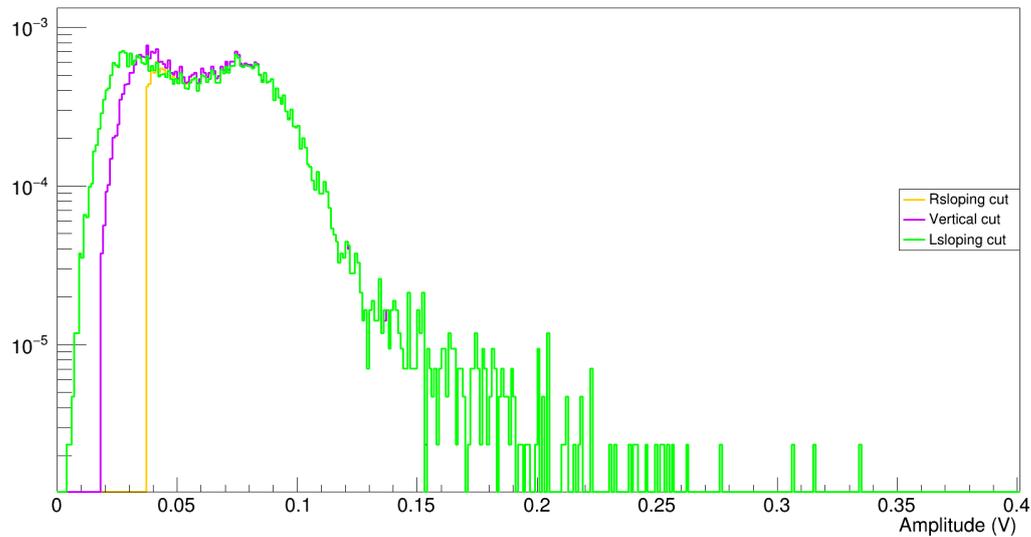


(b)

Figura 3.18: *Rapporto area totale/ampiezza in funzione dell'ampiezza per un SiPM AdvanSid con $E_n = 18$ MeV: in (a) sono rappresentati i dati ottenuti assieme al cut grafico, in (b) è isolata la popolazione di neutroni.*



(a)



(b)

Figura 3.19: Ampiezze dei segnali di neutroni provenienti da SiPM Hamamatsu (a) e AdvanSid (b), con $E_n = 5\text{ MeV}$ e schermo di piombo. Le curve ottenute dipendono dai cut grafici eseguiti, che differiscono tra loro a grandi valori di area totale/ampiezza e piccoli valori di ampiezza: in giallo il cut originale, con pendenza a destra, in viola quello verticale e in verde con pendenza a sinistra. Le occorrenze riportate nell'asse delle ordinate, in scala logaritmica, sono riscalate rispetto al numero totale di eventi, in modo che l'istogramma risulti normalizzato.

Come risulta da *Figura 3.19* solamente la porzione di occorrenze a piccoli valori di ampiezza è suscettibile alla scelta del *cut* grafico, in quanto la distinzione tra le popolazioni di neutroni e raggi γ è difficilmente rilevabile, mentre risulta netta per ampiezze maggiori. Nonostante i *cut* grafici pendenti a sinistra e verticali includano parzialmente le code delle due popolazioni per grandi valori di rapporto area totale/ampiezza, il numero totale di occorrenze delle due popolazioni non subisce delle fluttuazioni eccessive. La discriminazione n/γ resta quindi valida e il suo risultato è in buona approssimazione indipendente dalla soggettività della percezione visiva, in quanto le fluttuazioni rilevate risultano contenute nonostante corrispondano a tipi differenti di *cut* grafico. Le fluttuazioni delle occorrenze risultano ancora minori se si considerano le popolazioni dei raggi γ , più numerose in tutti i dati analizzati provenienti dai diversi *setup* sperimentali. Queste considerazioni sono inoltre valide per entrambi i tipi di SiPM utilizzati.

