

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

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

Caratterizzazione di un rivelatore per la  
misura del flusso di neutroni per energie  
fino ad 1 GeV presso la *facility*  
n\_TOF del CERN

Relatore:  
Prof. Gianni Vannini

Presentata da:  
Nicolas Giacomelli

Correlatore:  
Dott.ssa Alice Manna  
Prof. Cristian Massimi

Anno Accademico 2019/2020



# Abstract

Un elemento fondamentale delle misure di sezioni d'urto indotte da neutroni è la conoscenza accurata del flusso di particelle incidenti. La valutazione di quest'ingrediente si basa su sezioni d'urto che, in determinati intervalli energetici, sono molto ben conosciute. La scarsità di dati sperimentali di sezioni d'urto indotte da neutroni per energie superiori a 20 MeV e la mancanza assoluta oltre i 200 MeV detta la richiesta di nuove misure. In particolare, alta priorità è stata assegnata alla reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$ . Questa è stata studiata fino a circa 1 GeV nel 2018 presso la *facility* per tempo di volo di neutroni n\_TOF del CERN, dove è disponibile un intenso fascio pulsato di neutroni. Appositamente per questa campagna di misura sono stati sviluppati, all'interno della collaborazione, tre telescopi per protoni di rinculo (PRT), due dei quali sotto la responsabilità dell'INFN. Questi sono stati ottimizzati per rivelare le particelle prodotte nelle collisioni tra i pacchetti di neutroni incidenti e dei bersagli idrogenati, al fine di determinare il flusso di neutroni relativamente allo scattering  $n-p$ , principale riferimento nella regione energetica considerata. In questa tesi si è studiato il PRT adibito alla rivelazione delle particelle emesse nelle collisioni che coinvolgono i neutroni di energia maggiore di 50 MeV. Basandomi su simulazioni Monte Carlo, prodotte con il *toolkit* Geant4, ho studiato l'efficienza del sistema di rivelazione tra 40 MeV e 1 GeV. Ho determinato l'efficienza, ottenendo risultati di ordine  $10^{-5}$ , utilizzando due metodi diversi, per valutare con attenzione tutti i contributi di eventi di background che intervengono nella misura. Per concludere, ho estratto il flusso di neutroni incidenti di energia compresa

4

tra 50 e 90 MeV utilizzando parte dei dati sperimentali acquisiti durante la campagna sperimentale e l'efficienza da me estratta.

# Indice

<b>Introduzione</b>	7
<b>1 I neutroni</b>	11
1.1 Elementi storici . . . . .	11
1.2 Proprietà generali . . . . .	13
1.3 Interazioni del neutrone . . . . .	14
1.4 Produzione e rivelazione . . . . .	17
1.4.1 Sorgenti di neutroni . . . . .	18
1.4.2 Rivelazione: le reazioni standard . . . . .	21
1.4.3 Rivelazione di neutroni lenti . . . . .	26
1.4.4 Rivelazione di neutroni veloci . . . . .	27
<b>2 Misura della sezione d'urto di fissione di <math>^{235}\text{U}</math></b>	29
2.1 La facility n_TOF . . . . .	29
2.1.1 Caratterizzazione del fascio . . . . .	33
2.1.1.1 Il $\gamma$ -flash . . . . .	34
2.1.2 Tecnica del <i>time of flight</i> . . . . .	35
2.1.3 Risoluzione energetica . . . . .	36
2.2 Setup dell'area sperimentale . . . . .	37
2.2.1 Rivelazione dei frammenti di fissione: PPAC e PPFC . . . . .	39
2.2.2 Rivelazione dei neutroni: PRT . . . . .	41
<b>3 Analisi dati per il PRT-H</b>	45
3.1 Efficienza: analisi delle simulazioni . . . . .	46

3.1.1 Background di particelle diverse da protoni . . . . .	48
3.1.2 Background di protoni . . . . .	53
3.2 Efficienza: risultati . . . . .	56
3.3 Flusso di neutroni: analisi dei dati sperimentali . . . . .	59
3.4 Flusso di neutroni: risultati . . . . .	61
<b>Conclusioni</b>	<b>65</b>
<b>A Dati dallo studio dell'efficienza</b>	<b>69</b>

# Introduzione

Gli studi teorici e sperimentali della fisica nucleare hanno avuto un ruolo preminente nello sviluppo della fisica moderna. I fasci di neutroni, grazie alla loro neutralità elettrica, riescono a superare la barriera coulombiana e interagiscono direttamente con i nuclei. Si sono per questo rivelati la sonda ideale per indagare la struttura della materia e le reazioni nucleari, con risvolti rilevanti per un'ampia classe di ambiti di ricerca. Questi includono, tra gli altri, la fisica nucleare di base, l'astrofisica nucleare, in particolare la produzione di nuclei pesanti nelle stelle (*nucleosintesi stellare*), nonché le applicazioni tecnologiche in ambito medico, energetico, geologico ecc... Una collisione neutrone-nucleo può causare processi di vario genere, dal semplice scattering elastico a fenomeni di assorbimento o fissione. La probabilità che in seguito all'urto avvenga uno specifico processo è espressa per mezzo della *sezione d'urto*, che è ciò che generalmente si vuole misurare. Tale quantità, spesso indicata con il simbolo  $\sigma$ , ha le dimensioni di un'area (da qui il nome *sezione*) ed è abitualmente misurata in barn (b), con  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Le misure assolute di sezioni d'urto indotte da neutroni richiedono la determinazione precisa e puntuale del numero di neutroni che raggiunge l'area sperimentale. Questo ingrediente risulta, per la natura dei neutroni, spesso di non facile valutazione. Quello che si fa solitamente per determinare il flusso di neutroni incidente è sfruttare delle sezioni d'urto conosciute con grande precisione, dette *standard*. Nonostante l'enorme importanza che gli standard rivestono, non ne esistono attualmente per energie superiori a 200 MeV. Per questo motivo, la IAEA (*International Atomic Energy Agency*) ha

espresso l'urgenza di nuove misure di sezioni d'urto di fissione relativamente allo scattering  $n-p$ , al fine di stabilire uno standard ad alte energie. Questo implica la necessità di costruire sistemi di rivelazione di neutroni di energia maggiore di 20 MeV per poter determinare il flusso incidente, argomento che sarà approfondito nell'analisi sperimentale di questa tesi. Tra le reazioni che maggiormente si prestano per rispondere alla richiesta della IAEA è stata identificata la fissione del  $^{235}\text{U}$ , già standard tra 0.15 e 200 MeV e molto utilizzata come riferimento per misure di sezioni d'urto di fissione. Sopra i 200 MeV non esistono dati sperimentali ma solo alcune valutazioni basate su diversi modelli teorici in grado di riprodurre i dati sperimentali di più bassa energia. La sostanziale discrepanza di queste stime pone ulteriore enfasi sulla necessità di nuove e più precise misure.

n\_TOF è una delle pochissime facility al mondo in cui è possibile effettuare la misura di sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$  ad alte energie. La facility, localizzata al CERN, è caratterizzata da un fascio pulsato di neutroni prodotto tramite spallazione. I pacchetti di protoni accelerati dal Proto-Sincrotrone incidono su un bersaglio di piombo, producendo un fascio che presenta un'elevata luminosità e un ampio spettro energetico. Vale la pena citare, tra gli ambiti che si auspica trarranno maggiori benefici da questa valutazione, quello dell'energia nucleare. Infatti, con l'inquinamento dovuto ai combustibili fossili che desta sempre più preoccupazione, il passaggio a fonti energetiche alternative e sostenibili diventa sempre più impellente. Lo sviluppo di reattori di IV generazione, come gli ADS (*Accelerator-Driven System*), e la trasmutazione di scorie nucleari, entrambe applicazioni basate su reazioni che coinvolgono neutroni di alta energia, potrebbero rappresentare una risposta concreta al problema.

Questa tesi comprende tre capitoli. I primi due, di carattere compilativo, sono necessari come introduzione al terzo, che invece tratterà l'analisi di alcuni dati.

Più precisamente, nel primo capitolo si presenta una panoramica sui neutroni, discutendo le proprietà generali, le principali reazioni a cui partecipano



nonché le tecniche più comuni di produzione e rivelazione. Si esporrà il metodo utilizzato per misurare sezioni d'urto indotte da neutroni in un generico esperimento di collisioni, soffermandoci sull'importanza e sull'utilizzo delle sezioni d'urto standard.

Il secondo capitolo è dedicato all'esperimento di misura della sezione d'urto di fissione indotta da neutroni sull'uranio-235. Si descriveranno prima l'area sperimentale EAR-1 di n\_TOF, le caratteristiche del fascio e il metodo del *time of flight*, impiegato per ricavare l'energia dei neutroni. In seguito si passerà all'apparato sperimentale, che comprende due rivelatori per frammenti di fissione e tre telescopi per protoni di rinculo (PRT), per la determinazione del flusso di neutroni.

Il terzo capitolo, vero fulcro del lavoro svolto, ha un'impronta sperimentale e approfondisce lo studio di uno dei PRT. Si presenteranno dati provenienti da simulazioni Monte Carlo e si discuterà la tecnica  $\Delta E - E$  utilizzata per discriminare particelle rivelate di natura diversa. In questo modo sarà possibile individuare il *background*, eliminarlo e calcolare l'efficienza di rivelazione tra 40 MeV e 1 GeV circa. Infine si mostreranno dei dati sperimentali, provenienti dalla campagna di misure del 2018, che saranno utilizzati assieme all'efficienza precedentemente ricavata per estrarre il flusso di neutroni nel range energetico 50 – 90 MeV.

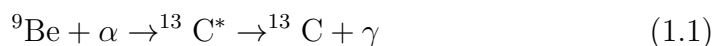


# Capitolo 1

## I neutroni

### 1.1 Elementi storici

Nell'anno 1930, i fisici tedeschi Walther Bothe e Herbert Becker effettuarono un esperimento di scattering di particelle  $\alpha$ , cioè nuclei di  ${}^4\text{He}$ , sul modello degli esperimenti di Geiger e Marsden, che si rivelò essere il primo passo verso la scoperta del neutrone [1]. Bombardarono alcuni elementi leggeri, come boro, litio e berillio, con particelle  $\alpha$  emesse da una sorgente di polonio e osservarono l'emissione di una radiazione molto penetrante ma non ionizzante, che interpretarono come raggi  $\gamma$ , ossia fotoni di alta energia. Di particolare interesse si rivelò il caso del berillio, con cui veniva prodotta la radiazione  $\gamma$  più intensa. Bothe e Becker ipotizzarono che avvenisse eccitazione nucleare per cattura delle particelle  $\alpha$ , quindi:



L'anno seguente, Irène Curie e Frédéric Joliot, studiando approfonditamente la medesima reazione  $\text{Be} + \alpha$ , notarono che in realtà la radiazione emessa era ancora più penetrante di quanto non fosse stato stimato da Bothe [2]. Scoprirono inoltre che, se tale radiazione interagiva con alcuni composti contenenti idrogeno come la paraffina, era in grado di liberare protoni con energia cinetica di circa 5 MeV. Supponendo che fossero effettivamente emes-

si fotoni come proposto da Bothe e che il processo in atto fosse scattering Compton con gli atomi di idrogeno, calcolarono che la radiazione doveva possedere un'energia superiore a 50 MeV. Questo valore risulta estremamente elevato, soprattutto se si considera che l'energia delle particelle  $\alpha$  emesse dal polonio è pari a circa 5.25 MeV. Ciò portò gli scienziati a ipotizzare di aver osservato una nuova forma di interazione tra radiazione e materia, di natura diversa dall'effetto Compton.

Nel frattempo, in Inghilterra, James Chadwick, collaboratore di Rutherford, lavorava al *Laboratorio Cavendish* dell'Università di Cambridge. Ritenendo insoddisfacente l'ipotesi che la radiazione fosse composta da fotoni e intuendo la presenza di questioni controverse, il fisico inglese ripeté lo stesso esperimento, apportando miglioramenti all'apparato sperimentale e osservando gli effetti di questa radiazione anche su altri materiali. Trasse la conclusione che dallo scattering della particelle  $\alpha$  su berillio veniva prodotta una particella  $n$  di massa approssimativamente uguale a quella del protone, ma elettricamente neutra, e descrisse la reazione di produzione come  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$  o, in forma estesa:



Chadwick chiamò questa particella neutrone ed espose i suoi risultati nel 1932 in una lettera intitolata *Possible existence of a neutron*, pubblicata sulla rivista scientifica *Nature* [3]. Grazie a questa scoperta vinse sia la Medaglia Hughes nel 1932 che il Premio Nobel nel 1935.

Il neutrone trovò velocemente posto all'interno del modello atomico *planetario* di Rutherford. Furono in particolare Heisenberg [4] e Ivanenko [5] indipendentemente a proporre, entro pochi mesi dalla scoperta della particella, il modello nucleare protone-neutrone, che sosteneva la presenza di soli protoni e neutroni nel nucleo atomico. Questo scardinò definitivamente l'ipotesi, problematica ma ampiamente condivisa negli anni 20', che considerava il nucleo composto di protoni ed elettroni. Inoltre, siccome i neutroni non erano mai stati osservati in natura, risultò plausibile supporre che non fossero

stabili come particelle libere. Si assume allora che questa particella diventa stabile solo legandosi ai protoni all'interno del nucleo.

## 1.2 Proprietà generali

Conoscendo l'energia cinetica dei protoni liberati nell'esperimento, fu immediatamente possibile affermare che il neutrone doveva avere massa all'incirca uguale a quella del protone. Per ricavare un valore più preciso è possibile considerare il metodo proposto da Goldhaber e Chadwick stesso [6]. Si consideri l'energia di legame del deutone, nucleo del deuterio (indicato  ${}^2\text{H}$  o talvolta  $D$ ), isotopo stabile dell'idrogeno costituito da un protone e un neutrone. La massa  $m_d$  di questo nucleo è uguale alla somma  $m_n + m_p$  delle masse dei suoi costituenti a cui si sottrae l'equivalente in massa dell'energia di legame  $E_d$ . Perciò:

$$m_n = m_d - m_p + \frac{E_d}{c^2} \quad (1.3)$$

Esistendo già al tempo vari metodi sufficientemente precisi per determinare il valore di  $E_d$ , il problema è risolto. La massa risulta di  $0.840 \times 10^{-3}$  u maggiore rispetto a quella dell'atomo di idrogeno. Ciò rende possibile un decadimento in protone ed elettrone con energia cinetica di 782 keV circa, inquadrato teoricamente da Fermi nel 1933 [7] ma osservato per la prima volta soltanto nel 1948 [8]. In realtà questo decadimento, chiamato *decadimento  $\beta^-$* , coinvolge anche un antineutrino elettronico ed è oggi descritto nel modo seguente:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

La vita media del neutrone libero rispetto al decadimento  $\beta^-$  è stata stimata essere  $879.4 \pm 0.6$  s [9]. Pertanto, riguardo agli esperimenti di collisione considerati in questo lavoro che si svolgono in tempi dell'ordine dei  $\mu\text{s}$  al più, possiamo considerarlo come una particella a tutti gli effetti stabile.

Per quanto riguarda la carica elettrica, le valutazioni sperimentali consentono di affermare, con gli attuali limiti strumentali, che questa è pari a  $(-0.2 \pm 0.8) \times 10^{-21}e$  [9]. Trattandosi di un valore compatibile con lo 0 e trascurabilmente piccolo rispetto alla carica elettrica del protone, nella pratica è considerato una particella neutra.

Nonostante ciò, il neutrone ha momento magnetico non nullo, misurato nel 1940 da Alvarez e Bloch [10]. Siccome, secondo il Modello Standard, questa particella è un barione composto da un quark up e due quark down, il suo momento magnetico può essere interpretato come somma dei momenti magnetici dei quark costituenti. Per mezzo di questo momento di dipolo il neutrone può interagire anche elettromagneticamente. Tuttavia, l'interazione con i momenti magnetici dei nuclei atomici risulta nella maggioranza dei casi trascurabile e quindi, in generale, è l'interazione forte a dominare l'interazione tra neutroni e materia.

Infine lo spin può essere dedotto da considerazioni sul deutone, che ha spin 1 e momento angolare orbitale nullo. Sapendo che il protone ha spin  $\frac{1}{2}$ , i valori di spin possibili per il neutrone sono  $\frac{1}{2}$  e  $\frac{3}{2}$ . Grazie al momento magnetico del neutrone, è possibile applicare la metodologia dell'esperimento di Stern-Gerlach, che sfrutta un campo magnetico per separare gli stati di spin. Questo è stato fatto da Sherwood, Stephenson e Bernstein nel 1954, che hanno indicato  $\frac{1}{2}$  come valore corretto [11].

Si riportano in Tabella 1.1 i valori di alcune quantità fondamentali di particelle leggere che si incontreranno ancora successivamente, per riferimento.

### 1.3 Interazioni del neutrone

Interagendo con la materia, i neutroni incorrono in una grande quantità di reazioni nucleari, che possiamo approssimativamente suddividere in processi di assorbimento e processi diretti.

In un processo di assorbimento il neutrone incidente si lega al nucleo bersaglio. Supponiamo che il neutrone colpisca il nucleo bersaglio con un

Particella	Massa (MeV)	Carica elettrica	Spin	Momento magnetico
Neutrone	939.5654	$(-0.2 \pm 0.8) \times 10^{-21} e$	$\frac{1}{2}$	$-1.9130 \mu_N$
Elettrone	0.510999	$-e$	$\frac{1}{2}$	$2 \mu_B$
Protone	938.2721	$e$	$\frac{1}{2}$	$2.7928 \mu_N$
Deutone	1875.8703	$e$	1	$0.8574 \mu_N$

Tabella 1.1: Valori di massa, carica elettrica, spin e momento magnetico per alcune particelle leggere. I momenti magnetici sono espressi in unità di magnetone nucleare  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$  o di magnetone di Bohr  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ , con  $m_p$  e  $m_e$  rispettivamente massa di protone ed elettrone. I dati per neutrone, protone ed elettrone sono tratti da [9] mentre per il deutone da [12].

parametro d'impatto piccolo rispetto al raggio nucleare, interagendo quindi direttamente con uno dei nucleoni per usuale scattering. Il neutrone incidente cederà parte della sua energia cinetica al nucleone ed entrambi, con una certa probabilità, urteranno altri nucleoni. Dopo alcune interazioni di questo genere, l'energia cinetica iniziale del neutrone sarà distribuita tra vari nucleoni, consentendo la formazione di un sistema composto proiettile-bersaglio. Esiste a questo punto una probabilità statistica che, a seguito di queste collisioni casuali intranucleari, si crei un'accumulazione di energia su un nucleone, tale da permettergli di abbandonare il nucleo. In una reazione di assorbimento neutronico si assiste alla formazione di un nucleo composto  $A+1Z$ , che il più delle volte è un isotopo instabile con vita media compresa tra  $10^{-15}$  e  $10^{-19}$  s [13]. Quando, come nella maggior parte dei casi, il nucleo composto ha più di una via di decadimento possibile, la probabilità di ognuna di questa è indipendente dal modo in cui il nucleo composto è stato formato. Si può cioè asserire che il processo di formazione del nucleo composto venga dimenticato e il decadimento sia governato principalmente da regole statistiche. Per questa ragione, possiamo aspettarci che questi processi siano in molti casi caratterizzati da una distribuzione angolare dei prodotti emessi approssimativamente isotropa, nel sistema di riferimento del centro di massa. Questo è

vero solo in linea di massima, essendo violato ad esempio dalla distribuzione dei frammenti di fissione o nel caso in cui i nuclei composti siano polarizzati.

