

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

STUDIO DI FATTIBILITA' DELLA MISURA DI SEZIONE D'URTO DI  
CATTURA NEUTRONICA SUGLI ISOTOPI DI GADOLINIO

Relatore:  
Dott. Cristian Massimi

Presentata da:  
Michela Olivieri

Correlatore:  
Prof. Gianni Vannini

Sessione III  
Anno Accademico 2014/2015



# Abstract

L'obiettivo di questa tesi è determinare gli spessori ottimali dei campioni arricchiti di isotopi di Gadolinio pari in modo da ottenere incertezze associate alle sezioni d'urto di cattura neutronica inferiori o uguali a circa il 5 %. Viene inoltre descritta la *facility* n\_TOF al CERN, dove saranno effettuate una serie di misure di sezioni d'urto attraverso i rivelatori  $C_6D_6$ , caratterizzati da una bassa sensibilità ai neutroni scatterati.

# Indice

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduzione</b> .....   | <b>2</b>  |
| <b>1 Astrofisica stellare</b> .....   | <b>3</b>  |
| 1.1 Nucleosintesi stellare .....  | 3         |
| 1.1.1 Evoluzione stellare .....   | 4         |
| 1.1.2 Il processo s .....   | 5         |
| 1.1.3 Il processo r .....   | 6         |
| 1.2 Sezione d'urto di cattura neutronica mediata sulla<br>distribuzione Maxwelliana ..... | 7         |
| 1.3 L'importanza degli isotopi di Gadolinio .....   | 8         |
| 1.4 Dati in letteratura .....   | 9         |
| <b>2 La facility n_TOF al CERN</b> .....  | <b>11</b> |
| 2.1 Generalità e obiettivi .....  | 11        |
| 2.2 La tecnica del tempo di volo .....  | 12        |
| 2.3 Produzione del fascio di neutroni .....   | 13        |
| 2.4 Rivelatori di cattura .....   | 13        |
| 2.4.1 Total Absorption Calorimeter (TAC) .....  | 14        |
| 2.4.2 Total Energy Detector $C_6D_6$ .....  | 15        |
| 2.5 Misure di cattura .....   | 16        |
| 2.6 Flusso di neutroni .....  | 17        |
| <b>3 Analisi</b> .....  | <b>19</b> |
| 3.1 Sezione d'urto d cattura neutronica per gli isotopi<br>di Gadolinio .....             | 19        |
| 3.2 La determinazione di spessore di campioni .....                                       | 23        |
| <b>Conclusioni</b> .....  | <b>29</b> |



# Introduzione

In questa tesi ci si propone di studiare il problema delle misure di sezioni d'urto di cattura neutronica per gli isotopi di Gadolinio pari  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Gd}$ , i quali risultano essere di grande interesse astrofisico- nucleare.

Lo scopo principale di questo lavoro è la determinazione degli spessori ottimali dei singoli isotopi per ottenere le precisioni volute delle sezioni d'urto di cattura neutronica.

Nel primo capitolo viene introdotta la nucleosintesi stellare, ponendo particolare attenzione alla produzione di elementi dopo il Ferro con distinzione tra processo s (slow) e processo r (rapid). Osservando il percorso di Sm, Eu, Gd e Tb durante il processo s, si nota come il Gadolinio sia un elemento importante, in quanto permette di separare il contributo del processo s e r.

Si è passati poi allo studio delle sezioni d'urto mediate sulla distribuzione energetica Maxwelliana dei neutroni (MACS) a 30 KeV riportate in letteratura da cui emergono discrepanze sulle diverse misure per ogni isotopo di Gadolinio, che ci si propone di risolvere effettuando nuove determinazioni di sezioni d'urto di cattura neutronica.

Varie misure di sezioni d'urto ( $n, \gamma$ ) sono state effettuate ad n\_TOF, attraverso appositi rivelatori di cattura, descritti nel secondo capitolo della tesi.

Dall'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia incidente si è visto che i rivelatori ideali da utilizzare sono quelli di tipo  $\text{C}_6\text{D}_6$ .

Inoltre, nel terzo capitolo riservato all'analisi, si sono determinati gli spessori migliori da utilizzare per i vari campioni di isotopi di Gadolinio pari, attraverso lo studio del count rate per la reazione ( $n, \gamma$ ) in funzione dell'energia incidente che deve risultare sopra il background sperimentale di circa un fattore 2.