I diversi *cut* eseguiti forniscono inoltre un criterio valido per associare quantitativamente un limite superiore all'incertezza per questo tipo di *Pulse Shape Discrimination*, nel caso di popolazioni sufficientemente elevate. Questo metodo si deve escludere, ad esempio, per le poche occorrenze che rientrano nella popolazione di neutroni per segnali provenienti dalla sorgente di raggi γ con $E_\gamma = 660$ keV, in quanto esse sono attribuibili a fluttuazioni statistiche e eventi non direttamente correlati alla sorgente. Negli altri casi, come illustrato in *Tabella 3.1* e *Tabella 3.2*, è stata calcolata la semidispersione massima per le occorrenze delle popolazioni di neutroni e raggi γ .

	Pendenza a sinistra		Verticale		Pendenza a destra		Semidisp. massima	
	n	γ	n	γ	n	γ	n	γ
Hamamatsu 1	19484	86596	15712	90368	13995	92085	2745	
Hamamatsu 2	21224	84856	14391	91689	12174	93906	4525	
AdvanSid 1	19083	86997	18037	88043	14513	91567	2285	
AdvanSid 2	19262	86817	19096	86983	13253	92826	3005	

Tabella 3.1: *Occorrenze delle ampiezze per le popolazioni di neutroni e raggi γ in base al cut grafico scelto (colonne) e SiPM da cui provengono i segnali (righe) nel caso di sorgente di neutroni con $E_n = 5$ MeV e schermo di piombo. Nell'ultima colonna è riportata la semidispersione massima (coincidente per neutroni e raggi γ) associata alle popolazioni.*

	Pendenza a sinistra		Verticale		Pendenza a destra		Semidisp. massima	
	n	γ	n	γ	n	γ	n	γ
Hamamatsu 1	49018	50988	44581	55425	41243	58763	3888	
Hamamatsu 2	50493	49518	42412	57599	38130	61881	6182	
AdvanSid 1	48029	51878	46912	52995	41081	58826	3474	
AdvanSid 2	48034	51799	47874	51959	38286	61547	4874	

Tabella 3.2: Occorrenze delle ampiezze per le popolazioni di neutroni e raggi γ in base al cut grafico scelto (colonne) e SiPM da cui provengono i segnali (righe) nel caso di sorgente di neutroni con $E_n = 18$ MeV. Nell'ultima colonna è riportata la semidispersione massima (coincidente per neutroni e raggi γ) associata alle popolazioni.

Le semidispersioni massime riportate risultano quindi contenute: fatta eccezione per i segnali provenienti dal SiPM Hamamatsu 2 di Tabella 3.1 esse risultano tutte inferiori al 23% delle occorrenze dei neutroni con cut grafico pendente verso destra, il più selettivo. Si ha in genere una minore fluttuazione per i segnali associati alla sorgente di neutroni di energia incidente $E_n = 18$ MeV, soprattutto per quanto riguarda quelli provenienti da SiPM AdvanSid, in cui si raggiunge una semidispersione massima pari all'8% delle occorrenze con cut grafico pendente verso destra.

In questa analisi svolta è stato quindi possibile isolare con sufficiente accuratezza la popolazione di neutroni dal significativo *background* di raggi γ . In questo modo è possibile studiare la risposta dello stilbene- d_{12} e analizzare le proprietà dei segnali di neutroni rivelati al fine di misurare la lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone a_{nn} , come discusso in Capitolo 1.

Conclusioni

Nella *facility* di n_TOF, presso il CERN di Ginevra, si prevede di eseguire un esperimento volto alla misura della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone. Questa grandezza, assieme alle altre lunghezze di *scattering* nucleone-nucleone, fornisce importanti informazioni sulla natura delle forze e delle particelle che compongono il nucleo. Le discrepanze dei valori delle lunghezze di *scattering* tra coppie diverse di nucleoni sono, infatti, un'evidenza della rottura di simmetrie associate all'isospin, causando, ad esempio, la differenza di massa tra neutrone e protone.