Elenchiamo alcune delle più comuni reazioni di assorbimento:

- *diffusione elastica* o *scattering elastico di risonanza* ( $n, n$ ): viene espulso un neutrone con la stessa energia del neutrone incidente. In questo caso l'energia del neutrone non cambia e si tratta quindi di uno scattering elastico a tutti gli effetti.
- *scattering anelastico* ( $n, n'$ ): simile al caso precedente, ma il neutrone espulso ha energia minore di quello incidente. L'energia cinetica "mancante" permette al nucleo di permanere in uno stato eccitato, decadendo successivamente con emissione di raggi  $\gamma$ ;
- *cattura radiativa* ( $n, \gamma$ ): l'energia di eccitazione viene emessa sotto forma di radiazione  $\gamma$ . Se il nucleo risultante non è un isotopo stabile, incorre solitamente in un decadimento  $\beta$ ;
- *emissione di particelle*: per energie di eccitazione sufficientemente elevate è consentita l'espulsione di particelle o agglomerati di particelle. Citiamo in particolare l'emissione di un protone ( $n, p$ ). Per l'espulsione di agglomerati di nucleoni ricordiamo le reazioni che coinvolgono nuclei di deuterio ( $n, d$ ) e trizio ( $n, t$ ) o l'espulsione di una particella  $\alpha$  ( $n, \alpha$ );
- *fissione nucleare* ( $n, f$ ): si tratta in realtà di un caso particolare di emissione di particelle. Il nucleo, dopo aver assorbito il neutrone, decade in nuovi nuclei di minori dimensioni (i *frammenti* di fissione). Si tratta di una reazione che può avvenire soltanto per nuclei bersaglio sufficientemente pesanti.

All'estremo opposto rispetto alle reazioni che procedono con la formazione di un nucleo composto intermedio troviamo le reazioni nucleari che avvengono in modo diretto. In generale, possiamo affermare che i processi diretti sono più frequenti per neutroni incidenti di alta energia, a cui è associata quindi



una lunghezza d'onda di de Broglie piccola. Si tratta di processi di scattering diretto, dove la collisione provoca il trasferimento di energia cinetica dal neutrone al nucleo atomico urtato. La natura del neutrone resta inalterata, mentre il nucleo bersaglio può acquistare solo energia cinetica oppure passare anche in uno stato eccitato. Il primo caso, che è sicuramente il più comune, è detto *scattering elastico* (diretto); ci si riferisce invece al secondo caso come *scattering anelastico* (diretto).

È possibile distinguere eventi di scattering diretto da eventi di assorbimento considerandone la durata. Infatti i processi diretti avvengono molto rapidamente ( $\sim 10^{-22}$  s) mentre le reazioni che coinvolgono formazione di nuclei intermedi richiedono mediamente tra i  $10^{-16}$  e  $10^{-18}$  s. Inoltre è possibile distinguere le due tipologie di eventi considerando la distribuzione angolare dei prodotti emessi dalla reazione, che nel caso di scattering è fortemente dipendente dalla direzione del neutrone incidente.

Mentre lo scattering diretto è sempre consentito, le reazioni di assorbimento avvengono il più delle volte solamente se la somma di energia di legame ed energia cinetica del neutrone corrisponde a uno stato eccitato del nucleo bersaglio, e diventano in tal caso molto probabili. È per questo motivo che, nell'intervallo energetico in cui lo spettro è discreto (regione di risonanza), la sezione d'urto totale è molto variabile e presenta massimi definiti. In Figura [1.1](#) si riportano, a titolo di esempio delle qualità descritte, tre grafici riguardanti l'andamento della sezione d'urto totale di un elemento pesante, uno intermedio e uno leggero nella regione delle risonanze.

## 1.4 Produzione e rivelazione

Alla base della produzione e della rivelazione di fasci di neutroni troviamo le reazioni già descritte nel capitolo precedente. D'altra parte abbiamo visto che a ogni reazione è associata una certa probabilità di avvenire, tramite la sezione d'urto, e che questa varia con l'energia dei neutroni incidenti. Ci saranno quindi processi diversi convenienti per operare in intervalli energetici specifi-

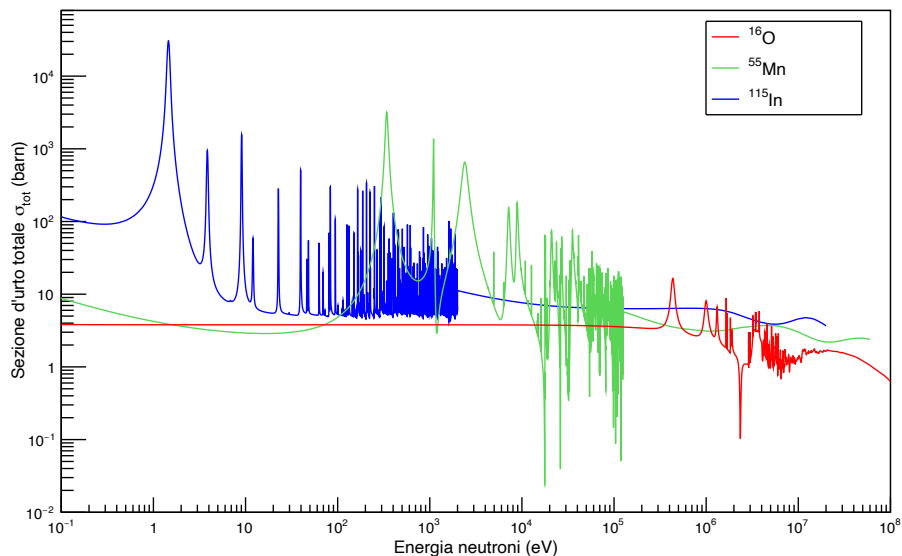


Figura 1.1: Sezioni d'urto totali indotte da neutroni per ossigeno, manganese e indio nella regione delle risonanze, in funzione dell'energia. I dati, presi da [14], appartengono alla libreria ENDF/B-VIII.0.

ci. Risulta utile fare una prima approssimativa distinzione tra neutroni lenti e veloci, a seconda che questi posseggano un'energia cinetica rispettivamente minore o maggiore di 100 keV. Per essere più precisi, nel seguito adotteremo la classificazione, comunemente utilizzata in letteratura, riportata in Tabella 1.2.

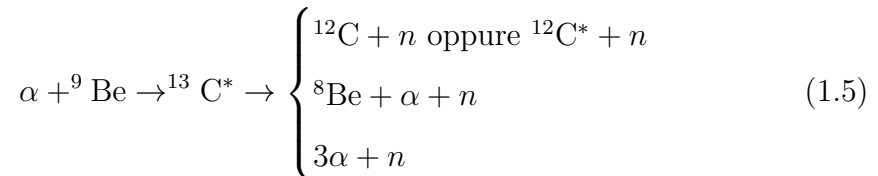
### 1.4.1 Sorgenti di neutroni

È importante notare che, trattandosi di particelle elettricamente neutre, non è possibile produrre neutroni e poi aumentarne l'energia cinetica in un complesso di acceleratori, come si fa, ad esempio, per produrre un fascio di protoni di energia desiderata. Per questa ragione si è soliti impiegare reazioni che producono neutroni di energia più elevata del necessario e successivamente rallentare il fascio emesso tramite urti con nuclei di varia natura (processo di *moderazione*).

Etichetta	Intervallo energetico
Neutroni di alta energia	$E_n > 100 \text{ MeV}$
Neutroni veloci	$200 \text{ keV} < E_n < 40 \text{ MeV}$
Neutroni epitermici	$0.1 \text{ keV} < E_n < 100 \text{ keV}$
Neutroni termici	$E_n \sim 0.025 \text{ eV}$
Neutroni freddi e ultrafreddi	$E_n \sim \text{meV} - \mu\text{eV}$

Tabella 1.2: Classificazione dei neutroni in base alla loro energia cinetica  $E_n$  [15].

Esistono numerosi modi per produrre neutroni. È possibile sfruttare il decadimento radioattivo di alcuni elementi e utilizzare i prodotti energetici uscenti per indurre reazioni con emissione di neutroni. Un esempio è il processo  $\alpha$ -Berillio, già incontrato come protagonista della scoperta dei neutroni. Questa reazione può in generale decadere in più modalità, a seconda dell'energia di eccitazione [16]:



Tra queste, le reazioni di decadimento dominanti sono sicuramente quelle che coinvolgono lo stato fondamentale di  ${}^{12}\text{C}$  o il suo stato eccitato  ${}^{12}\text{C}^*$ . Le particelle  $\alpha$  possono essere prodotte tramite decadimento spontaneo di  ${}^{226}\text{Ra}$ , con cui si ottiene uno spettro di neutroni con energie fino a 13 MeV,  ${}^{210}\text{Po}$ ,  ${}^{238}\text{Pu}$ ,  ${}^{241}\text{Am}$  o altri nuclei pesanti [17]. Al posto del berillio vengono talvolta utilizzati bersagli di B, F o Li, nonostante presentino sezioni d'urto minori [16].

Similmente è possibile innescare la produzione di neutroni con raggi  $\gamma$  invece che particelle  $\alpha$ , ottenendo una sorgente di *fontoneutroni* all'incirca monoenergetici. Un esempio è dato dall'utilizzo del  ${}^{24}\text{Na}$  ( $t_{1/2} \approx 15$  ore) per

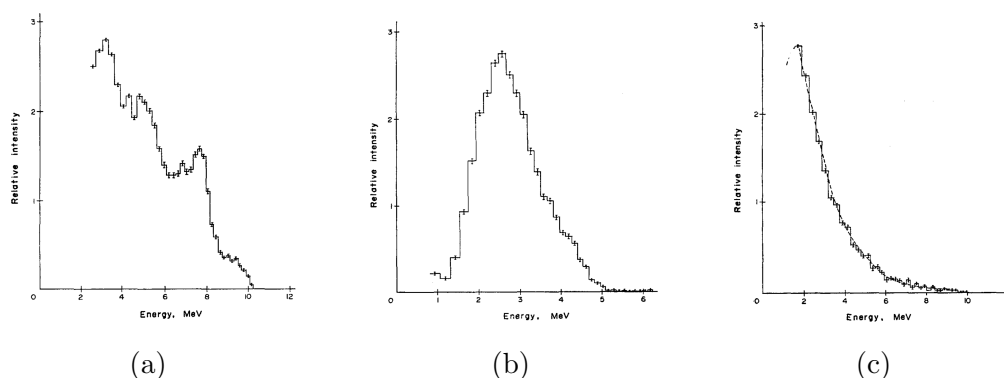


Figura 1.2: Spettro energetico dei neutroni prodotti da sorgenti  $^{241}\text{Am}/\text{Be}$  (a),  $^{241}\text{Am}/\text{B}$  (b) e  $^{252}\text{Cf}$  (c). Grafici presi da [19]

produrre raggi  $\gamma$  che interagiscono con atomi di  $^9\text{Be}$  secondo il processo:



emettendo neutroni con circa 0.8 MeV [17]. Il  $^8\text{Be}$ , isotopo instabile, decade in due particelle  $\alpha$  in tempi rapidissimi ( $t_{1/2} \approx 80$  as). Il sodio può essere sostituito con il  $^{124}\text{Sb}$  ( $t_{1/2} \approx 60$  giorni), ottenendo neutroni con energia cinetica pari a circa 24 keV [17]. In alternativa al berillio è possibile utilizzare per la fotoemissione un bersaglio di deuterio ( $^2\text{H} + \gamma \rightarrow ^1\text{H} + n$ ) [16].

Avendo poi a disposizione un acceleratore di particelle di dimensioni contenute, è possibile sfruttare la fusione di isotopi dell'idrogeno. In particolare, molto utilizzata è la reazione DT, che consiste nella fusione di deuterio e trizio con produzione di una particella  $\alpha$  e un neutrone:  $t(d, n)\alpha$  o analogamente  $^3\text{H}(^2\text{H}, n)^4\text{He}$ . La reazione DT ha un Q-valore di circa 17.6 MeV e i neutroni emessi hanno energia cinetica pari all'incirca a 14.1 MeV [18].

Ancora è possibile sfruttare la fissione spontanea di elementi transuranici, in cui i neutroni sono prodotti direttamente a fianco dei frammenti di fissione. In questo caso la sorgente più utilizzata è il californio  $^{252}\text{Cf}$  ( $t_{1/2} \approx 265$  anni). In Figura 1.2 si riporta lo spettro energetico dei neutroni prodotti da alcune delle sorgenti appena descritte.

In un esperimento come quello considerato in questa tesi, che vuole misurare la sezione d'urto di fissione del  $^{235}\text{U}$  per neutroni di energia fino a 1 GeV, non è possibile utilizzare nessuno dei processi di cui si è parlato. Infatti la tecnica del *time of flight*, utilizzata a n\_TOF per determinare l'energia dei neutroni, è applicabile solamente per fasci pulsati. Questi sono ottenibili con relativa semplicità per *spallazione* nucleare, ossia bombardando un elemento pesante con particelle di alta energia, solitamente protoni. I nuclei bersaglio passano in uno stato eccitato e, tornando allo stato fondamentale, emettono in media da 20 a 30 neutroni per nucleo.

### 1.4.2 Rivelazione: le reazioni standard

Se da un lato la caratteristica di essere particelle elettricamente neutre rende i neutroni sonde perfette per studiare le reazioni nucleari, d'altra parte è anche ciò che rende complicata la loro rivelazione. Non producendo eventi di ionizzazione diretta infatti, risultano identificabili soltanto tramite eventi secondari prodotti da reazioni nucleari, tra cui ricordiamo le ormai note  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, \gamma)$  e  $(n, f)$ .

Consideriamo ora un classico esperimento di misura di sezioni d'urto indotte da neutroni, per comprendere precisamente cosa siamo interessati a rivelare. Supponiamo di avere un fascio di neutroni caratterizzato da un flusso  $\varphi_n$  (numero di neutroni per  $\text{cm}^2$  per secondo) e un materiale bersaglio con  $N$  nuclei (centri di interazione) per  $\text{cm}^3$ . Chiamando  $C$  il numero di conteggi per l'evento sotto studio per  $\text{cm}^3$  per secondo e tenendo a mente la definizione di sezione d'urto  $\sigma$  quale misura della probabilità della reazione, possiamo scrivere:

$$C = \varphi_n N \sigma \quad (1.7)$$

da cui possiamo esplicitare un'espressione per la sezione d'urto:

$$\sigma = \frac{C}{\varphi_n N} \quad (1.8)$$

dove si nota che  $\sigma$  ha le dimensioni di un'area. Per determinare il valore di  $C$  è necessario un rivelatore specifico per i prodotti della reazione in esame. Ad esempio, misurando la sezione d'urto di  $^{235}\text{U}(n, f)$ , per ottenere questo valore servirà un rivelatore per frammenti di fissione. Valutare la densità di nuclei del materiale bersaglio non è complicato se sono note densità  $\rho$  e composizione:

$$N = \frac{\rho}{M_a} \times N_A \quad (1.9)$$

con  $M_a$  massa atomica e  $N_A$  costante di Avogadro.

Decisamente meno banale è la determinazione del flusso. È necessario scegliere un materiale, detto *convertitore*, che emetta particelle cariche in seguito all'interazione con il fascio di neutroni. Rivelando a questo punto le particelle cariche emesse, è possibile ricostruire il flusso di neutroni se la sezione d'urto della reazione di conversione è nota. Ecco allora l'importanza di valutare il flusso relativamente a una *sezione d'urto standard*. Queste sono un piccolo insieme di sezioni d'urto di reazioni nucleari indotte da neutroni note con grande accuratezza e precisione in un determinato intervallo energetico. Vediamo nel dettaglio in che modo gli standard consentono di determinare il flusso di neutroni.

Definiamo lo yield sperimentale  $Y^{(exp)}$  della reazione di conversione coinvolta nella rivelazione come il rapporto tra il numero di conteggi  $C_\varphi$  registrati dal rivelatore e l'efficienza  $\varepsilon$  non unitaria moltiplicata per il numero di neutroni incidenti sul convertitore. È necessario correggere il numero di eventi rivelati considerando i conteggi dovuti a reazioni di background  $B_\varphi$ , ossia particelle rivelate prodotte da reazioni diverse da quella di conversione. Molte di queste quantità risultano essere dipendenti dall'energia  $E_n$  dei neutroni incidenti. Esplicitando questa dipendenza, esprimiamo lo yield sperimentale come:

$$Y^{(exp)}(E_n) = \frac{C_\varphi(E_n) - B_\varphi(E_n)}{\varepsilon(E_n)\Omega A_\varphi\varphi_n(E_n)} \quad (1.10)$$

dove  $\varphi_n$  è il flusso di neutroni,  $A_\varphi$  è l'area del convertitore esposta al flusso e  $\Omega$  è l'angolo solido sotteso dal rivelatore. Poiché solitamente il flusso è collimato in modo da avere sezione minore rispetto alle dimensioni del bersaglio,  $A_\varphi$  si riduce ad essere la sezione del fascio. Il prodotto  $A_\varphi\varphi$  rappresenta il numero di neutroni incidenti ogni secondo.