# Capitolo 1

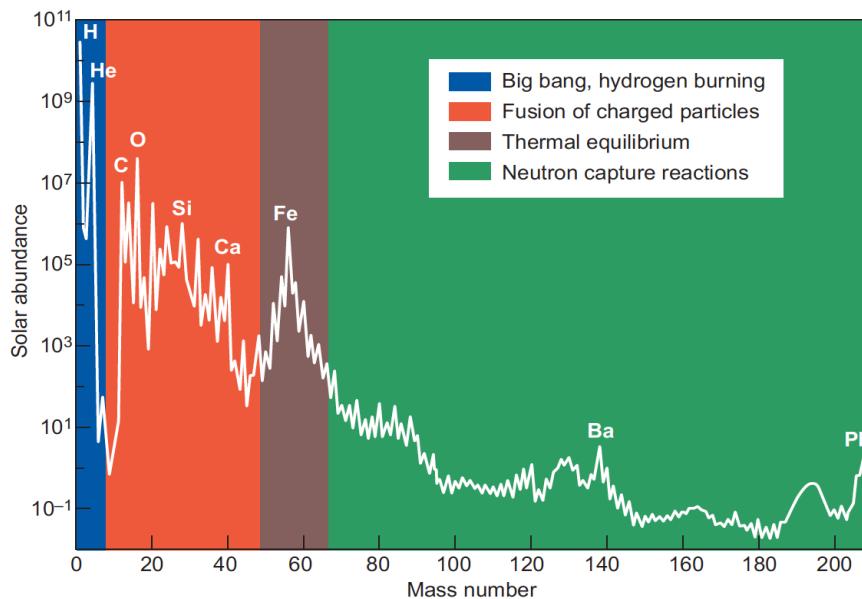
## Astrofisica Stellare

### 1.1 Nucleosintesi stellare

Lo studio dell'origine della grande varietà di elementi chimici e dei loro isotopi è sempre stato oggetto di grande interesse, specialmente da quando si è capito che la comprensione del processo di nucleosintesi porta importanti informazioni sull'evoluzione dell'Universo stesso.

Durante il Big Bang, l'esplosione iniziale da cui ha avuto origine l'Universo, si sono prodotti solo gli elementi più leggeri come Idrogeno, Elio, Litio. Gli altri elementi ( $Z > 3$ ) si sono formati all'interno delle stelle o durante le gigantesche esplosioni stellari, in particolare fino al Ferro i processi dominanti sono quelli di fusione, dal Ferro in poi si hanno principalmente i processi di cattura neutronica. Nel 1952, la scoperta della presenza di Tecnezio nelle Giganti Rosse [PWM] portò a nuove certezze nelle teorie relative alla nucleosintesi di elementi pesanti nelle stelle. Infatti, se si considera il tempo di decadimento degli isotopi di Tecnezio, si trova che questo elemento non dovrebbe essere presente in una stella di miliardi di anni evolutivi. La sua presenza dimostra una genesi più recente che può essere avvenuta solo all'interno della stella.

I vari meccanismi di formazione degli elementi possono essere spiegati attraverso la Figura 1.1:



**Figura 1.1** : abbondanze relative degli elementi presenti nel Sistema Solare.

### 1.1.1 Evoluzione stellare

La maggior parte delle stelle ha una composizione molto simile al Sole e si trova in quella che è chiamata sequenza principale nel diagramma HR (Hertzsprung-Russel), in Figura 1.2, il quale mostra la luminosità stellare in funzione della temperatura superficiale. Lo spettro di emissione delle stelle può essere approssimato a quello di corpo nero con l'introduzione di una temperatura efficace, a seconda della quale le stelle sono suddivise in classi spettrali.

La sequenza principale parte da stelle più calde e luminose (in alto a sinistra) e arriva fino alle stelle più fredde e meno luminose (in basso a destra).