Le misure di questi parametri sono state soggette nel corso del tempo a una serie di difficoltà sia sperimentali che teoriche, legate alla complessità del problema a più corpi, alle forze nucleari e all'utilizzo dei neutroni nei diversi *setup* impiegati finora. L'esperimento di cui si sta valutando la fattibilità presso n_TOF prevede la rivelazione in coincidenza cinematica delle tre particelle coinvolte nel processo di *breakup* di un bersaglio arricchito in deuterio. Questo garantirebbe una misura accurata e sistematica della lunghezza di *scattering* neutrone-neutrone in funzione dell'energia del fascio incidente.

Per fare ciò è necessario valutare la possibilità di utilizzare un *target* attivo e testare preventivamente l'intero sistema di rivelazione. Questo è stato eseguito presso il *National Center for Scientific Research* (NCSR) Demokritos, ad Atene.

In questo lavoro di tesi è stata eseguita un'analisi dei dati provenienti da un *target* attivo di stilbene deuterato (stilbene- d_{12}), fornito dal *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL), a cui sono state associate due coppie di SiPM prodotti da Hamamatsu e AdvanSid. I test eseguiti presso NCSR Demokritos hanno utilizzato fasci monocromatici di neutroni e di raggi γ incidenti a diverse energie.

In questa tesi i segnali ottenuti dalle diverse sorgenti sono stati rielaborati tramite uno *smoothing*, al fine di rimuovere fluttuazioni che avrebbero ridotto la qualità dell'analisi. Sono state poi valutate le migliori combinazioni di grandezze e finestre di integrazione che potessero permettere di discriminare le due popolazioni di neutroni e raggi γ tramite la tecnica della *Pulse Shape Discrimination* (PSD).

L'analisi si è quindi concentrata sul rapporto tra area totale sottesa dalla curva del segnale e picco del segnale, in funzione del picco del segnale: con queste grandezze, tramite il *framework* ROOT, sono stati eseguiti dei *cut* grafici volti a isolare le due popolazioni. Queste ultime sono risultate visivamente distinte per alte finestre di integrazione e per

i segnali provenienti da entrambi i tipi di SiPM, con una discriminazione più netta per quelli di tipo AdvanSid.

I *cut* grafici sono stati applicati a dati provenienti da diverse sorgenti per verificarne la coerenza e la qualità; infine sono state messe a confronto le occorrenze delle popolazioni di neutroni e raggi γ in base ai diversi *cut*, fornendo una stima dell'incertezza da associare all'analisi eseguita.

La discriminazione n/γ , oggetto dell'analisi dati di questa tesi, è stata quindi eseguita con successo, fornendo risultati migliori con SiPM di tipo AdvanSid.

Bibliografia

- [1] K. S. Krane. *Introductory nuclear physics*. New York, NY: Wiley, 1988.
- [2] S. Weinberg. *Lectures on Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, 2015.
- [3] L. B. Madsen. “Effective range theory”. In: *American Journal of Physics* 70.811 (2002).
- [4] L. D. Landau; E. M. Lifshitz. *Quantum Mechanics: Non-relativistic Theory*. Amsterdam: Butterworth-Heinemann, 2005.
- [5] H. A. Bethe. “Theory of the Effective Range in Nuclear Scattering”. In: *Phys Rev.* 76 (1949), pp. 38–50.
- [6] W. Heisenberg. “Über den Bau der Atomkerne.” In: *Zeitschrift für Physik* I.77 (1932), pp. 1–11.
- [7] G. A. Miller; A. K. Opper; E. J. Stephenson. “Charge Symmetry Breaking and QCD”. In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56.253 (2006).
- [8] G. A. Miller; W. van Oers. “Charge Independence and Charge Symmetry”. In: *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei*. World Scientific, 1995, pp. 127–167.
- [9] J. Kirscher e D. R. Phillips. “Constraining the neutron-neutron scattering length using the effective field theory without explicit pions”. In: *Phys. Rev. C* 84 (5 2011), p. 054004.
- [10] J. R. Bergervoet *et al.* “Phase shift analysis of 0-30 Mev *pp* scattering data”. In: *Phys rev. C* 38 (1988), pp. 15–50.
- [11] R. W. Hackenburg. “Neutron-proton effective range parameters and zero-energy shape dependence”. In: *Phys rev. C* 73 (2006), p. 044002.
- [12] A. Gårdestig. “Extracting the neutron–neutron scattering length—recent developments”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 36.5 (2009), p. 053001.
- [13] M. J. Moravcsik. “Neutron-Neutron Scattering at Low Energies”. In: *Phys. Rev.* 136 (3B 1964), B624–B629.