Al tempo stesso riconosciamo dalla definizione di yield che questo non è altro che la probabilità di occorrenza della reazione, e possiamo quindi esprimerlo in funzione della sezione d'urto del processo di conversione. I neutroni del fascio, incidendo sul bersaglio, incorrono in reazioni nucleari di vario tipo. Il flusso risulta attenuato da un fattore esponenziale che dipende dal prodotto tra la probabilità che avvenga una qualsiasi reazione (cioè dalla sezione d'urto totale  $\sigma_{tot}$ ) e la densità areale di nuclei del bersaglio  $n$ . Trascurando lo scattering multiplo, esprimiamo allora lo yield teorico  $Y^{(th)}$  come:

$$Y^{(th)}(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}(E_n)}) \frac{\sigma_{std}(E_n)}{\sigma_{tot}(E_n)} \quad (1.11)$$

dove  $\sigma_{std}$  è la sezione d'urto standard associata al processo di conversione utilizzato e la relazione è normalizzata alla sezione d'urto totale  $\sigma_{tot}$ . Poiché per bersagli sottili vale  $n\sigma_{tot} \ll 1$ , risulta possibile sviluppare l'esponenziale in serie di Taylor. Approssimando al primo ordine:

$$Y^{(th)}(E_n) \simeq \left(1 - (1 - n\sigma_{tot}(E_n))\right) \frac{\sigma_{std}(E_n)}{\sigma_{tot}(E_n)} = n\sigma_{std}(E_n) \quad (1.12)$$

Confrontando le equazioni [1.10](#) e [1.12](#) e imponendo l'uguaglianza tra yield teorico e sperimentale otteniamo un'espressione per il flusso in funzione della sezione d'urto standard:

$$\varphi(E_n) = \frac{C_\varphi(E_n) - B_\varphi(E_n)}{\varepsilon(E_n)\Omega A_\varphi n\sigma_{std}(E_n)} \quad (1.13)$$

I dati riguardanti sezioni d'urto o altre quantità nucleari di interesse vengono *valutati*, combinando misure sperimentali e predizioni di modelli teorici, per poi essere raccolti all'interno di grandi dataset, detti *librerie*. Un indice

Sezioni d'urto standard - 2017	
Reazione	Range energetico
$H(n, n)$	1 keV - 20 MeV
${}^3\text{He}(n, p)$	0.0253 eV - 50 keV
${}^6\text{Li}(n, t)$	0.0253 eV - 1 MeV
${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$	0.0253 eV - 1 MeV
${}^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)$	0.0253 eV - 1 MeV
$C(n, n)$	10 eV - 1.8 MeV
$\text{Au}(n, \gamma)$	0.0253 eV, 0.2 - 2.5 MeV, 30 keV MACS
${}^{235}\text{U}(n, f)$	0.0253 eV, 7.8-11 eV, 0.15-200 MeV
${}^{238}\text{U}(n, f)$	2 - 200 MeV

Tabella 1.3: Reazioni le cui sezioni d'urto sono considerate standard nell'intervallo indicato. MACS significa *Maxwellian-averaged cross section*. I valori si riferiscono alla valutazione più recente, completata nel 2017, risultato dello sforzo congiunto del *Cross Section Evaluation Working Group* (CSEWG) e dell'*International Atomic Energy Agency* (IAEA).

delle principali librerie è riportato in [20]. Sulla base dei dati così raccolti, una commissione specifica oggi si occupa di definire gli standard. La prima valutazione degli standard risale al 1987, con le librerie ENDF/B (*US Evaluated Nuclear Data File*, [21]) e NEANDC/INDC (*Nuclear Energy Agency Nuclear Data Committee e International Nuclear Data Committee*, [22]). Siccome dalla precisione con cui sono definite queste sezioni d'urto dipende la precisione di ogni altra misura di sezione d'urto indotta da neutroni, negli anni sono state aggiornate più e più volte, man mano che migliorava la tecnica sperimentale e nuove misure venivano rese disponibili. La valutazione più recente risale al 2017 ed è stata frutto di un'importante collaborazione internazionale [23]. Le reazioni attualmente considerate veri e propri standard sono solamente 9, e si riportano in Tabella 1.3, insieme all'intervallo energetico in cui risultano definite.



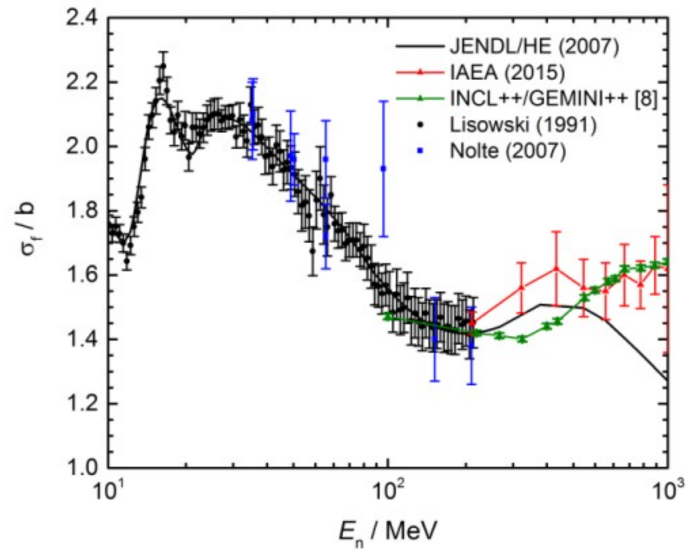


Figura 1.3: Sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$  in funzione dell'energia dei neutroni incidenti, da 10 MeV a 1 GeV. Le valutazioni oltre i 200 MeV appartengono alla libreria JENDL/HE-2007, alla valutazione dell'IAEA (2015) e al calcolo teorico basato sul modello a cascata intranucleare INCL++ e sul modello di diseccitazione GEMINI++.

Notiamo come attualmente non esistano sezioni d'urto standard al di sopra di 200 MeV. Per questo motivo, la IAEA ha definito di alta priorità la determinazione della sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$  relativamente allo scattering  $n-p$  fino a 1 GeV, alla cui campagna di misure svoltasi a n\_TOF è dedicato il prossimo capitolo di questa tesi. Nonostante l'ampio utilizzo di questa reazione come riferimento tra 20 e 200 MeV, la valutazione della sua sezione d'urto si basa solamente su due misure sperimentali. Oltre i 200 MeV invece non esistono dati sperimentali. Si hanno solo tre valutazioni teoriche, in grado di riprodurre i dati di più bassa energia, ma che nel range energetico più elevato risultano discordanti. Rappresentiamo in Figura 1.3 dati sperimentali e valutazioni della sezione d'urto tra 10 MeV e 1 GeV [24].

Vediamo ora quali tra queste reazioni sono utilizzate solitamente per rivelare neutroni lenti e veloci.

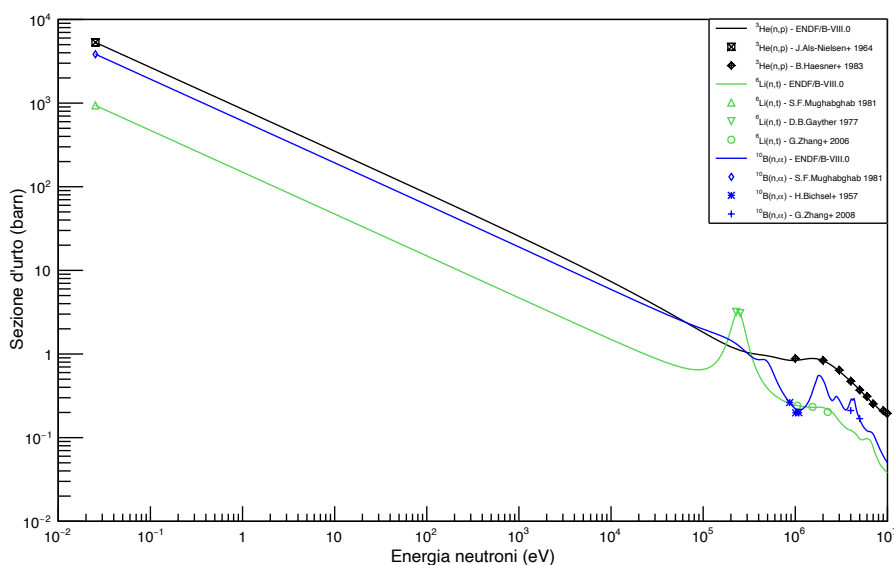


Figura 1.4: Sezioni d'urto delle reazioni  ${}^3\text{He}(n, p)$  (nero),  ${}^6\text{Li}(n, t)$  (verde) e  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)$  (blu), considerate per la rivelazione di neutroni lenti.

### 1.4.3 Rivelazione di neutroni lenti

Come anticipato poco fa, il rivelatore deve essere abbinato ad un materiale, detto *convertitore*, che rilasci particelle cariche in seguito ad interazione con il fascio di neutroni. La scelta di un buon convertitore è fondamentale. Questo dovrà in primis avere una grande sezione d'urto per la reazione considerata nell'intervallo energetico di interesse. Un secondo parametro da considerare è il Q-valore, definito come l'ammontare di energia assorbita o rilasciata nell'interazione. Richiediamo allora che il Q-valore del processo di conversione sia grande, in modo che i prodotti uscenti depositino nel rivelatore una quantità di energia sufficiente a renderli nettamente distinguibili dal *background*.

Le reazioni di conversione standard che presentano queste caratteristiche nel range energetico dei neutroni lenti sono  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ ,  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  (con due canali di uscita) e  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  (si veda Tabella [1.3](#)), di cui rappresentiamo la sezione d'urto in funzione dell'energia in Figura [1.4](#). Si noti l'andamento

Reazione	Q-Valore (MeV)	$\sigma$ per $E_n \approx 0.025$ eV (barns)
${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$	4.78	940
${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha$ ( <i>branch rate</i> $\approx 6\%$ )	2.79	3840
${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha$ ( <i>branch rate</i> $\approx 94\%$ )	2.31	3840
${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$	0.76	5330

Tabella 1.4: Q-valore e sezione d'urto per neutroni termici delle reazioni di conversione standard maggiormente utilizzate per rivelare neutroni lenti.

del tipo  $1/v$  per energie dei neutroni incidenti minore di circa 100 keV. Oltre questa soglia ha inizio la regione delle risonanze. In Tabella [1.4](#) si riportano alcuni parametri di interesse riguardo queste reazioni.

#### 1.4.4 Rivelazione di neutroni veloci

A causa della rapida diminuzione delle sezioni d'urto delle reazioni di conversione, la rivelazione di neutroni veloci è in generale più complicata della rivelazione di neutroni lenti. È possibile procedere con un approccio *indiretto* o *diretto*. Nel primo caso i neutroni vengono moderati utilizzando un materiale idrogenato, per poi essere rivelati utilizzando i metodi discussi precedentemente. Purtroppo, nel processo di rallentamento viene persa l'informazione riguardante energia e direzione dei neutroni incidenti. Al contrario, l'approccio *diretto* rivela i neutroni senza moderarli. In questo caso lo svantaggio sta nell'avere sezioni d'urto di reazione molto basse. Il principale processo utilizzato è lo scattering elastico di neutroni con bersagli leggeri, quali H,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ . I neutroni, attraversando il convertitore, trasferiscono ai nuclei bersaglio parte della loro energia cinetica e ne causano l'emissione. L'energia  $E_r$  del nucleo emesso per scattering elastico dipende dall'angolo di scattering secondo la relazione:

$$E_r = \frac{4A}{(1+A)^2} (\cos^2\theta) E_n \quad (1.14)$$

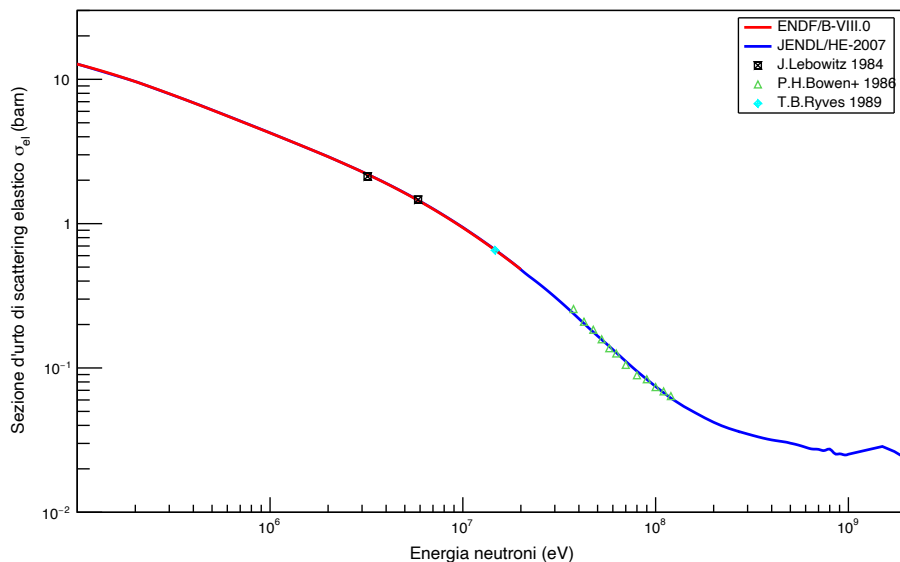


Figura 1.5: Sezioni d'urto di scattering elastico  $n$ - $p$ .

con  $A$  numero di massa del bersaglio,  $\theta$  angolo di scattering nel sistema di riferimento del laboratorio,  $E_n$  energia dei neutroni incidenti.

In linea teorica, il miglior bersaglio è l'idrogeno, poiché consente di trasferire una maggior quantità di energia al protone di rinculo che, una volta rivelato, sarà meglio distinguibile dal fondo. Si parla in tal caso di scattering  $n$ - $p$  (sezione d'urto in funzione dell'energia in Figura 1.5). Sostituendo  $A = 1$  nell'equazione 1.14 troviamo:

$$E_r = \cos^2(\theta)E_n \quad (1.15)$$

Una volta fissato l'angolo di scattering, si tratta di una semplice relazione lineare.

La reazione appena descritta viene adoperata nei telescopi per protoni di rinculo (PRT), che sono tra i rivelatori più utilizzati per neutroni ad alta energia. È proprio con due PRT che a n\_TOF si è determinato il flusso di neutroni incidenti nell'esperimento di misura della sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$ .

# Capitolo 2

## Misura della sezione d'urto di fissione di $^{235}\text{U}$

### 2.1 La facility n\_TOF

n\_TOF è una sorgente pulsata di neutroni che, accoppiata ad una lunga base di volo, permette di indagare con elevata precisione le interazioni neutrone-nucleo per energie cinetiche dei neutroni che vanno dal range termico fino alla regione dei GeV. La facility è parte del complesso del CERN di Ginevra e utilizza, per produrre il fascio di neutroni, la reazione di spallazione di protoni accelerati dal Proto-Sincrotrone incidenti su un bersaglio di piombo. Sin dal momento in cui è diventata operativa nel 2001, si è affermata come uno dei laboratori più importanti al mondo nel campo della misura di sezioni d'urto indotte da neutroni. Il nome è un acronimo che sta per *neutron time of flight*, in riferimento alla tecnica sperimentale utilizzata per determinare l'energia cinetica dei neutroni. L'elevata intensità del fascio, il breve tempo tra impulsi successivi e l'ottima risoluzione energetica disponibili a n\_TOF offrono la possibilità di misurare sezioni d'urto con grande precisione in un intervallo energetico estremamente ampio. La facility è stata attiva dal 2001 al 2004 (n\_TOF-Phase1) e ha ripreso operatività nel 2008 (n\_TOF-Phase2), in seguito all'attuazione di alcuni necessari miglioramenti alla sorgente di

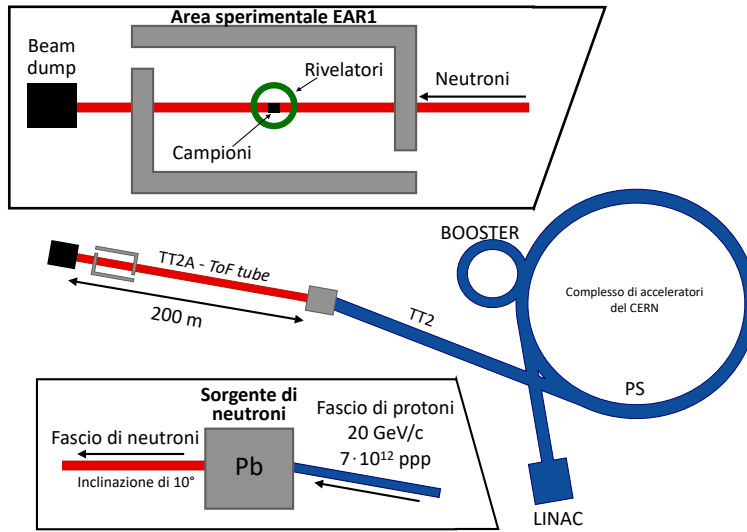


Figura 2.1: Schema della *facility* n-TOF. Il fascio di protoni è accelerato prima dall'acceleratore lineare LINAC, poi dal Booster e infine dal PS fino all'energia desiderata. È quindi inviato verso un bersaglio di piombo con la linea di trasferimento TT2. Da qui i neutroni prodotti nella giusta direzione ( $10^\circ$  di inclinazione) procedono nella linea TT2A, detta *ToF tube*, fino all'area sperimentale EAR1, distante 185 m.

neutroni. L'attuale struttura della facility è schematicamente rappresentata in Figura [2.1](#).

La produzione del fascio ha inizio con l'accelerazione di pacchetti (*bunches*) di protoni nel complesso di acceleratori del CERN. Queste particelle sono in particolare iniettate a  $1.4 \text{ GeV}/c$  nel Proto-Sincrotrone (PS), un acceleratore circolare con diametro di circa 200 m. Il fascio di protoni può essere indirizzato a n-TOF in due diverse modalità operative: *dedicata* o *parassita*. In modalità dedicata il Proto-Sincrotrone consegna all'esperimento un pacchetto da  $7 \times 10^{12}$  protoni a 20 GeV ogni 1.2 secondi, in impulsi dalla durata di circa 7 ns. Quando invece lavora in modalità parassita, i protoni consegnati sono  $3.5 \times 10^{12}$  per impulso, a 19 GeV. I pacchetti, estratti dal PS, viaggiano lungo la linea di trasferimento TT2 per raggiungere il bersaglio di spallazione. Il fascio di protoni è monitorato da un *Beam Current*

*Transformer* (BCT), localizzato circa 6 metri a monte del bersaglio.

I neutroni sono prodotti per spallazione dei protoni su un bersaglio di piombo. Il miglioramento di questo bersaglio è stato al centro degli upgrade effettuati durante la fase di stop cominciata nel 2004. Il bersaglio originario era un parallelepipedo di dimensioni  $80 \times 80 \times 60 \text{ cm}^3$ , pesante 4 tonnellate. La scelta del piombo come sorgente di neutroni è dovuta a numerosi vantaggi, quali la possibilità di produrre centinaia di neutroni per ogni protone incidente, il costo contenuto e l'elevata trasparenza per neutroni di energia inferiore a 1 MeV. Durante la *Phase1* di n\_TOF, a contatto con il bersaglio era posto un unico strato di acqua spesso 5.7 cm che aveva la duplice funzione di sistema di raffreddamento e di moderatore. Il sistema di raffreddamento si rivelò insufficiente. Infatti, in prossimità del punto di impatto dei protoni, veniva raggiunta la temperatura di ebollizione dell'acqua causando la corrosione del blocco di piombo (*pitting corrosion*). Questo ha portato alla presenza di ossidi di piombo disciolti nell'acqua e, di conseguenza, alla produzione di prodotti di spallazione anche nel moderatore. La misura di un'anomala attività radioattiva dell'acqua fu la ragione dello stop del 2004. Circa 3 anni dopo, quando fu possibile estrarre il bersaglio, si trovò che la sua stabilità meccanica era stata compromessa e fu quindi necessario studiare un nuovo design [25].

Il bersaglio attuale, rappresentato in Figura 2.2, consiste in un cilindro di piombo puro al 99.99 % con diametro di 60 cm e lungo 40 cm. La principale novità rispetto al predecessore sta nella separazione in regioni distinte per liquido di raffreddamento e moderatore, spesse rispettivamente 1 cm e 4 cm. La prima regione, a diretto contatto con il piombo, è riempita con acqua demineralizzata. Come moderatore, oltre all'acqua, è anche possibile utilizzare acqua borica ( $\text{H}_2\text{O} + 1.28\%\text{H}_3\text{BO}_3$ ), che ha l'utile vantaggio di ridurre notevolmente il background dovuto ai raggi  $\gamma$ .