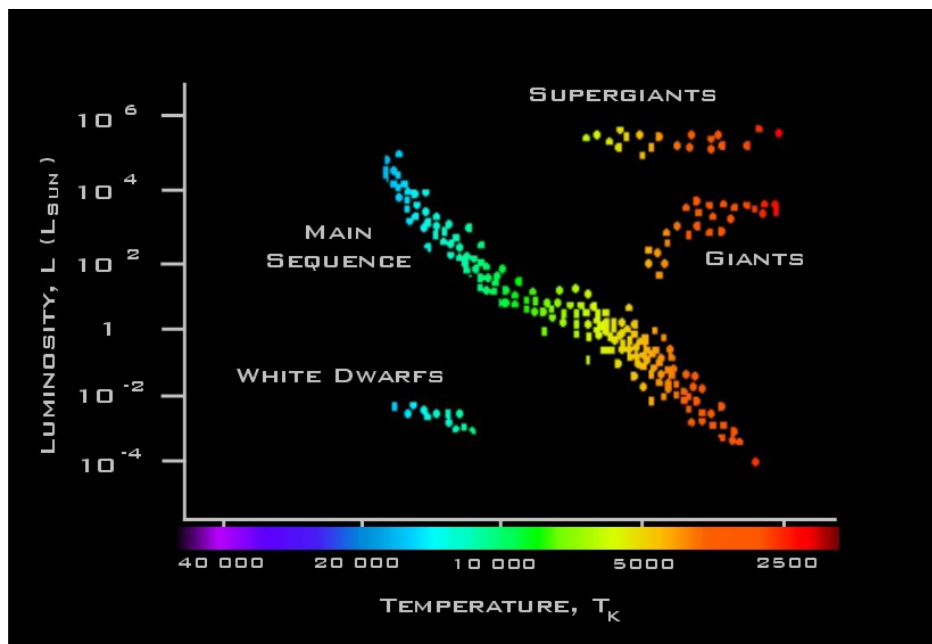
Nella sequenza principale vale la relazione:

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^a$$

in cui  $1 < a < 6$  a seconda della massa stellare.

Al di sopra e a destra della sequenza principale, ad alta luminosità e bassa temperatura sono collocate le giganti rosse e le supergiganti, mentre in basso a sinistra, a bassa luminosità ed alta temperatura, si trovano le nane bianche. È importante notare che nel diagramma la temperatura, nell'asse delle ascisse, è decrescente in quanto storicamente era rappresentata la lunghezza d'onda crescente.

Il diagramma HR non rappresenta una situazione statica, poiché le stelle cambiano zona a seconda della fase evolutiva.



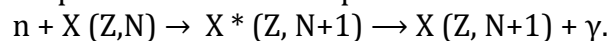
**Figura 1.2** : Diagramma HR schematico. Sono ben visibili la sequenza principale che lo attraversa da sinistra a destra e le zone delle giganti rosse e delle nane bianche.

### 1.1.2 Il processo s

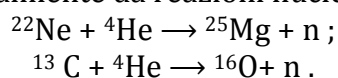
Gli elementi dall'  ${}^4\text{He}$  al  ${}^{56}\text{Fe}$  sono sintetizzati attraverso le reazioni nucleari di fusione che avvengono nelle stelle durante le diverse fasi della loro evoluzione. Per quanto riguarda, invece, gli elementi dopo il Ferro, circa la metà è prodotta attraverso il processo- s (slow), mentre l'altra metà attraverso il processo- r (rapid). [EMB]

Il processo-s avviene nella fase stellare di Gigante Rossa e permette la formazione di isotopi stabili e ricchi di neutroni dal  ${}^{56}\text{Fe}$  al  ${}^{209}\text{Bi}$  mediante due reazioni principali: la cattura dei neutroni, in cui la carica rimane costante e il decadimento beta, in cui è la massa dei nuclei a non variare.

La cattura neutronica per la sintesi di isotopi stabili avviene secondo la reazione:



Nel processo s il flusso di neutroni necessario per la cattura è relativamente basso ed è generato principalmente da reazioni nucleari:



Dopo la cattura neutronica, il nuovo isotopo instabile può subire un decadimento beta prima di assorbire un altro neutrone. In questo tipo di processo il tempo tra catture successive è molto elevato e può arrivare anche a diverse migliaia di anni, quindi gli isotopi hanno tempo per decadere dopo ogni assorbimento.

Il percorso del processo s segue molto da vicino la valle della stabilità  $\beta$  nella tavola dei nuclei (Figura 1.3).