- [14] W. I. Furman *et al.* “Direct measurement of the neutron–neutron scattering cross section at the reactor YAGUAR”. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 28.5 (2002), p. 2627.
- [15] W. I. Furman *et al.* “Current Status of the Experiment on Direct Measurement of Neutron-Neutron Scattering Length at the Reactor YAGUAR”. In: *AIP Conference Proceedings* 1109.1 (2009), pp. 53–58.
- [16] RFNC-VNIITF. *Research Reactors and Facilities*. URL: <http://vniitf.ru/en/article/research-reactors-and-facilities>.
- [17] A. A. Manakov; A. S. Khamidulin; V. V. Zakharov *et al.* “Results of Research of YAGUAR Reactor Characteristics after Modernization”. In: *Phys. Atom. Nuclei* 84 (2021), pp. 1419–1423.
- [18] Q. Chen *et al.* “Measurement of the neutron-neutron scattering length using the π^-d capture reaction”. In: *Phys. Rev. C* 77 (5 2008), p. 054002.
- [19] V. Huhn *et al.* “New attempt to determine the n-n scattering length with the $^2\text{H}(n, np)n$ reaction”. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (6 2000), pp. 1190–1193.
- [20] L. D. Faddeev; S. P. Merkuriev. *Quantum Scattering Theory for Several Particle Systems*. Springer, 1993.
- [21] C. R. Howell. “Review of Indirect Methods Used to Determine the 1S_0 Neutron-Neutron Scattering Length”. In: *arXiv* (giu. 2008). DOI: [10.48550/ARXIV.0805.1177](https://doi.org/10.48550/ARXIV.0805.1177).
- [22] C. Guerrero; A. Tsinganis; E. Berthoumieux *et al.* “Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN”. In: *Eur. Phys. J. A* 49 (27 2013).
- [23] M. Barbagallo; C. Guerrero; A. Tsinganis *et al.* “High-accuracy determination of the neutron flux at n_TOF”. In: *Eur. Phys. J. A* 49 (156 2013).
- [24] T. Hortala. *n_TOF poised for 10 more years of research with third-generation neutron spallation target*. 2021. URL: <https://home.cern/news/news/experiments/ntof-poised-10-more-years-research-third-generation-neutron-spallation-target>.
- [25] M. Calviani *et al.* *n_TOF neutron spallation Target #3 N₂ cooled bare Pb core - Engineering Design Report*. Rapp. tecn. Eng. spec. TOF-TAR-ES-0003 (EDMS 2154581). Ginevra: CERN, 2019.
- [26] F. Mingrone *et al.* “Development of a Neutron Imaging Station at the n_TOF Facility of CERN and Applications to Beam Intercepting Devices”. In: *Instruments* 3.2 (2019).
- [27] n_TOF Collaboration. *The new n_TOF NEAR Station*. Rapp. tecn. Ginevra: CERN, 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2737308>.