Il meccanismo di spallazione induce l'emissione di un gran numero di particelle a fianco dei neutroni, quali protoni e altri nuclei leggeri ( $d$ ,  $t$ ,  $\alpha$ ), ma anche muoni, pioni, raggi  $\gamma$ . Dalla finestra di uscita del supporto del

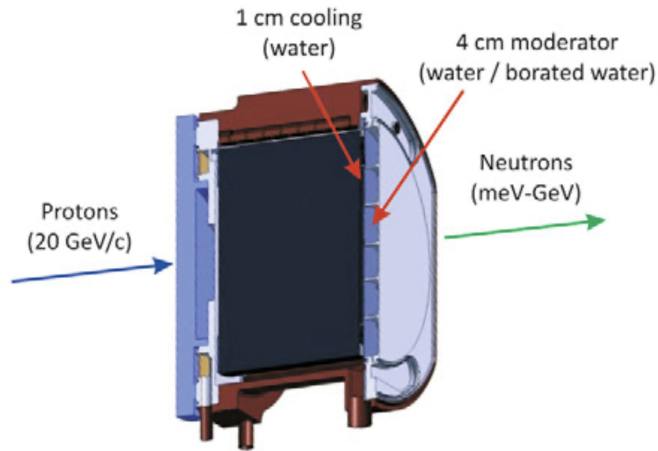


Figura 2.2: Sezione trasversale del bersaglio di piombo attualmente in uso a n\_TOF. La separazione tra gli strati di raffreddamento (acqua) e moderatore (acqua o acqua borica) è realizzata con una sottile finestra di alluminio [26].

bersaglio di piombo ha inizio la linea di trasferimento TT2A, che conduce fino all'area sperimentale EAR1, distante circa 185 m. Questa è inclinata di  $10^\circ$  rispetto alla direzione dei protoni incidenti, angolazione che garantisce un buon compromesso tra numero di neutroni nel fascio e minimizzazione di particelle secondarie indesiderate. La struttura del percorso, dal bersaglio di spallazione fino all'area sperimentale EAR1 è schematizzata in Figura 2.3. I vari strumenti presenti servono ad eliminare il maggior numero possibile di particelle diverse da neutroni e ad ottenere il profilo spaziale desiderato. Si noti ad esempio la presenza di un magnete deflettore (magnete bipolare M200) che pulisce il fascio da eventuali particelle cariche. Il fascio di neutroni è inoltre sagomato grazie a 2 collimatori. Il primo è posizionato a circa 136 m dal bersaglio di piombo e ha un diametro  $\phi = 110$  mm. Il secondo invece, posizionato circa 5 m prima dell'area sperimentale, è costruito in modo che il suo diametro di apertura possa essere scelto tra 18 mm (modalità di *cattura*), ottimizzato per ridurre l'alone neutronico attorno al fascio, e 80 mm (modalità di *fissione*) [25].



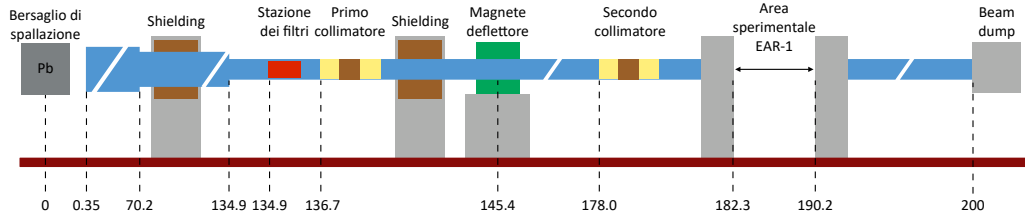


Figura 2.3: Struttura della linea di trasferimento TT2A (ToF *tube*), dal bersaglio di spallazione fino all'area sperimentale EAR1 [26].

### 2.1.1 Caratterizzazione del fascio

La composizione del fascio è direttamente correlata al bersaglio di spallazione utilizzato e all'energia dei protoni incidenti. In linea generale, più il nucleo è pesante, più il numero di particelle emesse è elevato. Avere un bersaglio in piombo garantisce la produzione di circa 300 neutroni (considerando le dimensioni del cilindro in uso) e un'elevata trasparenza per neutroni di energia inferiore a 1 MeV, entrambe ottime caratteristiche per una sorgente.

Il flusso neutronico è stato valutato a n\_TOF dopo l'installazione del bersaglio cilindrico, sfruttando reazioni standard per produrre particelle cariche, secondo il metodo già descritto nella Sezione 1.4.2. Siccome le sezioni d'urto standard sono tali solamente in un intervallo energetico limitato (cfr. Tabella 1.3) è stato necessario impiegare più reazioni per coprire l'ampio range caratteristico del fascio di n\_TOF. Si sono utilizzati due rivelatori che sfruttano le reazioni  $(n, \alpha)$  su fogli di  ${}^6\text{Li}$  e  ${}^{10}\text{B}$  per l'intervallo energetico tra 25 meV e 1 MeV e tre diverse camere di fissione in associazione alla reazione di conversione  ${}^{235}\text{U}(n, f)$ , standard a 25 meV e tra 150 keV e 200 MeV. A causa della mancanza di reazioni considerate standard oltre 200 MeV, la sezione d'urto di quest'ultima reazione è stata estrapolata utilizzando modelli teorici e presa a riferimento fino a 1 GeV [27]. Si noti che questa reazione è proprio quella in studio nell'esperimento considerato in questa tesi. In pratica quindi il fascio di n\_TOF ad alte energie non è mai stato misurato con precisione e i telescopi per protoni di rinculo che saranno studiati successivamente sono proprio impiegati per poter valutare accuratamente il flusso di neutroni fino

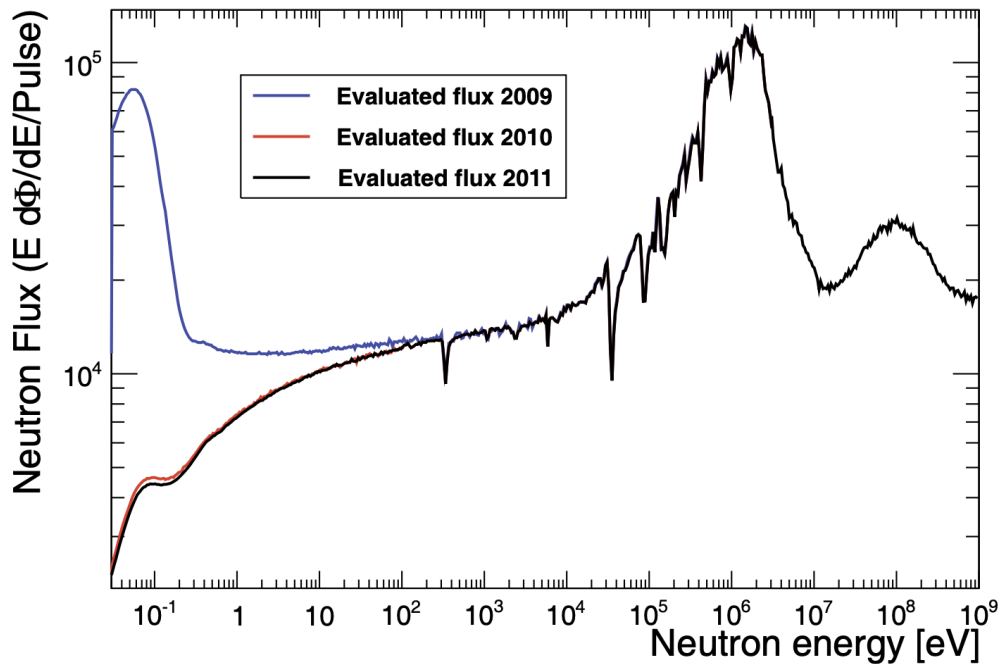


Figura 2.4: Flusso di neutroni a n-TOF, valutato nel 2009 (con acqua come moderatore), 2010 e 2011 (acqua borica come rivelatore), rispettivamente in blu, rosso e nero, dal *range* termico fino a 1 GeV.

a 1 GeV.

L'intera campagna di misure è stata ripetuta nel 2009, utilizzando  $\text{H}_2\text{O}$  come moderatore, 2010 e 2011, utilizzando invece acqua borica. Il profilo energetico del flusso ricavato è rappresentato in Figura [2.4](#). Si evidenzia un numero totale di neutroni per impulso che varia tra  $5.5 \times 10^5$  e  $1.2 \times 10^7$ , a seconda della modalità di collimazione (cattura o fissione) e del liquido usato come moderatore [\[27\]](#).

#### 2.1.1.1 Il $\gamma$ -flash

Grazie alla presenza dei magneti nella linea di fascio, le uniche particelle prodotte durante il processo di spallazione o per reazioni nel moderatore che raggiungono l'area sperimentale sono i raggi  $\gamma$  e le particelle ultrarelativistiche,

in aggiunta ovviamente ai neutroni. Per ogni impulso, i raggi  $\gamma$ , insieme alle particelle ultrarelativistiche, sono i primi a raggiungere l'area sperimentale, viaggiando alla velocità della luce. Queste particelle generano nei rivelatori un segnale noto come  $\gamma$ -*flash*, le cui caratteristiche dipendono fortemente dalle caratteristiche del rivelatore stesso, prima fra tutte la sensibilità ai fotoni. Tuttavia, a causa della grande quantità di  $\gamma$  il segnale registrato acceca i rivelatori, rendendo quindi impossibile rivelare il passaggio di particelle fino a che questi non riprendono a funzionare correttamente. Perciò il  $\gamma$ -flash definisce un limite alla massima energia rivelabile per le reazioni indotte da neutroni.

Vedremo in seguito, discutendo specificamente dei rivelatori impiegati nella misura della sezione d'urto del processo  $^{235}\text{U}(n, f)$  per neutroni di alta energia, quali considerazioni devono essere fatte riguardo al  $\gamma$ -*flash*.

### 2.1.2 Tecnica del *time of flight*

La tecnica del tempo di volo (*time of flight*) è un metodo generale utilizzato per determinare l'energia cinetica di una particella basandosi sul tempo  $t$  impiegato per spostarsi tra due posizioni fissate, la cui distanza  $L$ , anche detta base di volo, è nota. A n\_TOF, questo è il metodo impiegato per determinare l'energia dei neutroni.

Consideriamo una sorgente pulsata che produca neutroni in un ampio intervallo energetico e sia il rivelatore di neutroni posizionato a una distanza  $L$ . Come è noto dalla cinematica di base, la relazione tra tempo di volo  $t$  dei neutroni e velocità  $v$ , quindi energia, è univoca:

$$v = \frac{L}{t} \tag{2.1}$$

L'energia cinetica dei neutroni è determinabile utilizzando la formulazione relativistica, sicuramente necessaria per neutroni di energia maggiore di qualche MeV:

$$E_n = m_0 c^2 (\gamma - 1) \tag{2.2}$$

con  $m_0$  massa a riposo del neutrone (cfr. Tabella [1.1](#)) e  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  è il fattore di Lorentz.

Il tempo di volo  $t$  è dato dalla differenza tra l'istante  $t_f$  in cui il neutrone raggiunge il rivelatore e il momento  $t_i$  in cui è prodotto:

$$t = t_f - t_i \quad (2.3)$$

Il valore di  $t_f$  è facilmente determinabile, poiché sarà fornito dalla rivelazione dei prodotti delle reazioni indotte dai neutroni sul bersaglio studiato. Al contrario, una valutazione diretta di  $t_i$  risulta impossibile. Si ricorre quindi a un metodo indiretto, che sfrutta la registrazione del  $\gamma$ -flash, a cui associa un tempo caratteristico  $t_\gamma$ . Possiamo allora valutare l'istante  $t_i$  in cui sono prodotti i neutroni come:

$$t_i = t_\gamma - \frac{L}{c} \quad (2.4)$$

Sostituendo l'equazione [2.4](#) in [2.3](#), il tempo di volo  $t$  risulta espresso dalla relazione:

$$t = t_f - t_\gamma + \frac{L}{c} \quad (2.5)$$

### 2.1.3 Risoluzione energetica

L'analisi presentata riguardo alla tecnica del tempo di volo, per quanto corretta, risulta in pratica un'idealizzazione. La relazione che, data la distanza  $L$  e il tempo di volo  $t$ , determina l'energia del neutrone incidente non è in realtà univoca, bensì è espressa da una distribuzione, detta *funzione di risoluzione*. Numerose condizioni sperimentali, quali la durata dell'impulso del fascio di protoni, l'esatto punto in cui i neutroni sono stati prodotti nel bersaglio di piombo o quanti urti hanno subito all'interno del moderatore, nonché il tempo di risposta dei rivelatori, contribuiscono a rendere il tempo  $t$  e la distanza  $L$  dell'equazione [2.1](#), per un neutrone di energia  $E_n$  assegnata, delle

distribuzioni. La convoluzione di queste distribuzioni fornisce la funzione di risoluzione  $R_E(E_n)$ .

Considerando l'equazione [2.2](#), la risoluzione energetica relativa  $\Delta E/E$  risulta dipendente dalla risoluzione della velocità:

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma + 1)\gamma \frac{\Delta v}{v} \quad (2.6)$$

A sua volta, la risoluzione in velocità dipende dall'incertezza sulla distanza  $L$  e sul tempo  $t$ :

$$\frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (2.7)$$

Come base di volo  $L$  si considera la distanza tra superficie del moderatore e superficie del campione. Questa viene misurata con strumenti metrici e si stima un'incertezza associata inferiore al mm. Essendo  $L$  dell'ordine delle centinaia di metri, si ha  $\Delta L/L < 10^{-5}$ .

In definitiva il fascio di n\_TOF è caratterizzato da una risoluzione energetica relativa  $\Delta E/E$  che spazia tra circa 0.03% e 0.5% a seconda dell'energia dei neutroni incidenti [26](#).

## 2.2 Setup dell'area sperimentale

La misura della sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$  relativa a  $^1\text{H}(n, n)^1\text{H}$  (scattering  $n-p$ ) si è svolta a n\_TOF nell'area sperimentale EAR1. La campagna di misure ha avuto inizio il 17 Settembre 2018, per concludersi il 29 Ottobre dello stesso anno con un totale di  $3.8 \times 10^{18}$  protoni inviati sul bersaglio di spallazione, quantità necessaria per raggiungere un'incertezza statistica del 2% [28](#). L'apparato sperimentale, schematizzato in Figura [2.5](#), comprende rivelatori per frammenti di fissione e rivelatori per neutroni. Per i primi si hanno, in ordine di intercettazione del fascio:

- una camera a ionizzazione basata su PPFC, sviluppata dal *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB);

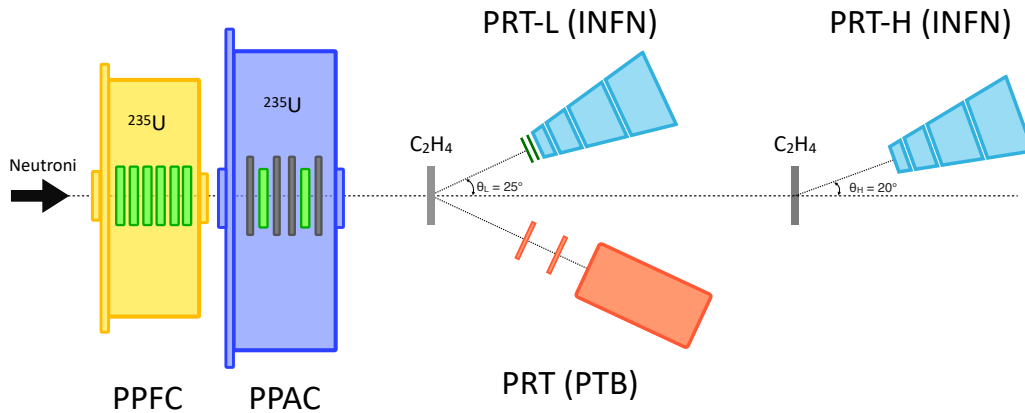


Figura 2.5: Disposizione dei rivelatori per l'esperimento di misura della sezione d'urto  $^{235}\text{U}(n, f)$  relativamente allo scattering  $n-p$  nell'area sperimentale EAR1 di n\_TOF.

- una camera a reazione basata su PPACs (*Parallel Plate Avalanche Counters*), sviluppata dall'*Institut de Physique Nucléaire d'Orsay*;

Il flusso di neutroni è valutato relativamente allo scattering  $n-p$ . Sul percorso del fascio sono disposti due bersagli convertitori di polietilene ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ), osservati da tre telescopi per protoni di rinculo (*proton recoil telescope*, PRT), di cui due sviluppati e caratterizzati dall'INFN e uno dal PTB. In linea di principio, un bersaglio di solo idrogeno avrebbe potuto garantire la presenza delle sole interazioni tra protoni e neutroni. Sfortunatamente, la sua natura gassosa non lo rende una scelta percorribile con neutroni di alta energia, per cui già la sezione d'urto del processo di scattering è bassa (cfr. Figura 1.5). Il polietilene risulta una buona scelta in quest'ottica, essendo un materiale plastico in cui l'idrogeno è presente in quantità favorevole rispetto al carbonio. Tuttavia, la presenza di quest'ultimo causa la produzione di altre particelle cariche leggere a fianco dei protoni, che sono rivelate dai PRT e vanno a comporre il *background*. Le particelle prodotte dal primo bersaglio, per cui sono stati utilizzati campioni di spessore 1, 2 e 5 mm, sono state rivelate da uno dei telescopi prodotti dall'INFN (PRT-L) e da quello prodotto dal PTB. Entrambi sono stati orientati con un'inclinazione di  $25^\circ$  rispetto alla

direzione del fascio di neutroni. Il secondo bersaglio, dedicato alla rivelazione dei neutroni di più alta energia, è invece stato scelto spesso 5 mm. Le reazioni prodotte in questo secondo  $C_2H_4$  sono viste dal secondo PRT dell'INFN (PRT-H), inclinato di soli  $20^\circ$  per aumentare il numero di conteggi (e quindi migliorare la statistica) alle alte energie. Durante la campagna di misure si sono acquisiti dati anche utilizzando bersagli convertitori di solo carbonio, in modo da valutare accuratamente il numero di eventi registrati dai PRT non provenienti da scattering con i nuclei di idrogeno.

Volendo studiare la reazione per energie fino a 1 GeV, è fondamentale assicurarsi che i rivelatori siano in grado di riprendere a registrare eventi velocemente in seguito a saturazione, siccome i neutroni di questa energia sono separati dal  $\gamma$ -flash da soli 88 ns circa.

L'analisi dei dati raccolti è attualmente in svolgimento. Oltre ai dati reali, si fa uso di simulazioni Monte Carlo per valutare l'efficienza dei rivelatori. Su questo punto si dirà molto di più nel prossimo capitolo, essendo la valutazione dell'efficienza del PRT per alte energie lo scopo dell'analisi dati svolta in questa tesi. Spendiamo prima alcune parole sul funzionamento dei rivelatori.