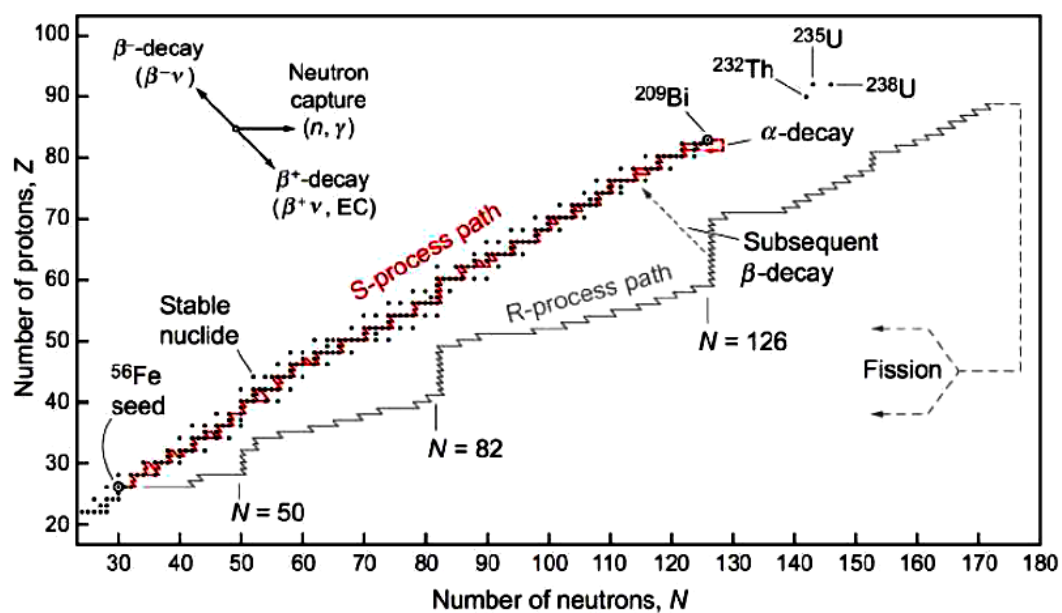
In particolari situazioni, la probabilità di cattura neutronica e quella di decadimento beta diventano comparabili e si arriva ad un punto di diramazione cruciale per la nucleosintesi stellare. E' quindi evidente come le sezioni d'urto di reazioni di cattura neutronica siano ingredienti chiave nello sviluppo dei modelli che possono spiegare le abbondanze degli elementi nell'ambiente stellare. Infatti, quando ci si trova nei punti di diramazione, le incertezze nelle sezioni d'urto di cattura possono propagarsi in grandi differenze di produzione di un dato isotopo all'interno di uno stesso modello.

### 1.1.3 Il processo r

Il processo- r avviene nella fase esplosiva della supernova, poiché necessita, al contrario del processo-s, di un flusso di neutroni alto e i tempi di cattura neutronica sono molto bassi, dell'ordine del secondo, tanto che un nucleo riesce a catturare molti neutroni in rapida successione prima che si verifichi un decadimento beta.

Grazie a questo processo vengono creati nuclei più pesanti del  $^{209}\text{Bi}$ , in particolare gli attinidi, si tratta, infatti, di nuclei instabili con vite medie brevi.

Questo tipo di processo può essere ricavato solo attraverso lo studio del processo s, in quanto non è ricavabile in laboratorio.



**Figura 1.3:** Carta dei nuclidi in cui compaiono i cammini del processo- s, che segue la valle di stabilità  $\beta$  e del processo- r. La linea spezzettata rappresenta un processo- r teorico per un flusso di neutroni verosimile. Immagine da [CER].

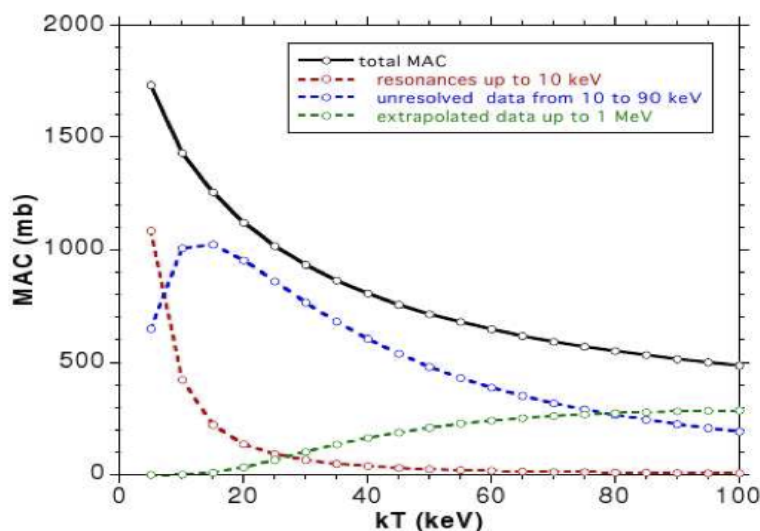
## 1.2 Sezione d'urto di cattura neutronica mediata sulla distribuzione Maxwelliana