- [28] M. Ferrari *et al.* *Design development and implementation of an irradiation station at the neutron time-of-flight facility at CERN*. 2022. DOI: [10.48550/ARXIV.2202.12809](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2202.12809). URL: <https://arxiv.org/abs/2202.12809>.
- [29] G. Gervino *et al.* “NEAR: A New Station to Study Neutron-Induced Reactions of Astrophysical Interest at CERN-n_TOF”. In: *Universe* 8.5 (2022). ISSN: 2218-1997. DOI: [10.3390/universe8050255](https://doi.org/10.3390/universe8050255). URL: <https://www.mdpi.com/2218-1997/8/5/255>.
- [30] P. A. Assimakopoulos *et al.* *Proposed study of the neutron-neutron interaction at the CERN nTOF facility*. Rapp. tecn. Ginevra: CERN, 2006. URL: <https://cds.cern.ch/record/922954>.
- [31] C. Massimi *et al.* *Measurement of the neutron-neutron scattering length at the CERN n_TOF facility*. Rapp. tecn. Ginevra: CERN, 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2730967>.
- [32] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. New York, NY: Wiley, 2010.
- [33] H. Vega-Carrillo e C. Torres-Muhech. “Low energy neutrons from a $^{239}\text{PuBe}$ isotopic neutron source inserted in moderating media”. In: *Revista Mexicana De Fisica - REV MEX FIS* 48 (ott. 2002), pp. 405–412.
- [34] B. T. M. Willis e C. J. Carlile. *Experimental Neutron Scattering*. Oxford University Press, 2013. ISBN: 9780199673773.
- [35] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experimentes: A How - To Approach*. Springer, 1981.
- [36] F. D. Becchetti *et al.* “Deuterated stilbene (stilbene-d12): An improved detector for fast neutrons”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 908 (2018), pp. 376–382. ISSN: 0168-9002.
- [37] Inrad Optics. *ScintinelTM Stilbene for Fast Neutron Detection*. URL: https://inradoptics.com/pdfs/Inrad_AN_Stilbene.pdf.
- [38] onsemiTM. *Introduction to the Silicon Photomultiplier (SiPM)*. URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9770-D.PDF>.
- [39] S. Harissopoulos *et al.* “The Tandem Accelerator Laboratory of NCSR “Demokritos”: current status and perspectives”. In: *The European Physical Journal Plus* (2021).
- [40] E. Georgali. “Study of neutron induced reactions in rare earth isotopes”. Tesi di dott. Università di Ioannina, 2021. DOI: [10.12681/eadd/49286](https://doi.org/10.12681/eadd/49286).

- [41] A. Musumarra. “From nuclear astrophysics to fundamental nuclear physics: challenging experimental approaches at n-TOF (CERN)”. In: *EPJ Web Conf.* 252 (2021), 05002. 4 p. DOI: [10.1051/epjconf/202125205002](https://doi.org/10.1051/epjconf/202125205002). URL: <https://cds.cern.ch/record/2819896>.
- [42] AdvanSid. *NUV SiPMs Chip Scale Package (CSP)*. URL: https://advansid.com/attachment/get/up_28_1432731773.pdf.
- [43] AdvanSid. *Sockets for CSP SiPMs*. URL: https://advansid.com/attachment/get/up_27_1390816504.pdf.
- [44] Hamamatsu. *PSD signal processing circuits, PSD modules*. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/psd_singal_kacc9014e.pdf.
- [45] Hamamatsu. *Sockets for CSP SiPMs*. URL: https://hep.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf.
- [46] C. Massimi; A. Musumarra; N. Patronis. *TaraT: an Active target for the n-n scattering length measurement*. Rapp. tecn. n-TOF Collaboration meeting: n-TOF Collaboration, 2021.
- [47] CAEN. *DT5743 8 Channel 12bit 3.2 GS Switched Capacitor Digitizer*. URL: <https://www.caen.it/products/dt5743/>.