### 2.2.1 Rivelazione dei frammenti di fissione: PPAC e PPFC

Il rivelatore PPFC è una camera a ionizzazione, ossia un rivelatore a gas basato sulla ionizzazione delle molecole del gas per effetto del passaggio di radiazione. La PPFC contiene una serie di elettrodi piani di spessore  $100 \mu\text{m}$  ciascuno. La camera è equipaggiata con depositi di  $^{235}\text{U}$  (purezza 99.93%) di diametro 42 mm e densità areale di circa  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  presenti su entrambi i lati di 4 elettrodi, per un totale di  $32.660(3)$  g di Uranio depositati. La camera opera a pressione atmosferica con flusso continuo di gas composto al 90% da argon e per il restante 10% da metano. Oltre ai frammenti di fissione, sia gli eventi di fondo prodotti dall'interazione dei neutroni con l'alluminio, che i raggi  $\gamma$  provenienti dal bersaglio di spallazione possono indurre ionizzazione del gas, e quindi essere rivelati. Per neutroni con energia fino a circa 150

MeV, i prodotti di fissione generano un segnale nel rivelatore decisamente distinguibile dal fondo, che può essere eliminato semplicemente imponendo un'ampiezza di soglia. A energie più elevate invece il  $\gamma$ -flash oscura gli eventi di fissione, impedendo l'uso di questa camera a ionizzazione nell'intervallo energetico più elevato. D'altra parte la PPFC presenta un vantaggio importante, ossia un'efficienza di rivelazione del 95% circa, costante nell'intervallo energetico in cui il rivelatore è utilizzabile, che consente di individuare il numero dei frammenti di fissione prodotti con grande precisione [28].

L'altro rivelatore per frammenti di fissione è una camera a reazione in cui sono inseriti tre PPAC (*Parallel Plate Avalanche Counters*), ognuno dei quali composto da tre elettrodi piani: un anodo centrale ai cui lati, distanti 3 mm, si trovano due catodi. La camera lavora con un flusso forzato di ottafluoropropano ( $\text{C}_3\text{F}_8$ ), mantenuto a pressione costante di 4 mbar. Come per la PPFC, il principio di funzionamento si basa sulla ionizzazione di atomi del gas, con la differenza che nella PPAC sono presenti tra gli elettrodi campi elettrici dell'ordine dei MV/m, in grado di accelerare gli ioni prodotti dal passaggio dei frammenti di fissione al punto che questi a loro volta ionizzano molecole del gas. Si ha un effetto a valanga che amplifica il segnale iniziale prodotto dal frammento di fissione. È possibile mantenere un controllo sul processo a valanga facendo operare i PPACs nel regime proporzionale, dipendente da condizioni che coinvolgono sia lo stato del gas che il voltaggio applicato. Si può così fare in modo che il numero di cariche conteggiate dagli elettrodi sia proporzionale al numero di cariche inizialmente prodotte dal passaggio della radiazione. Per questo motivo la PPAC è catalogata come un *contatore proporzionale*.

Nella camera a reazione sono inseriti 2 sottili campioni di  $^{235}\text{U}$  con densità areale di  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^{-2}$ , puro al 92.7%, depositati su sostegni di alluminio. Gli eventi di fissione sono identificati dalla coincidenza di segnale di due PPAC consecutive, il che permette di eliminare fin da subito il fondo prodotto da particelle  $\alpha$  e reazioni di scattering con materiali che non siano l'uranio. La velocità di risposta del segnale di anodo (9 ns FWHM) e la bassissima sen-



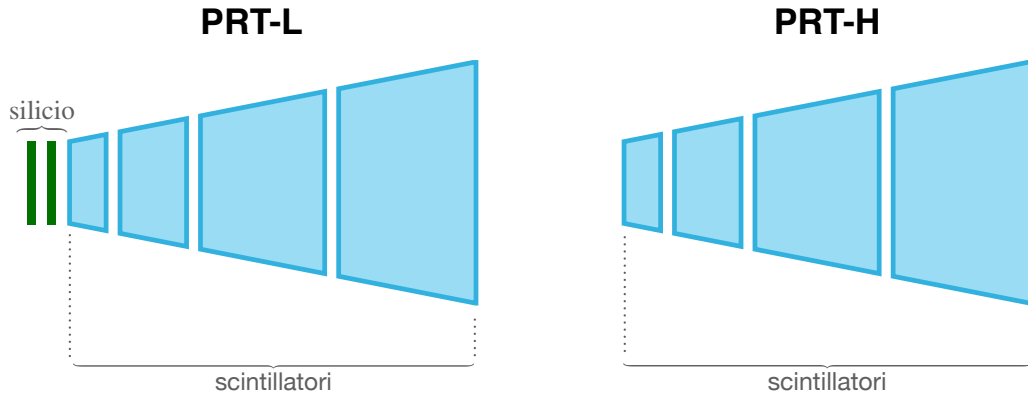


Figura 2.6: I due telescopi per protoni di rinculo prodotti dall'INFN: PRT-L e PRT-H rispettivamente per la rivelazione di particelle prodotte da neutroni di bassa e alta energia.

sibilità ai raggi  $\gamma$  aprono la possibilità alle misure per neutroni di energia fino al GeV. Sfortunatamente, le PPAC sono in grado di rivelare frammenti soltanto all'interno di un cono con angolo di apertura di circa  $60^\circ$ , con un'efficienza non facilmente valutabile. É possibile valutare l'efficienza della PPAC grazie al confronto con i conteggi rivelati dalla PPFC nella regione energetica di sovrapposizione fra le due camere, e si utilizza unicamente la PPAC nella regione di più alta energia, cioè al di sopra di 150 MeV [28].

### 2.2.2 Rivelazione dei neutroni: PRT

I tre telescopi per protoni di rinculo sono i rivelatori utilizzati per la determinazione del flusso di neutroni relativamente alla sezione d'urto di scattering  $n-p$ . Sono basati sulla rivelazione dei protoni di rinculo emessi da scattering di neutroni sui bersagli di polietilene. Determinando l'angolo di scattering con il posizionamento del telescopio, è possibile risalire all'energia dei neutroni incidenti  $E_n$  tramite l'energia dei protoni  $E_p$  misurati in base alla relazione  $E_n = E_p / \cos^2(\theta)$  (cfr. Sezione 1.4.4).

I due PRT progettati dall'INFN, rappresentati in Figura 2.6, presentano un design compatto. Hanno una forma trapezoidale e si compongono

di quattro scintillatori plastici BC408 indipendenti di spessore crescente: 5, 30, 60 e 60 mm. Si parla di materiale scintillatore quando le molecole del materiale vengono eccitate dal passaggio di particelle cariche o radiazione luminosa e, durante la diseccitazione, emettono un certo numero di fotoni. Esistono varie tipologie di scintillatori, ognuno con caratteristiche peculiari in termini di efficienza di conversione dell'energia depositata dalla particella in fotoni, tempi di risposta e lunghezza d'onda della luce emessa. A seconda del tempo di risposta, ossia della rapidità con cui la luce viene emessa, si distinguono i fenomeni di fluorescenza ( $10^{-9} - 10^{-12}$  s) da quelli di fosforescenza ( $\sim 10^{-3}$  s). Inoltre si è soliti distinguere tra scintillatori organici e inorganici. I primi presentano il vantaggio di emettere luce con tempi di decadimento di pochi nanosecondi, mentre i secondi sono generalmente più lenti, consentendo in compenso un guadagno in risoluzione energetica [15]. Ai fini dell'esperimento di misura considerato, risulta sicuramente preferibile la rapidità di risposta degli scintillatori organici. Si sono scelti in particolare gli scintillatori plastici, in cui l'elemento responsabile della fluorescenza è in sospensione all'interno di una matrice polimerica solida, detta *base*. Gli scintillatori dei PRT-INFN sono BC408, prodotti da *Saint-Gobain Crystals*, con una base di Poliviniltoluene (PVT,  $\text{C}_9\text{H}_{10}$ ), densità 1.023 g/cc, lunghezza d'onda di massima emissione 425 nm e costante di decadimento 2.1 ns. Il maggior vantaggio dei materiali plastici sta nella possibilità di essere prodotti nella forma desiderata con semplicità, nonché nell'ottima durabilità nel tempo.

I fotoni emessi devono essere convertiti in segnali elettrici affinché la rivelazione delle particelle sia portata a termine. Per questa ragione, nei PRT dell'INFN, ogni scintillatore è accoppiato a un fotomoltiplicatore Hamamatsu R1924A (*photomultiplier*, PMT), con eccezione della prima sezione a cui ne sono associati due per compensare il minore spessore [28]. Ogni fotomoltiplicatore è composto da un catodo, ricoperto con un materiale fotosensibile che emette elettroni in seguito ad interazione con fotoni per Effetto Compton. Con l'applicazione di un campo elettrico, i fotoelettroni prodotti vengono

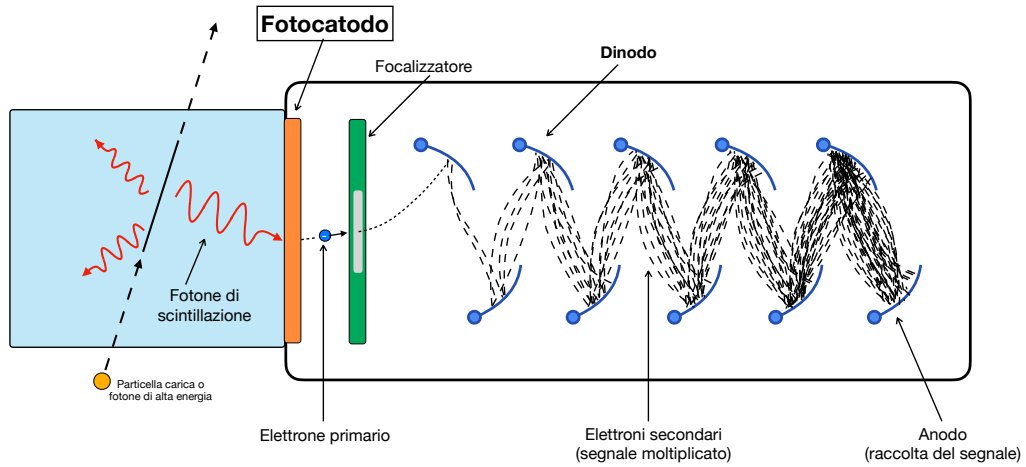


Figura 2.7: Schematizzazione della struttura e del principio di funzionamento di un generico fotomoltiplicatore accoppiato a uno scintillatore.

focalizzati e convogliati verso la sezione di amplificazione, dove una serie di elettrodi, chiamati *dinodi*, accelera gli elettroni causando elettromoltiplicazione. Il segnale finale è raccolto dall'anodo. Si presenta in Figura [2.7](#) una rappresentazione dell'intero sistema scintillatore+fotomoltiplicatore.

Per evitare che gli scintillatori vedano la luce emessa dagli scintillatori vicini, ognuno di questi è stato ricoperto con sottili strati di Teflon e Mylar alluminizzato sulla superficie interna, plastica nera su quella esterna [\[29\]](#).

Infine, soltanto davanti al primo PRT sono posizionati due rivelatori al silicio, spessi  $300\ \mu\text{m}$  e inseriti in una guida di alluminio. Si tratta di rivelatori a semiconduttore, in cui il passaggio di una particella ionizzante crea coppie elettrone-lacuna. Le cariche vengono raccolte e moltiplicate con l'applicazione di un campo elettrico opportuno per ottenere un segnale rilevabile. Grazie alla poca energia necessaria per produrre le coppie elettrone-lacuna nel silicio, questi rivelatori preliminari consentono di osservare i neutroni di energia compresa tra 10 e 30 MeV [\[29\]](#).



# Capitolo 3

## Analisi dati per il PRT-H

Giunti a questo punto, sia gli aspetti fondamentali riguardanti la fisica dei neutroni che lo svolgimento dell'esperimento di misura della sezione d'urto  $^{235}\text{U}(n, f)$  a n-TOF dovrebbero essere chiari. Concludiamo allora questa lunga introduzione ed entriamo nella sezione sperimentale della tesi.

L'analisi dei dati raccolti durante la campagna di misure del 2018 è attualmente in svolgimento presso i numerosi team di ricerca coinvolti nell'esperimento. In questo lavoro ci si è occupati del telescopio per protoni di rinculo dell'INFN adibito alla rivelazione delle particelle di più alta energia uscenti dalle reazioni che avvengono quando il fascio di neutroni colpisce il bersaglio di polietilene, al quale già ci si è riferiti come PRT-H. Nel dettaglio, si è ricavata l'efficienza del sistema di misura, inteso come insieme PRT-H e bersaglio convertitore di polietilene, e in seguito si è applicato il risultato ottenuto per determinare il flusso di neutroni incidenti.

Per lo studio dell'efficienza sono state impiegate simulazioni Monte Carlo effettuate con il *toolkit* Geant4 (*GEometry ANd Tracking*), una piattaforma in grado di simulare i processi che avvengono quando delle particelle attraversano la materia usando metodi Monte Carlo, sviluppata grazie a una collaborazione internazionale di scienziati e ingegneri [30]. Va infatti specificato che è prassi affiancare allo studio dei dati reali l'analisi di simulazioni basate sulla conoscenza teorica dei fenomeni in atto, in particolare per quan-

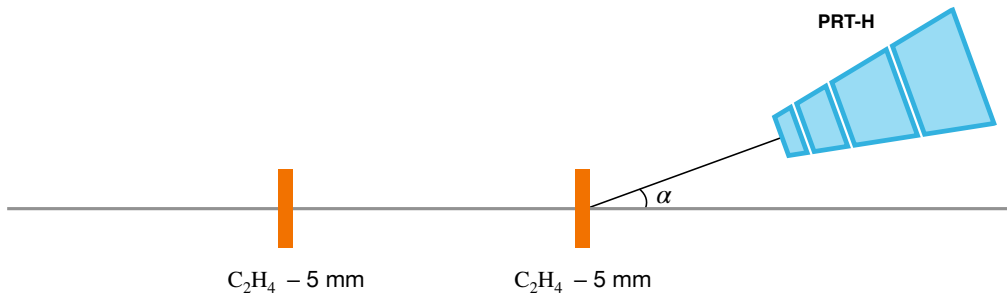


Figura 3.1: Geometria implementata nella simulazione *Poli-Poli*.

to riguarda lo studio delle performance e la caratterizzazione degli strumenti di misura. La valutazione del flusso di neutroni incidenti invece si è basata sui dati sperimentali raccolti durante la campagna del 2018.

### 3.1 Efficienza: analisi delle simulazioni

La geometria dell'esperimento implementata nelle simulazioni di Geant4 è schematicamente rappresentata in Figura [3.1](#). Si noti in particolare che sono stati inclusi sia il bersaglio puntato dal PRT-L, a cui ci riferiremo in seguito come *primo* convertitore, che il bersaglio puntato dal PRT-H, che indicheremo come *secondo* convertitore. Inoltre è ovviamente presente il PRT-H stesso, la cui struttura comprensiva di quattro scintillatori ricoperti da sottili strati di Mylar, Teflon e plastica nera è stata fedelmente riprodotta. Chiamiamo *Poli-Poli* le simulazioni in cui la configurazione è precisamente quella di Figura [3.1](#), con entrambi i bersagli spessi 5 mm e in polietilene.

L'ampio spettro energetico del flusso di n-TOF è stato suddiviso in 37 piccoli intervalli che, uniti insieme, coprono il range 48.75 – 1111.04 MeV. Per ognuno dei 37 intervalli energetici si è analizzata una simulazione che è in realtà la somma di 10 *run* in cui Geant4 ha simulato l'arrivo di pacchetti contenenti  $10^8$  neutroni, per un totale di  $10^9$  neutroni incidenti. Il software ha fatto collidere il fascio di neutroni con gli oggetti implementati nello spazio geometrico della simulazione, basandosi sui modelli fisici a disposizione di

Geant4. In seguito a queste reazioni vengono emesse particelle che a loro volta interagiscono con i materiali presenti, tra cui gli scintillatori del telescopio per protoni di rinculo. Al termine delle *run* viene salvata, per ogni particella che ha attraversato il PRT-H, la quantità di energia che questa ha depositato nel secondo bersaglio e in ognuno dei quattro scintillatori del telescopio, a prescindere dal tipo di particella.

Per comprendere quali informazioni dobbiamo ricavare dalle simulazioni, esplicitiamo che per efficienza del sistema di misura  $\varepsilon$  si intende il rapporto tra il numero di protoni prodotti dallo scattering  $n-p$  nel bersaglio di polietilene e il numero totale di neutroni incidenti:

$$\varepsilon = \frac{\text{\#protoni da scattering } n-p \text{ nel bersaglio 2}}{\text{\#neutroni incidenti}} \quad (3.1)$$

Quindi è necessario identificare la natura di ogni particella registrata, per poter conteggiare soltanto gli eventi generati dai protoni. Tra gli eventi di *background* da scartare, per selezionare solamente i protoni prodotti da scattering  $n-p$ , distinguiamo i due contributi seguenti:

- Protoni emessi da reazioni diverse dallo scattering  $n-p$  nel bersaglio convertitore;
- Particelle diverse da protoni.

Le particelle di background vengono emesse non solo dai bersagli, ma anche dagli stessi scintillatori, quindi all'interno del PRT. Ciò è dovuto principalmente a neutroni che entrano nel telescopio e interagiscono con gli scintillatori, la cui struttura molecolare, trattandosi di un materiale organico, è peraltro molto simile a quella polietilene. In tal caso il segnale registrato sarà caratterizzato da energia rilasciata solo da un certo scintillatore (quello in cui si ha l'effettiva produzione della particella carica) in avanti. Le ragioni per cui un neutrone possa trovarsi all'interno del telescopio sono varie. Banalmente, nello scattering  $n-p$  con gli atomi di idrogeno del bersaglio in polietilene, il neutrone potrebbe essere stato deviato proprio di  $20^\circ$  in direzione del PRT-H. Oppure i neutroni del fascio potrebbero aver interagito con

gli atomi di carbonio presenti nel polietilene, incorrendo in una delle varie reazioni di assorbimento che procedono con emissione di neutroni. Di queste alcune delle più probabili nel *range* energetico studiato sono  $^{12}\text{C}(n, 2n)$ ,  $^{12}\text{C}(n, n + t + 2\alpha)$  e  $^{12}\text{C}(n, n + 2\alpha)$ .

I protoni che vogliamo conteggiare devono essere stati prodotti nel bersaglio e, viaggiando nel PRT, devono aver rilasciato parte della loro energia in ogni scintillatore, fino ad essere stati fermati o ad aver attraversato l'intero telescopio. La soluzione per eliminare il background dovuto a particelle prodotte nel PRT allora consisterà nel richiedere la *coincidenza* di segnale nei vari scintillatori. Nel dettaglio si verifica se la maggioranza dei protoni di interesse viene fermata dal rivelatore e in caso affermativo si identifica in quale strato del PRT ciò avviene. Se i protoni vengono fermati, si impone che gli eventi di interesse siano solo quelli che depositano energia nel bersaglio e in ogni scintillatore precedente a quello in cui vengono assorbiti. Se invece i protoni vengono solo rallentati si richiede che abbiano rilasciato energia nel campione e in tutti e quattro gli scintillatori.

Trattiamo ora le tecniche utilizzate per eliminare il background dovuto a protoni e altre particelle prodotte fuori dal telescopio.