Nello sviluppo dei modelli stellari è necessario inserire i dati relativi ai neutroni nella forma di sezioni d'urto mediate sulla distribuzione di energia cinetica dei neutroni stessi. Le sezioni d'urto mediate, MACS, si possono ottenere a partire dalla conoscenza della dipendenza energetica delle sezioni d'urto di cattura. Nell'ambiente stellare le velocità relative  $v$  tra i neutroni e gli isotopi bersaglio seguono una distribuzione di Maxwell-Boltzmann a una data temperatura  $T$ . Il rate di reazione, dunque, può essere espresso attraverso la sezione d'urto mediata sulla distribuzione Maxwelliana dell'energia cinetica. Quest'ultima è data dalla formula:

$$\sigma_A = \langle \sigma_\gamma \rangle_{KT} = \frac{\langle \sigma, v \rangle}{\langle v \rangle} = \frac{2}{\sqrt{\pi} (kT)^2} \int_0^\infty \sigma_\gamma (E) E e^{-\frac{E}{kT}} dE$$

dove  $\sigma_\gamma$  rappresenta la sezione d'urto di cattura neutronica calcolata all'energia cinetica totale nel centro di massa. Dalla MACS si può calcolare il rate di cattura stesso e di conseguenza le abbondanze nucleari nelle stelle.

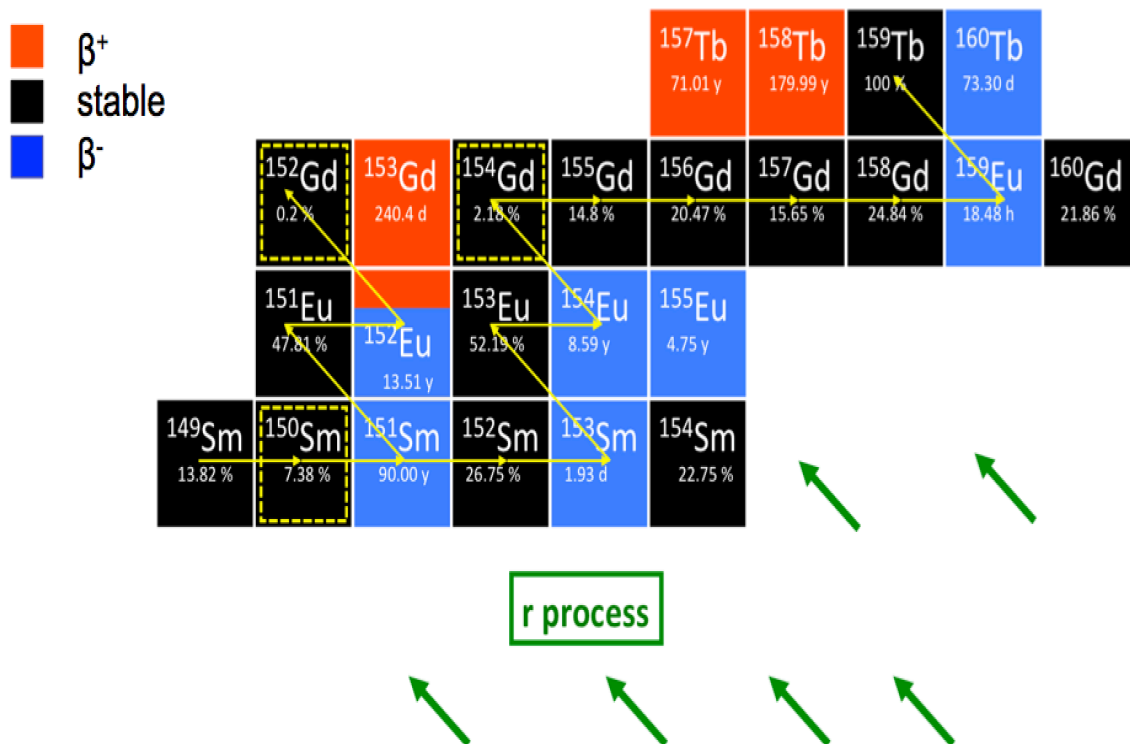
In Figura 1.4 sono mostrate le MACS per il  $^{99}\text{Tc}$  in funzione della temperatura, assieme al contributo alla sezione d'urto dovuto alle risonanze risolte. Come si vede in figura, quest'ultimo risulta significativo per basse temperature stellari. Questo impone la necessità di una conoscenza molto accurata delle sezioni d'urto neutroniche per poter confrontare i modelli teorici con i risultati sperimentali.