### 3.1.1 Background di particelle diverse da protoni

Per rimuovere il background dovuto a particelle che non siano protoni dobbiamo riuscire a distinguere particelle diverse sulla base dell'energia che queste hanno depositato in ogni strato del PRT-H. Ciò non è possibile valutando gli scintillatori singolarmente. Così facendo infatti otteniamo grafici analoghi a quelli in Figura [3.2](#) in cui, nonostante si evidenzia la presenza di picchi distinti, non è possibile stimare con precisione il contributo dei protoni. Per riuscire nell'opera risulta fondamentale una caratteristica strutturale del telescopio: la sua segmentazione, che consente di valutare l'energia depositata in coppie di scintillatori adiacenti.

Nello specifico consideriamo come coppia lo scintillatore in cui la particella viene fermata e quello precedente. La formula di Bethe-Bloch stima l'energia



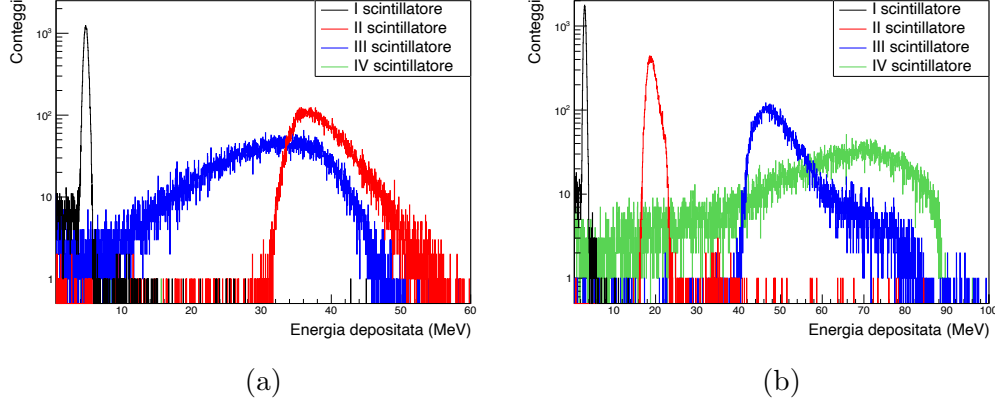


Figura 3.2: Conteggi di particelle in funzione dell'energia depositata nel primo (*nero*), secondo (*rosso*), terzo (*blu*) o quarto (*verde*) scintillatore. I dati utilizzati per produrre il grafico sono quelli della simulazione *Poli-Poli* per neutroni incidenti con energia compresa tra 86.49 e 91.68 MeV per la figura (a), mentre corrispondono all'intervallo energetico 154.59 – 168.50 MeV nel grafico in (b).

$dE$  persa da una particella di carica  $z$  che attraversa per una distanza  $dx$  un bersaglio con densità elettronica per unità di volume  $N_e$ . Si ha:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_e r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.2)$$

con  $m_e$  massa dell'elettrone,  $r_e$  raggio dell'elettrone,  $I$  potenziale di ionizzazione della struttura atomica del bersaglio,  $\beta$  e  $\gamma$  i noti fattori relativistici.  $\delta$  è una correzione di densità, rilevante per velocità prossime a  $c$ , mentre  $C$  è detta correzione di shell, già rilevante a basse energie. Per l'esplicitazione degli altri parametri si veda [15]. Nell'approssimazione di velocità non relativistiche  $\beta \ll 1$ , esprimiamo la velocità della particella  $v$  in funzione della sua massa  $M$  e dell'energia  $E$ , essendo  $v^2 \propto E/M$ . Otteniamo:

$$-\frac{dE}{dx} \simeq k \frac{M z^2}{E} \ln \left( k' \frac{E}{M} \right) \quad (3.3)$$

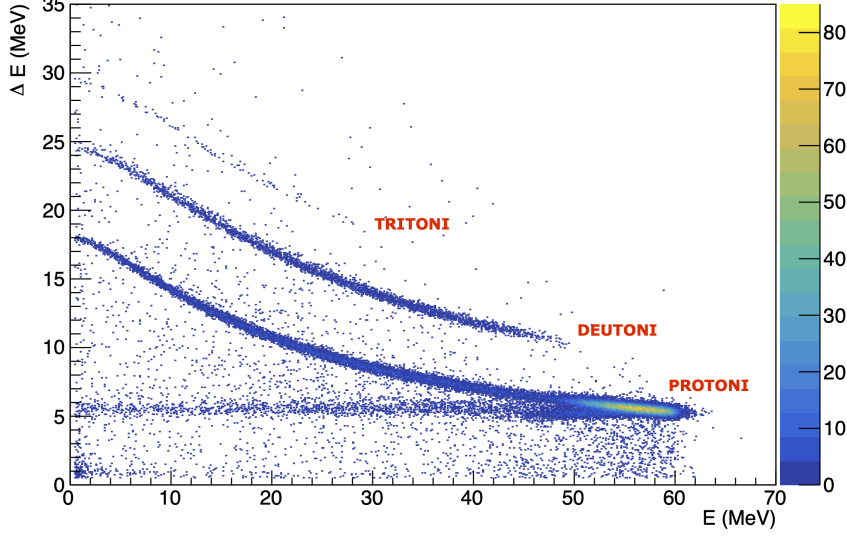


Figura 3.3: Grafico  $\Delta E - E$  in cui, considerando la coppia di rivelatori in cui i protoni vengono fermati, si osservano le iperboli attese.

dove le due costanti  $k$  e  $k'$  dipendono da geometria e composizione del rivelatore. Possiamo anche approssimare il termine logaritmico a costante, poiché in realtà è poco sensibile alla variazione di energia. Introducendo allora un'ulteriore costante  $K$  arriviamo al risultato:

$$\Delta E \times E \simeq KMz^2 \quad (3.4)$$

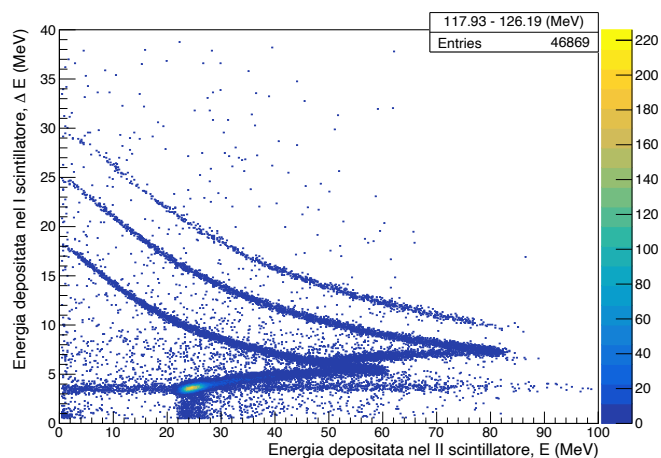
L'equazione [3.4](#) descrive una famiglia di iperboli dipendente dal prodotto tra massa e carica della particella. Per questo motivo, considerando la coppia di scintillatori adiacenti in cui la particella viene fermata e raffigurando i conteggi in un istogramma bidimensionale, è possibile identificare graficamente le condizioni di selezione che consentono di isolare i protoni. Ci si riferisce a questa rappresentazione dei dati come grafico  $\Delta E - E$ , e se ne dà un esempio in Figura [3.3](#). Si ricorda che l'energia dei protoni prodotti nella reazione di scattering elastico  $n-p$ , che è una reazione diretta, è proporzionale all'energia dei neutroni incidenti secondo l'equazione [1.15](#). Avendo considerato nelle simulazioni pacchetti di neutroni incidenti con energia ristretta ad un piccolo

intervallo, anche i protoni prodotti, a seguito di una reazione di scattering elastico, in direzione del PRT-H avranno energia contenuta in un piccolo range. È questa la causa del picco ben definito che si osserva nell'iperbole dei protoni in Figura 3.3, nonché il contributo principale a quelli delle Figure 3.2.

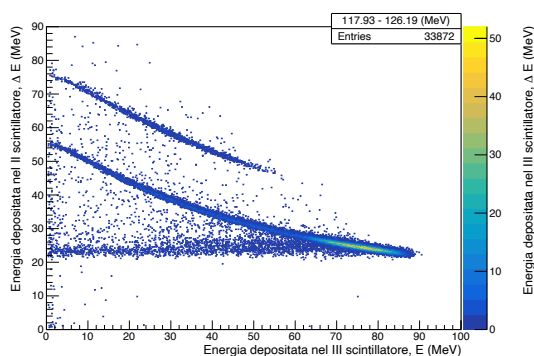
Concludendo, per la rimozione dai conteggi delle particelle diverse da protoni è sufficiente individuare la coppia di scintillatori in cui i protoni di una certa energia vengono fermati ed effettuare una selezione che elimini tutte le iperboli al di sopra di quella dei protoni nel grafico  $\Delta E - E$  corrispondente. Essendo la traccia su cui si distribuiscono le particelle di una certa natura un'iperbole soltanto approssimativamente, questa selezione è fatta per semplicità con rette oblique.

Bisogna infine discutere dei metodi utilizzati per individuare la giusta coppia di scintillatori, ossia quella in cui il picco di protoni viene fermato. A titolo di esempio, consideriamo neutroni incidenti di energia compresa tra 117.93 e 126.19 MeV e supponiamo di non sapere quale sia la coppia giusta. Visualizziamo allora i grafici  $\Delta E - E$  per tutte e tre le coppie di scintillatori (Figura 3.4). Notiamo che in Figura 3.4c, il grafico relativo a III e IV scintillatore, è presente solo un piccolo numero di protoni, ad indicare che la maggioranza deve essere stata fermata negli strati precedenti. Nel grafico relativo a I e II scintillatore (Figura 3.4a) d'altra parte si identificano le tre famiglie di iperboli prodotte dalle altrettante particelle leggere. Tuttavia osserviamo una coda partire dal punto più basso sia dell'iperbole di protoni che di deutoni e prolungarsi verso sinistra. Gli eventi che formano questa traccia, chiamata *punch through*, sono le particelle che rilasciano energia nella coppia di scintillatori considerata, ma senza essere fermate. Non a caso notiamo nel grafico  $\Delta E - E$  relativo alla coppia di scintillatori successiva, che in questo esempio rappresenta sicuramente la scelta migliore, le sole iperboli di protoni e deutoni (Figura 3.4b).

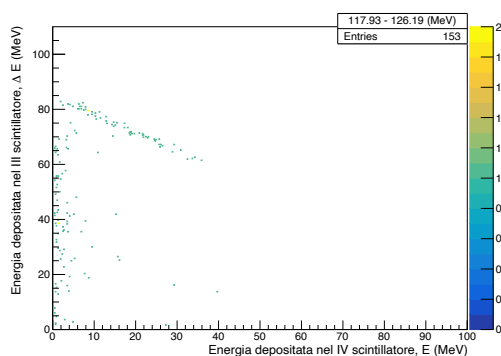
Nel caso di particelle incidenti di energia particolarmente elevata che attraversano l'intero PRT-H senza essere fermate, il *punch through* può diven-



(a)



(b)



(c)

Figura 3.4: Grafici di  $\Delta E - E$  considerando tutte e tre le possibili coppie di scintillatori. Si identificano in (a) le iperboli di protoni, deutoni e tritoni. Sia protoni che deutoni non vengono fermati, ed è perciò presente il *punch through*. In (b) notiamo le iperboli attese per protoni e deutoni, ben separate. Infine in (c) osserviamo un numero molto esiguo di particelle rivelate. I dati si riferiscono a neutroni incidenti con energia compresa tra 117.93 e 126.19 MeV.

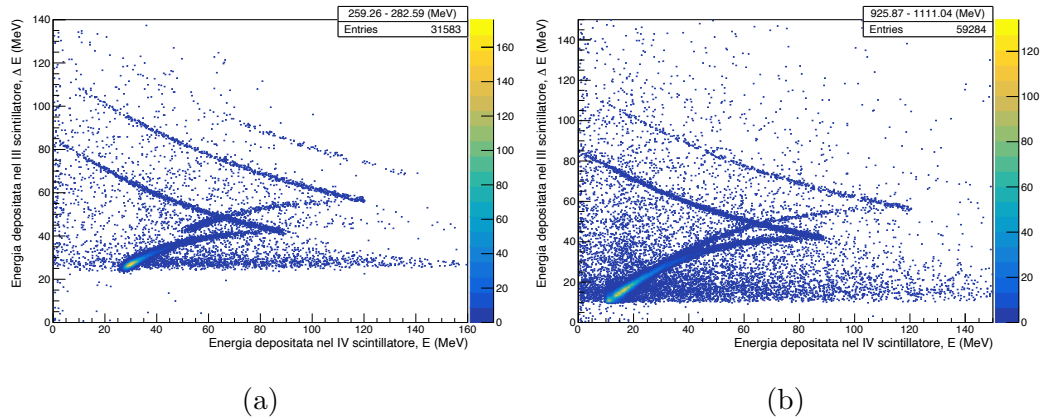


Figura 3.5: Intersezione della traccia di deutoni e protoni a causa del *punch through* di deutoni. In entrambi i grafici si considera la coppia di scintillatori più spessi (III e IV). I dati in (a) sono relativi alla simulazione *Poli-Poli* con neutroni incidenti di energia compresa tra 259.26 e 282.59 MeV, mentre il grafico (b) è relativo all'intervallo 925.87 – 1111.04 MeV.

tare problematico poiché interseca le tracce di particelle diverse che, quindi, non risultano più separabili con precisione da un taglio obliquo. Nelle simulazioni considerate, per neutroni incidenti con energia maggiore di 240 MeV, accade che l'iperbole dei deutoni intersechi quella dei protoni (Figura 3.5a), fino addirittura a sovrapporsi oltre i 330 MeV di energia dei neutroni (Figura 3.5b). Siccome i deutoni vengono prodotti dalle interazioni con il carbonio, in questi casi è possibile rimuovere il *background* considerando i soli eventi prodotti dalle interazioni con il carbonio e sottraendoli agli eventi provenienti dal polietilene. Si dirà di più riguardo a questa tecnica nella prossima sezione.

### 3.1.2 Background di protoni

Riassumendo il procedimento finora delineato, data la simulazione *Poli-Poli* per neutroni incidenti di una certa energia occorre individuare la coppia di scintillatori in cui il picco di protoni viene fermato, imporre le condizioni

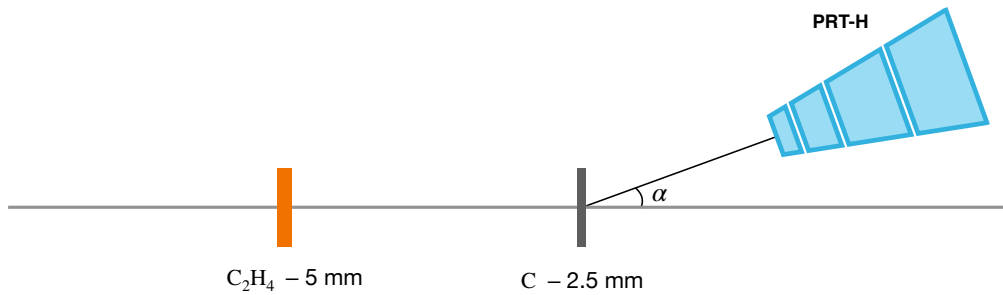


Figura 3.6: Geometria implementata nella simulazione *Poli-Carbon*.

di coincidenza opportune e infine identificare tramite il grafico  $\Delta E - E$  l'eventuale selezione da imporre per eliminare le tracce di particelle diverse da protoni. Ci troviamo quindi con il conteggio di tutti i protoni, inclusi quelli non prodotti in scattering  $n-p$  nel secondo bersaglio, che desideriamo rimuovere. Ancora una volta il contributo principale a questo background è dato dalle interazioni tra neutroni incidenti e atomi di carbonio del secondo bersaglio di polietilene.

Per valutare il numero di protoni effettivamente prodotti da interazioni con il carbonio si è fatta un'altra serie di simulazioni, che chiameremo *Poli-Carbon*, del tutto analoghe alle simulazioni *Poli-Poli*, se non che il secondo bersaglio di polietilene è stato sostituito con uno di carbonio spesso 2.5 mm, come rappresentato in Figura 3.6. Si sottolinea che lo spessore è dimezzato rispetto a quello del bersaglio in polietilene per garantire un numero di nuclei di carbonio il più simile possibile nei due casi. Considerando le simulazioni *Poli-Carbon* si sono applicate le stesse selezioni e le stesse condizioni già individuate nella simulazione *Poli-Poli* del corrispondente intervallo energetico, ottenendo così una valutazione del numero di protoni risultanti da interazioni tra neutroni e  $^{12}\text{C}$  nel secondo bersaglio. Siccome buona parte di queste reazioni avvengono con produzione di tre corpi, i protoni sono emessi con uno spettro energetico continuo, nell'intervallo consentito. Per questo motivo le iperboli di protoni visibili nei grafici  $\Delta E - E$  basati su simulazioni *Poli-Carbon* non presentano il picco che invece caratterizza i protoni provenienti

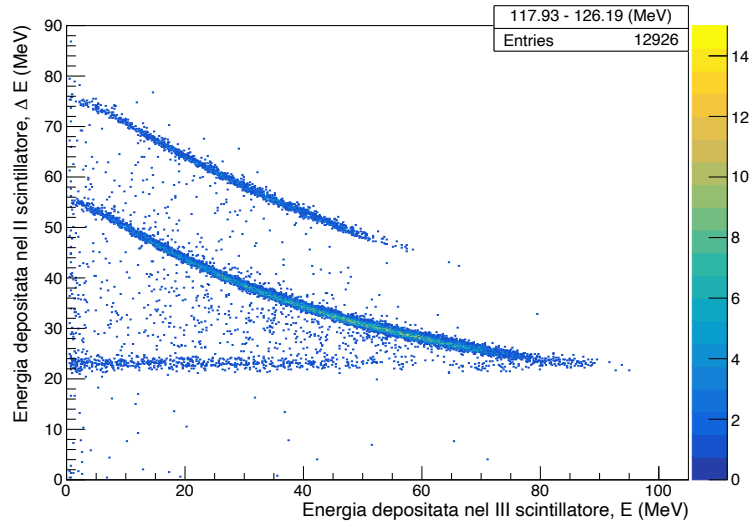


Figura 3.7: Grafico  $\Delta E - E$  relativo all'intervallo energetico 117.93 – 126.19 MeV in una simulazione *Poli-Carbon* ottenuto considerando la coppia di scintillatori II e III. Si osserva la mancanza di un picco ben definito nell'iperbole dei protoni, a differenza di quanto accadeva nello stesso intervallo energetico per una simulazione *Poli-Poli* (cfr. Figura [3.4b](#)).

da scattering con l'idrogeno. Se ne fornisce un esempio in Figura [3.7](#).

Abbiamo visto nella sezione precedente come per neutroni incidenti di energia sufficientemente elevata accada che alcuni tipi di particelle non vengano fermati nel PRT. Ciò comporta che le condizioni da imporre per isolare i protoni dovranno essere identificate su un grafico  $\Delta E - E$  in cui sono presenti uno o più *punch through*, con la possibilità quindi che le tracce di particelle di natura diversa siano sovrapposte. Le simulazioni *Poli-Carbon* risultano utili anche per gestire questi casi. Infatti i deutoni, responsabili di questa sovrapposizione, vengono emessi esclusivamente da reazioni tra neutroni incidenti e nuclei di  $^{12}\text{C}$ . Pertanto sottraendo ai conteggi degli eventi selezionati ottenuti dalle simulazioni *Poli-Poli* quelli ottenuti con le simulazioni *Poli-Carbon*, normalizzati per numero di centri, non si eliminano solo i protoni non emessi in scattering *n-p*, ma anche i deutoni eventualmente presenti.

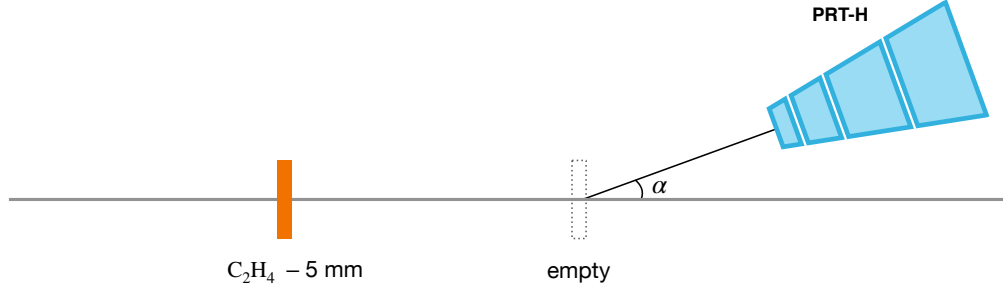


Figura 3.8: Geometria implementata nella simulazione *Poli-Empty*.

Un'ultima possibile fonte di *background*, che si è ipotizzato possa incidere sul calcolo dell'efficienza di rivelazione, è composta dai protoni emessi dal primo bersaglio convertitore di polietilene, quello osservato dal PRT-L. Per stimare il numero di protoni lì emessi e rivelati nel PRT-H si è utilizzato un altro set di simulazioni, che chiamiamo *Poli-Empty*, in cui il secondo bersaglio convertitore è stato rimosso (Figura 3.8). Come prima, si applicano le condizioni individuate nelle simulazioni *Poli-Poli* negli intervalli energetici corrispondenti, ottenendo il conteggio di protoni rivelati dal PRT-H e prodotti nel primo bersaglio  $C_2H_4$ .

## 3.2 Efficienza: risultati

A questo punto abbiamo tutti i dati necessari per valutare l'efficienza di rivelazione del metodo di misura. Chiamiamo  $P_{\#}$  il numero di protoni conteggiati nelle simulazioni *Poli-Poli*,  $C_{\#}$  quelli conteggiati nelle simulazioni *Poli-Carbon* ed  $E_{\#}$  quelli conteggiati nelle simulazioni *Poli-Empty*. I conteggi  $C_{\#}$  dovranno essere moltiplicati per una costante di normalizzazione del numero di centri  $\kappa$ , poiché si ricorda che il numero di nuclei di  $^{12}C$  presenti nei bersagli di polietilene e carbonio non è precisamente uguale. Questa costante sarà data dal rapporto tra il numero di atomi di carbonio presenti nel bersaglio di polietilene (spessore  $d_{pe} = (5.00 \pm 0.01)$  mm, massa  $m_{pe} = (47.193 \pm 0.001)$  g), pari al doppio del numero di molecole di  $C_2H_4$ , e



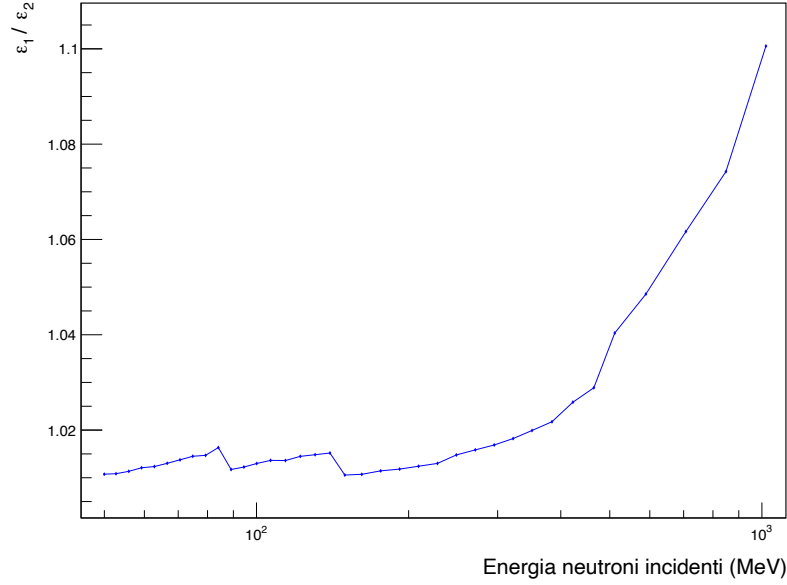


Figura 3.9: Rapporto tra  $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$ .

il numero di nuclei del bersaglio di solo carbonio (spessore  $d_c = (2.50 \pm 0.01)$  mm, massa  $m_c = (44.100 \pm 0.001)$  g). Dunque si ha:

$$\kappa = \frac{2 \times N_{\text{mol. in pe}}}{N_{\text{at. in c}}} = \frac{2 \times \frac{m_{\text{pe}}}{M_{\text{pe}}} \times N_A}{\frac{m_c}{M_c} \times N_A} = 2 \frac{m_{\text{pe}} M_c}{m_c M_{\text{pe}}} = 0.91635 \quad (3.5)$$

dove  $M_{\text{pe}}$  e  $M_c$  sono rispettivamente la massa molecolare di polietilene e carbonio, mentre  $N_A$  è il numero di Avogadro.

Non essendo certi del contributo portato dallo studio dalle simulazioni *Poli-Empty* per rimuovere il background dovuto ai prodotti del primo bersaglio, si è calcolata l'efficienza in due modalità. Con il primo metodo lo si è rimosso indirettamente, considerando solo le simulazioni *Poli-Poli* e *Poli-Carbon*. Cioè si ha:

$$\varepsilon_1 = \frac{P_{\#} - C_{\#} \times \kappa}{N} \quad (3.6)$$

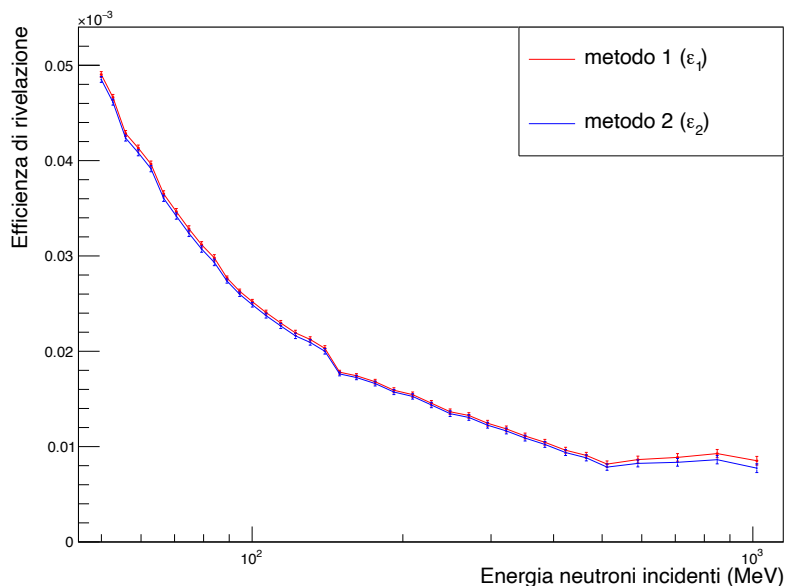


Figura 3.10: Efficienza di rivelazione dell'intero sistema PRT-H e convertitore in polietilene di 5 mm in funzione dell'energia, calcolata considerando solo i conteggi delle simulazioni *Poli-Poli* e *Poli-Carbon* (in rosso, metodo 1) oppure anche *Poli-Empty* (in blu, metodo 2).

dove  $N = 10^9$  è il numero di neutroni incidenti. Invece, Tenendo conto dei risultati delle simulazioni *Poli-Empty* (secondo metodo), abbiamo:

$$\varepsilon_2 = \frac{(P_{\#} - E_{\#}) - (C_{\#} - E_{\#}) \times \kappa}{N} \quad (3.7)$$

Valutando il rapporto tra  $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$  in Figura 3.9, si nota un generale aumento della divergenza tra i due valori all'aumentare dell'energia dei neutroni incidenti fino ad un massimo di circa il 10% di  $\varepsilon_2$ . Rappresentiamo l'efficienza del sistema di misura calcolata con entrambi i metodi in funzione dell'energia dei neutroni incidenti in Figura 3.10, dove osserviamo valori di ordine  $10^{-5}$ . Ciò significa che, ogni milione di neutroni incidenti, ci si potrà aspettare di rivelare solo qualche decina di protoni risultanti dalla reazione di conversione scelta nel bersaglio di polietilene. Si tratta di un valore abbastanza basso ma che d'altra parte non sorprende vista la sezione d'urto di scattering  $n-p$  e il

piccolo angolo solido sotteso dal rivelatore. Si riportano in Appendice [A](#) i valori di efficienza calcolati, insieme ad alcuni dettagli più specifici riguardanti l'analisi.

### 3.3 Flusso di neutroni: analisi dei dati sperimentali

I dati utilizzati nel seguito provengono dalla campagna di misura che si è svolta tra il 17 Settembre e il 29 Ottobre 2018 presso l'area sperimentale EAR1 di n\_TOF. Per le stesse ragioni riguardanti la valutazione del *background* di particelle prodotte da interazioni  $n$ - $^{12}\text{C}$  già identificate nella trattazione delle simulazioni Monte Carlo, sono state fatte misure con campioni sia di polietilene che di solo carbonio. Nello specifico, le configurazioni considerate sono le stesse delle simulazioni *Poli-Poli* (Figura [3.1](#)), con due bersagli in polietilene (5 mm), e *Poli-Carbon* (Figura [3.6](#)), con il primo bersaglio di polietilene (5 mm) e il secondo di carbonio (2.5 mm). Il tempo dedicato alla misura delle due configurazioni non è uguale: nel primo caso sono stati consegnati un totale di  $2.8 \times 10^{17}$  pot (*protons on target*) mentre nel secondo caso soltanto  $1.5 \times 10^{17}$  pot, poco più della metà. In termini di *bunches*, questi corrispondono rispettivamente a circa 40'000 e 21'400.

Prima di procedere con l'analisi, si propone una breve panoramica sulla registrazione del passaggio di particelle a n\_TOF, utile per comprendere la struttura dei dati che si andranno a valutare. L'impatto dei protoni sul bersaglio di spallazione provoca l'apertura di una finestra temporale di acquisizione dati. Vista l'alta luminosità del fascio, il sistema DAQ deve essere in grado di registrare correttamente un numero elevato di eventi in breve tempo. Questo risulta possibile impiegando dei *Flash ADC* (FADC) per la conversione del segnale da analogico a digitale, particolarmente adatti per applicazioni che necessitano un'alta frequenza di campionamento. I dati *raw* vengono immediatamente trasferiti al *CERN Advanced Storage* (CASTOR), dove sono processati tramite un algoritmo, detto *Pulse Shape Analysis* (PSA), che per-

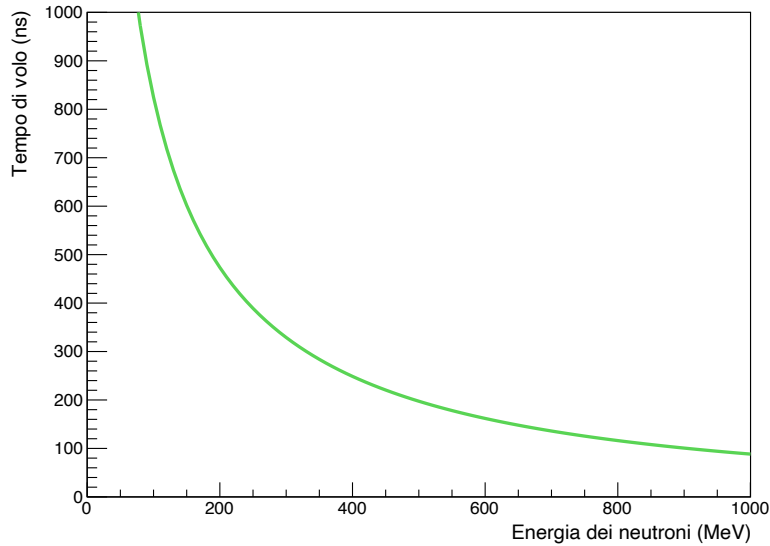


Figura 3.11: Tempo di volo a partire dal  $\gamma$ -flash in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.

mette di ricostruire i diversi parametri che caratterizzano il segnale, quali tempo caratteristico, ampiezza e area, e infine vengono salvati come file root.

La PSA, oltre al tempo caratteristico di ogni segnale, individua anche il  $\gamma$ -flash e l'istante temporale in cui questo avviene. Tramite la tecnica del tempo di volo già descritta nella Sezione [2.1.2](#), è possibile calibrare in energia gli eventi e selezionare quelli che rientrano nell'intervallo energetico desiderato imponendo una condizione sul tempo caratteristico. Si veda esplicitamente in Figura [3.11](#) la relazione relativistica che lega univocamente, in prima approssimazione, la distanza temporale tra l'arrivo dei neutroni all'area sperimentale EAR1 e la registrazione del  $\gamma$ -flash e l'energia dei neutroni.

Nel presente lavoro si sono considerati soltanto i segnali in coincidenza nei primi due scintillatori. I neutroni qui fermati hanno energia minore di 90 MeV circa e per questo motivo l'analisi è stata limitata al range 50-90 MeV. La tecnica di individuazione delle coincidenze nei dati sperimentali è la seguente. Noto l'istante di rivelazione di una particella nel primo scintilla-

tore si apre una finestra temporale di 10 ns e si valuta se in quell'intervallo è stato registrato un segnale compatibile nello scintillatore successivo. Il procedimento viene reiterato più volte, a seconda del numero di scintillatori in cui si vuole imporre la coincidenza di segnale.

Per coerenza con l'analisi svolta sulle simulazioni Monte Carlo, i dati sperimentali sono stati suddivisi e studiati negli stessi intervalli energetici già utilizzati precedentemente. I grafici  $\Delta E - E$  impiegati per identificare particelle di natura diversa sono ancora utilizzati con lo stesso scopo. L'energia depositata nei singoli scintillatori è stata ricostruita attraverso la carica integrata, quindi l'area, dei segnali registrati. Allora, nel caso specifico di coincidenza tra i primi due strati del PRT, l'energia  $E$  sarà rappresentata dall'area dei segnali nel secondo scintillatore. Leggermente più elaborato è identificare  $\Delta E$ . Infatti si ricorda che al primo scintillatore sono associati due fotomoltiplicatori posizionati su lati opposti. Pertanto il passaggio di una particella carica nel telescopio causa la registrazione di due segnali, uno da ogni PMT. Quel che si fa è considerare al posto di  $\Delta E$  la radice quadrata del prodotto tra le aree dei due segnali registrati.

Si mostrano in Figura [3.12](#) i grafici così ottenuti per due intervalli energetici tra 50 e 90 MeV e vengono messi a confronto con i grafici  $\Delta E - E$  corrispondenti ottenuti dalle simulazioni Monte Carlo. È interessante notare come anche nelle rappresentazioni relative ai dati sperimentali sia possibile identificare abbastanza chiaramente le iperboli di protoni e deutoni. Sulla base di questi grafici vengono identificate le condizioni da imporre per selezionare i soli protoni. La medesima procedura viene poi ripetuta per i dati relativi alle collisioni in cui il secondo bersaglio è di carbonio, al fine di valutare il background di eventi provenienti da interazioni  $n$ - $^{12}\text{C}$ .

### 3.4 Flusso di neutroni: risultati

Grazie all'analisi fin qui descritta otteniamo i conteggi di protoni registrati nelle misure con entrambi i bersagli in polietilene  $P_{\#}$  e i conteggi di protoni

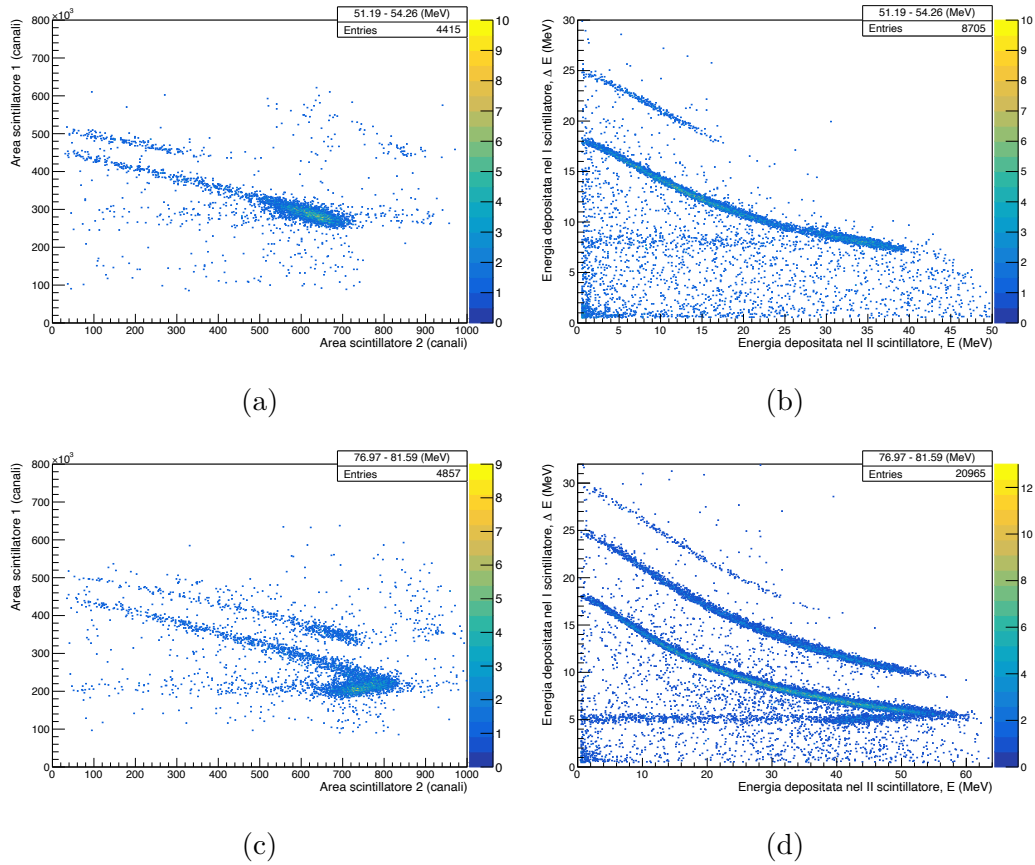


Figura 3.12: Grafici  $\Delta E - E$  relativi a neutroni incidenti con energia cinetica compresa tra 51.19 e 54.26 MeV, nella prima riga, e tra 76.97 e 81.59 MeV nella seconda. Le figura sulla destra, (b) e (d), sono state ottenute con i risultati delle simulazioni Monte Carlo mentre quelle sulla sinistra, (a) e (c), contengono i dati sperimentali. Tutte le figure si riferiscono alla configurazione con secondo bersaglio di polietilene.

provenienti da interazioni dei neutroni con i nuclei di carbonio  $C_{\#}$ . Questi ultimi, che rappresentano il *background*, prima di poter essere sottratti ai  $P_{\#}$  devono subire due normalizzazioni. La prima, già vista nella trattazione delle simulazioni Monte Carlo, riguarda il differente numero di nuclei di carbonio nei due bersagli utilizzati. Basterà quindi moltiplicare  $C_{\#}$  per la costante  $\kappa$  calcolata precedentemente (cfr. eq. [3.5](#)). La seconda normalizzazione invece riguarda il numero totale di protoni incidenti nei due bersagli, che si ricorda non essere uguale per le due configurazioni. Per questo motivo è necessario moltiplicare  $C_{\#}$  per il rapporto tra il numero di *bunches* di protoni consegnati con il setup *Poli-Poli*  $b_{pe}$  e *Poli-Carbon*  $b_c$ . Possiamo in definitiva esprimere il flusso di neutroni incidenti  $\Phi$  come:

$$\Phi = \frac{P_{\#} - C_{\#} \times \kappa \times \frac{b_{pe}}{b_c}}{\varepsilon \times b_{pe}} \quad (3.8)$$

dove  $\varepsilon$  rappresenta l'efficienza ottenuta sulla base delle simulazioni Monte Carlo. La scelta tra le due valutazioni di efficienza calcolate è pressoché ininfluenza in questo intervallo energetico (cfr. Figura [3.9](#)). Si specifica comunque che si è scelto di utilizzare quella precedentemente indicata come  $\varepsilon_1$ , ottenuta secondo l'equazione [3.6](#), non considerando le simulazioni *Poli-Empty*, poiché non sono stati considerati dati sperimentali provenienti da misure con un'analogha configurazione dei bersagli. Si rappresenta in Figura [3.13](#) il flusso isoletargico qui valutato congiuntamente ai valori ufficiali misurati nel 2011 [\[27\]](#). Si nota come i valori ufficiali siano in generale minori di quelli qui calcolati. Si ricorda d'altra parte che il flusso valutato nel 2011 era stato determinato tra 10 MeV e 1 GeV utilizzando una camera a fissione PPAC relativamente alla sezione d'urto della reazione  $^{235}\text{U}(n, f)$ , che è proprio quella che si vuole studiare in questa campagna di misura e che necessita di un maggior numero di dati sperimentali da circa 20 MeV di energia del neutrone in su. Pertanto la differenza tra i due risultati non deve sorprendere, anzi rappresenta una conferma dell'effettiva utilità dell'impiego dei PRT per una determinazione più accurata del flusso di neutroni di alta energia.