**Figura 1.4:** Sezioni d'urto di cattura neutronica per il  $^{99}\text{Tc}$  mediate sulla distribuzione Maxwelliana in funzione della temperatura stellare. Sono mostrati anche i contributi dovuti alle regioni di risonanze risolte e non risolte. Figura da [FG].

### 1.3 L'importanza degli isotopi di Gadolinio

La sezione d'urto di cattura neutronica ( $n, \gamma$ ) degli isotopi di Gadolinio ha un ruolo importante negli studi della nucleosintesi da parte del processo s. In particolare gli isotopi  $^{152}\text{Gd}$  e  $^{154}\text{Gd}$  sono da tempo considerati particolarmente importanti nello studio della nucleosintesi da parte del processo s. A differenza della maggior parte degli isotopi più pesanti del Ferro,  $^{152}\text{Gd}$  e  $^{154}\text{Gd}$  possono essere prodotti solo attraverso il processo s, poiché sono schermati dai nuclei isobari stabili del Sm dalla catena di decadimenti  $\beta$  provenienti dalla regione del processo r.



**Figura 1.5** : Cammino di Sm, Eu, Gd e Tb durante il processo s. In nero sono indicati gli isotopi stabili con l'abbondanza naturale. Gli isotopi prodotti dal solo processo s sono indicati dalla linea tratteggiata.

Questi isotopi sono di particolare interesse perché permettono di separare il contributo del processo s da quello r.

## 1.4 Dati in letteratura

In KADONIS – *Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars* si possono trovare le varie misure delle MACS a 30 KeV per ogni isotopo di Gadolinio, ottenute attraverso tecniche differenti (Tabella 1.1).

| Isotopo           | MACS a 30 KeV                                  | Tecnica                     |
|-------------------|--|-----------------------------|
| <sup>152</sup> Gd | 1049 ± 17 mb;<br>1003 ± 30 mb;<br>1045 ± 65 mb | TOF;<br>TOF;<br>attivazione |
| <sup>154</sup> Gd | 1028 ± 12 mb;<br>878 ± 27 mb;<br>1278 ± 102 mb | TOF;<br>TOF;<br>TOF         |
| <sup>155</sup> Gd | 2648 ± 30 mb;<br>2721 ± 90 mb                  | TOF;<br>TOF                 |
| <sup>156</sup> Gd | 615 ± 5.1 mb;                                  | TOF                         |
| <sup>157</sup> Gd | 1369 ± 15 mb;<br>1355 ± 39 mb;                 | TOF;<br>TOF                 |
| <sup>158</sup> Gd | 324 ± 3 mb;<br>319 ± 21 mb;<br>221 ± 20 mb;    | TOF;<br>TOF;<br>attivazione |
| <sup>160</sup> Gd | 200 ± 13 mb;<br>144 ± 14 mb;                   | attivazione;<br>attivazione |

**Tabella 1.1:** MACS a 30 KeV. Si possono notare delle discrepanze sulle diverse misure effettuate per ogni isotopo.

Non si può utilizzare un campione naturale, ma occorrono campioni arricchiti e l'unica agenzia che fornisce isotopi di Gadolinio arricchiti è ORNL. In tabella vengono riportati per ogni isotopo di Gd sia le abbondanze naturali sia gli arricchimenti:



| <b>Isotopo</b>    | <b>Abbondanza naturale<br/>%</b> | <b>ORNL enrichment<br/>%</b> |
|-------------------|----------------------------------|------------------------------|
| <sup>152</sup> Gd | 0.20                             | 32-51                        |
| <sup>154</sup> Gd | 2.15                             | > 66 e 99.3                  |
| <sup>155</sup> Gd | 14.73                            | >90                          |
| <sup>156</sup> Gd | 20.47                            | 93 - 99                      |
| <sup>157</sup> Gd | 15.68                            | > 90                         |
| <sup>158</sup> Gd | 24.87                            | > 95                         |
| <sup>160</sup> Gd | 21.9                             | 95 - 98                      |