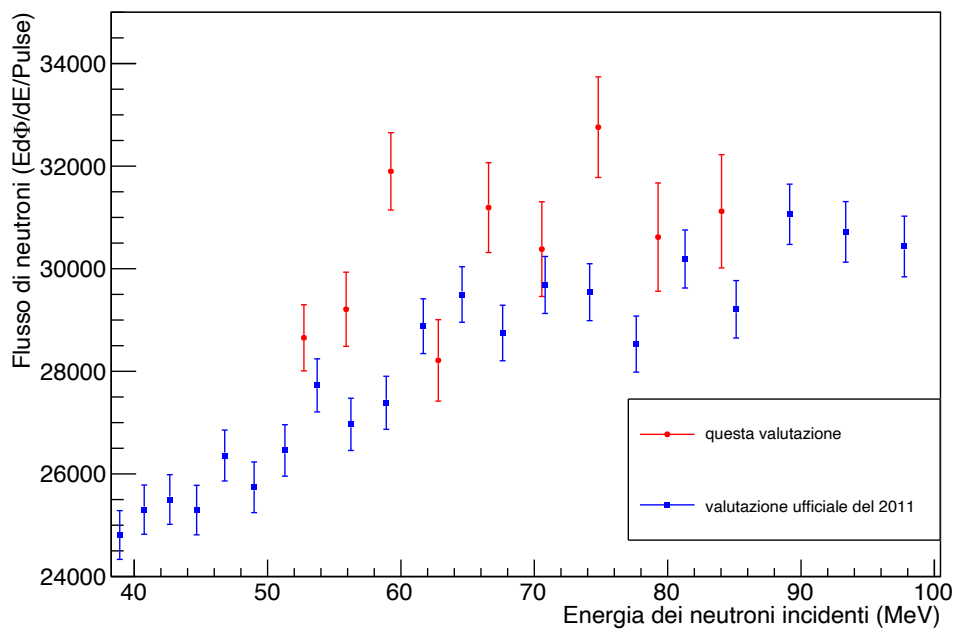


Figura 3.13: Flusso di neutroni incidenti isoletargico come ricavato in questo lavoro (in rosso) e secondo la valutazione del 2011 (in blu), in funzione dell'energia dei neutroni.



# Conclusioni

Ad oggi in letteratura non esistono dati sperimentali di reazioni indotte da neutroni di alta energia, nonostante siano reazioni di notevole interesse in vari ambiti, che spaziano dalla fisica nucleare di base alle applicazioni legate alle tecnologie nucleari, dosimetria, astrofisica nucleare... . Tra le tante possibili reazioni di interesse indotte da neutroni di energia maggiore di 20 MeV spicca la  $^{235}\text{U}(n, f)$ , già molto utilizzata come riferimento da 0.15 a 200 MeV. Per sopperire alla mancanza di dati sperimentali oltre i 200 MeV, nonché alla scarsità nell'intervallo 20-200 MeV, nell'autunno 2018 si è svolta presso la *facility* n\_TOF del CERN la campagna di misura per la valutazione della sezione d'urto della reazione di fissione dell'uranio-235 indotta da neutroni con energia compresa tra 20 MeV e 1 GeV. Uno degli aspetti cruciali della misura è sicuramente la determinazione del flusso di neutroni incidenti, basata sulla conversione di neutroni in particelle cariche tramite una reazione scelta come riferimento, e la successiva rivelazione di queste. Nel dettaglio il flusso è stato studiato relativamente allo scattering  $n-p$ , impiegando due bersagli di conversione in polietilene ( $\text{C}_2\text{H}_4$ ) posti sul fascio di neutroni e tre telescopi per protoni di rinculo (PRT) che puntano ai due  $\text{C}_2\text{H}_4$  e sono posizionati a piccoli angoli rispetto alla direzione dei neutroni incidenti. Due dei tre telescopi sono stati sviluppati dall'INFN. Questi hanno una struttura compatta composta da quattro scintillatori plastici di spessore crescente che, in uno solo dei due, sono preceduti da due rivelatori al silicio. I due PRT sono stati ottimizzati per lavorare in range energetici leggermente diversi: il primo (PRT-L) rivela eventi generati da neutroni nell'intervallo energetico che va

da 20 MeV fino a circa 300 MeV; il range di lavoro del secondo (PRT-H) spazia da circa 50 MeV di energia del neutrone fino a circa 1 GeV.

L'analisi sperimentale presentata in questa tesi tratta della caratterizzazione del PRT-H. Facendo uso di simulazioni Monte Carlo prodotte con il software Geant4 si è valutata l'efficienza di rivelazione, intesa come rapporto tra conteggi di protoni provenienti da scattering  $n-p$  nel bersaglio di conversione e numero totale di neutroni incidenti. Un'attenta valutazione dell'entità del background è un passaggio cruciale. Varie sono le componenti di fondo che intervengono nella misura del flusso, prima fra tutte le reazioni prodotte dai neutroni che interagiscono con il carbonio presente nel bersaglio di  $C_2H_4$ . A questa componente di background vanno aggiunti i prodotti delle reazioni innescate dai neutroni nel PRT-H stesso e nel primo bersaglio di polietilene, osservato dal PRT-L, e che entrano nel PRT-H. L'efficienza del PRT-H è stata valutata sfruttando la coincidenza tra gli scintillatori che compongono il telescopio e la tecnica  $\Delta E - E$  per riconoscere i diversi tipi di particelle che raggiungono il rivelatore. L'utilizzo congiunto di queste due tecniche permette la selezione univoca degli eventi generati da protoni. Infine, tramite la sottrazione dei protoni prodotti dalle reazioni  $n + {}^{12}C$  e la valutazione dei background si è ottenuta l'efficienza del PRT-H, che è risultata dell'ordine di  $10^{-5}$ , un valore sicuramente basso ma che non sorprende considerati la sezione d'urto di scattering  $n-p$  in quel range energetico e il piccolo angolo solido sotteso dal rivelatore.

L'efficienza calcolata è stata applicata per determinare il flusso di neutroni di n\_TOF tra 50 e 90 MeV, sulla base di dati sperimentali. Infine, il risultato così ottenuto è stato confrontato con la valutazione ufficiale del flusso del 2011, oggi non considerata precisa oltre i 20 MeV, rivelandosi in generale maggiore. Questo risultato pertanto va a confermare l'effettiva necessità di misure più accurate della sezione d'urto della reazione  ${}^{235}U(n, f)$ . Questa misura sperimentale per energie maggiori di 20 MeV porta con sé l'esigenza della determinazione del flusso di neutroni. Tale determinazione si ottiene sfruttando la reazione di scattering elastico  $n-p$ , reazione primaria di

riferimento. A questa necessità si è risposto realizzando il rivelatore PRT-H che fornisce un'accurata determinazione del flusso di neutroni incidenti nella regione di alta energia.



# Appendice A

## Dati dallo studio dell'efficienza

Si riportano nella Tabella seguente alcuni dettagli riguardo l'analisi delle simulazioni Monte Carlo per la valutazione dell'efficienza di rivelazione del PRT-H. Per ogni intervallo energetico si presentano i conteggi  $P_{\#}$ ,  $C_{\#}$  ed  $E_{\#}$ , derivanti rispettivamente dall'analisi delle simulazioni *Poli-Poli*, *Poli-Carbon* e *Poli-Empty* come descritto nella Sezione [3.1](#), assieme alla coppia di scintillatori considerata per ottenere i grafici  $\Delta E - E$ , sulla base dei quali sono state individuate le condizioni di selezione dei protoni. Si include inoltre l'efficienza, calcolata tramite entrambi i metodi proposti (cfr. equazioni [3.6](#) e [3.7](#)). Gli errori sui valori di efficienza sono stati valutati associando ad ogni conteggio un'incertezza pari alla propria radice quadrata.

Intervallo energetico (MeV)	$\#P$	$\#C$	$\#E$	Coppia di scintillatori	Efficienza metodo 1 ( $\times 10^{-6}$ )	Efficienza metodo 2 ( $\times 10^{-6}$ )
48.75 – 51.19	54192	5629	6230	I-II	$49.0 \pm 0.3$	$48.5 \pm 0.3$
51.19 – 54.26	52918	6858	5982	I-II	$46.6 \pm 0.3$	$46.1 \pm 0.3$
54.26 – 57.52	50347	8184	5745	I-II	$42.8 \pm 0.3$	$42.4 \pm 0.3$
57.52 – 60.97	49867	9328	5902	I-II	$41.3 \pm 0.3$	$40.8 \pm 0.3$
60.97 – 64.63	49520	10784	5779	I-II	$39.6 \pm 0.3$	$39.2 \pm 0.3$
64.63 – 68.51	47577	12069	5613	I-II	$36.5 \pm 0.3$	$36.0 \pm 0.3$
68.51 – 72.62	46836	13295	5620	I-II	$34.7 \pm 0.3$	$34.2 \pm 0.3$
72.62 – 76.97	46253	14638	5612	I-II	$32.8 \pm 0.3$	$32.4 \pm 0.3$

(Continua alla pagina successiva)

*(Continua dalla pagina precedente)*

76.97 – 81.59	45416	15543	5397	I-II	$31.2 \pm 0.3$	$30.7 \pm 0.3$
81.59 – 86.49	45517	17149	5725	I-II	$29.8 \pm 0.3$	$29.3 \pm 0.3$
86.49 – 91.68	29387	1856	3836	II-III	$27.7 \pm 0.2$	$27.4 \pm 0.2$
91.68 – 97.18	29328	3305	3802	II-III	$26.3 \pm 0.2$	$26.0 \pm 0.2$
97.18 – 103.01	29679	4882	3862	II-III	$25.2 \pm 0.2$	$24.9 \pm 0.2$
103.01 – 110.22	30310	6817	3871	II-III	$24.1 \pm 0.3$	$23.7 \pm 0.3$
110.22 – 117.93	31290	9084	3687	II-III	$23.0 \pm 0.3$	$22.7 \pm 0.3$
117.93 – 126.19	32038	11033	3743	II-III	$21.9 \pm 0.3$	$21.6 \pm 0.3$
126.19 – 135.02	32625	12424	3712	II-III	$21.2 \pm 0.3$	$20.9 \pm 0.3$
135.02 – 144.47	32868	13712	3629	II-III	$20.3 \pm 0.3$	$20.0 \pm 0.3$
144.47 – 154.59	20696	3150	2226	III-IV	$17.8 \pm 0.2$	$17.6 \pm 0.2$
154.59 – 168.5	23121	6208	2210	III-IV	$17.4 \pm 0.2$	$17.2 \pm 0.2$
168.5 – 183.66	25446	9429	2273	III-IV	$16.8 \pm 0.2$	$16.6 \pm 0.3$
183.66 – 200.19	26766	11845	2222	III-IV	$15.9 \pm 0.3$	$15.7 \pm 0.3$
200.19 – 218.21	28079	13779	2264	III-IV	$15.5 \pm 0.3$	$15.3 \pm 0.3$
218.21 – 237.85	28331	15033	2234	III-IV	$14.6 \pm 0.3$	$14.4 \pm 0.3$
237.85 – 259.26	29557	17353	2378	III-IV	$13.7 \pm 0.3$	$13.5 \pm 0.3$
259.26 – 282.59	29831	18077	2474	III-IV	$13.3 \pm 0.3$	$13.1 \pm 0.3$
282.59 – 308.02	30141	19304	2470	III-IV	$12.5 \pm 0.3$	$12.2 \pm 0.3$
308.02 – 335.74	30311	20140	2536	III-IV	$11.9 \pm 0.3$	$11.6 \pm 0.3$
335.74 – 365.96	29832	20427	2594	III-IV	$11.1 \pm 0.3$	$10.9 \pm 0.3$
365.96 – 402.56	29460	20743	2659	III-IV	$10.5 \pm 0.3$	$10.2 \pm 0.3$
402.56 – 442.81	29451	21641	2898	III-IV	$9.6 \pm 0.3$	$9.4 \pm 0.3$
442.81 – 487.09	30639	23530	3046	III-IV	$9.1 \pm 0.3$	$8.8 \pm 0.3$
487.09 – 535.8	32334	26374	3787	III-IV	$8.2 \pm 0.3$	$7.8 \pm 0.3$
535.8 – 642.96	38120	32172	4781	III-IV	$8.6 \pm 0.4$	$8.2 \pm 0.4$
642.96 – 771.56	45554	40035	6157	III-IV	$8.9 \pm 0.4$	$8.4 \pm 0.4$
771.56 – 925.87	52659	47351	7657	III-IV	$9.3 \pm 0.4$	$8.6 \pm 0.4$
925.87 – 1111.04	57286	53220	9306	III-IV	$8.5 \pm 0.5$	$7.7 \pm 0.5$

# Bibliografia

- [1] W. Bothe and H. Becker. Künstliche erregung von kern- $\gamma$ -strahlen. *Zeitschrift für Physik*, 66(5-6):289–306, 1930.
- [2] I. Curie and F. Joliot. émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogènées sous l'influence des rayons  $\gamma$  très pènètrants. *CR*, 194:273–275, 1932.
- [3] J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129(3252):312–312, 1932.
- [4] W. Heisenberg. Über den bau der atomkerne. i. In *Wissenschaftliche Originalarbeiten*, pages 197–207. Springer, 1989.
- [5] D Iwanenko. The neutron hypothesis. *Nature*, 129(3265):798–798, 1932.
- [6] J. Chadwick and M. Goldhaber. The nuclear photoelectric effect. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 151(873):479–493, 1935.
- [7] E. Fermi. Tentativo di una teoria dei raggi  $\beta$ . *Il Nuovo Cimento*, 11(1):1–19, 1934.
- [8] A.H. Snell et al. Radioactive decay of the neutron. *Physical Review*, 78(3):310, 1950.
- [9] Particle Data Group. 2020 review. <https://pdg.lbl.gov/>.

- [10] L.W. Alvarez and F. Bloch. A quantitative determination of the neutron moment in absolute nuclear magnetons. *Physical review*, 57(2):111, 1940.
- [11] J.E. Sherwood, T.E. Stephenson, and S. Bernstein. Stern-gerlach experiment on polarized neutrons. *Physical Review*, 96(6):1546, 1954.
- [12] W. Meng et al. The AME2016 atomic mass evaluation (II). tables, graphs and references. *Chinese Physics C*, 41(3), 2017.
- [13] Compound-nucleus model. Encyclopedia Britannica.
- [14] Janis web. <https://www.oecd-neo.org/janisweb/>.
- [15] S. Braibant, G. Giacomelli, and M. Spurio. *Particles and fundamental interactions: an introduction to particle physics*. Springer Science & Business Media, 2011.
- [16] W.R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [17] K.S. Krane. *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1987.
- [18] K.H. Beckurts and K. Wirtz. *Neutron physics*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [19] E.A. Lorch. Neutron spectra of  $^{214}\text{Am}/\text{B}$ ,  $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ ,  $^{241}\text{Am}/\text{F}$ ,  $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$ ,  $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$  and  $^{252}\text{Cf}$  isotopic neutron sources. *The International journal of applied radiation and isotopes*, 24(10):585–591, 1973.
- [20] O. Schwerer. Index of nuclear data libraries available from the iaea nuclear data section. Technical report, IAEA, 2007.
- [21] H.D. Lemmel and P.K. McLaughlin. Endf/b-6 standards library. Technical report, IAEA, 1990.
- [22] H. Conde. Nuclear data standards for nuclear measurements neandc/indc nuclear standards file. Technical report, 1994.



- [23] A.D. Carlson et al. Evaluation of the neutron data standards. *Nuclear Data Sheets*, 148:143–188, 2018.
- [24] C. Massimi et al. Measurement of the  $^{235}\text{U}(n, f)$  cross section relative to np scattering up to 1 GeV. Technical report, 2017.
- [25] E. Berthoumieux et al. The neutron time-of-flight facility n tof at cern (i): Technical description. *CERN n TOF Public Note n TOF-PUB-2013-001*, 2013.
- [26] C. Guerrero et al. Performance of the neutron time-of-flight facility n\_tof at cern. *The European Physical Journal A*, 49(2):1–15, 2013.
- [27] M. Barbagallo et al. High-accuracy determination of the neutron flux at n\_tof. *The European Physical Journal A*, 49(12):1–11, 2013.
- [28] A. Manna et al. Setup for the measurement of the  $^{235}\text{U}(n, f)$  cross section relative to np scattering up to 1 gev. In *EPJ Web of Conferences*, volume 239, page 01008. EDP Sciences, 2020.
- [29] A. Manna. Prototipo di un rivelatore per la misura di flusso di neutroni di alta energia. Master's thesis, Università di Bologna, 2015/2016.
- [30] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3):250–303, 2003.