**Tabella 2.2:** isotopi di Gd con le rispettive abbondanze naturali e arricchiti

# Capitolo 2

## La facility n\_TOF al CERN

### 2.1 Generalità e obiettivi

La necessità di misure sempre più accurate per sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni ha portato alla costruzione presso il CERN di Ginevra di una facility innovativa quale n\_TOF.

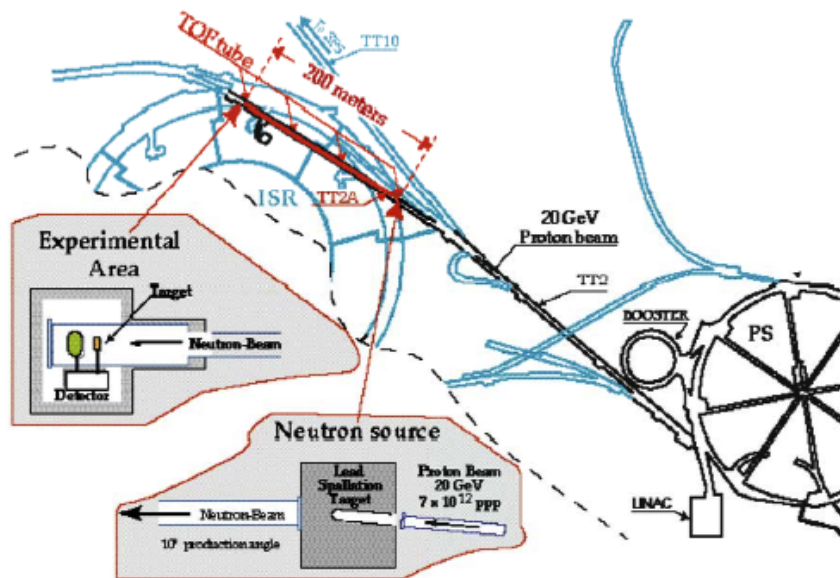
Uno dei vantaggi di n\_TOF è l'elevato flusso neutronico: nella *facility* vengono generati fino a  $2 \cdot 10^{15}$  neutroni per impulso, con un periodo di ripetizione che varia da 2.4 s a 16.7 s. Questo si ottiene grazie sia all'elevato flusso ottenibile dal meccanismo di spallazione di protoni a 20 GeV su un bersaglio di piombo, sia alla considerevole densità del fascio di protoni del Proto-Sincrotrone (PS) del CERN, che può generare pacchetti di intensità fino a  $7 \cdot 10^{12}$  ppp (protoni per impulso) con risoluzione temporale di 7 ns. I neutroni prodotti viaggiano per 200 m nella linea di volo inclinata di  $10^\circ$  rispetto all'asse dei protoni incidenti per minimizzare il numero di particelle secondarie lungo il fascio, fino a raggiungere l'area sperimentale EAR-1.

Nel 2004 l'esperimento si è fermato a causa di problemi di sicurezza nella zona del bersaglio di spallazione: l'area sperimentale in cui si trovava il bersaglio, infatti, presentava problemi di eccessiva attivazione.

Nel 2009 è iniziata la ripresa di n-TOF, grazie a numerosi studi che hanno portato a un cambiamento nella geometria del bersaglio in piombo rendendolo più robusto, con un sistema di raffreddamento più efficiente, un circuito di moderazione separato da quello di raffreddamento nonché di un impianto di ventilazione nell'area del bersaglio.

Alla fine del 2012, a causa del "First Long Shutdown" del CERN, anche n-TOF è stato costretto a fermarsi. E' in questa occasione che viene migliorata la prima sala sperimentale (EAR-1), posta a circa 200 metri dal bersaglio, consentendo la formazione di una seconda area sperimentale (EAR-2), collocata sulla verticale del bersaglio, a circa 20 m. In EAR-2 si può disporre di un flusso di neutroni molto più elevato, consentendo la misura di sezioni d'urto molto difficili su radionuclidi rari o di breve vita media.

Nel 2014 è iniziata la cosiddetta *n\_TOF phase-3*, con il primo fascio di neutroni inviato alle due sale sperimentali EAR-1 e EAR-2 [C].



**Figura 2.1** : Layout generale dell'esperimento. Il fascio di protoni viene estratto dal PS attraverso la linea di trasferimento TT2, alla cui fine è posto il bersaglio di piombo. Alla fine del TOF tube (TT2-A) i neutroni vengono rivelati a circa 185 m dalla zona di produzione, dove inizia EAR-1.

## 2.2 La tecnica del tempo di volo

Per eseguire misure di tempo di volo i neutroni devono essere emessi da una sorgente pulsata, cioè in pacchetti.

La tecnica del tempo di volo si basa sulla misura del tempo che un neutrone impiega a percorrere una distanza  $L$  fissa.

Questo tempo  $t$  è utilizzato per la determinazione della velocità  $v = L/t$  e quindi dell'energia cinetica  $E_n$  dei neutroni.

In caso non relativistico, ossia per basse velocità, si usa l'espressione classica dell'energia cinetica:

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \left(\frac{72.2977 L}{t}\right)^2, \text{ [GL]}$$

in cui  $E_n$  e  $m$  sono espressi in eV, il percorso di volo  $L$  in metri e il tempo di volo  $t$  in  $\mu\text{s}$ .

Se, invece, l'energia neutronica è maggiore di qualche KeV occorrono correzioni relativistiche, quindi si può usare direttamente la formula:

$$E_n = mc^2(\gamma - 1),$$

dove  $m$  è la massa a riposo del neutrone,  $c$  è la velocità della luce e  $\gamma$  è il fattore relativistico di Lorentz:  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ .

Per eseguire misure di tempo di volo i neutroni devono essere emessi dalla sorgente in pacchetti.

Sperimentalmente, il tempo di volo è ricavato dalla differenza di un segnale di stop  $t_n$  e di start  $t_0$ :

$$t = (t_n - t_0).$$

Il segnale di stop, che determina il tempo di arrivo del neutrone, in un esperimento il cui scopo è misurare la sezione d'urto di una reazione indotta, è dato dalla rivelazione dei prodotti di reazione emessi.

Il meccanismo di spallazione che genera il fascio di neutroni produce anche raggi  $\gamma$  che viaggiano lungo la linea di fascio e causano il cosiddetto  $\gamma$  - *flash* nei rivelatori, il quale è usato come tempo di riferimento per determinare l'istante iniziale  $t_0$ :

$$t_0 = t_\gamma - L/c ,$$

dove  $t_\gamma$  è il tempo registrato per il segnale indotto dal  $\gamma$ -*flash* e  $L/c$  il tempo che i fotoni impiegano per raggiungere l'area sperimentale.

### 2.3 Produzione del fascio di neutroni

I neutroni vengono prodotti per spallazione del fascio di protoni proveniente dal PS contro il bersaglio di piombo, inducendo così l'emissione di un elevato numero di particelle. Si ottiene così un fascio energetico di neutroni, che a 200 m dalla zona di produzione può arrivare fino ad un'intensità dell'ordine di  $10^5$  neutroni/cm<sup>2</sup>/impulso, contenente anche particelle secondarie emesse più avanti lungo la direzione del fascio.

Il numero di neutroni prodotti aumenta all'aumentare dell'energia dei protoni incidenti. La composizione chimica del bersaglio influenza la produzione di neutroni in modo che più pesante è il nucleo, maggiore è il numero di neutroni ottenuti.

Considerando le caratteristiche della *facility*, ogni protone genera  $\sim 360$  neutroni, alcuni dei quali vengono emessi nella giusta direzione per essere incanalati in un tubo a vuoto inclinato di  $10^\circ$  rispetto all'asse dei protoni incidenti attraverso il quale raggiungono la zona sperimentale.

### 2.4 Rivelatori di cattura

La cattura di un neutrone da parte di un nucleo porta all'immediata emissione di una cascata di raggi  $\gamma$  durante la diseccitazione del nucleo composto, che passa dallo stato eccitato allo stato fondamentale. L'energia totale è la somma dell'energia di separazione, che varia da qualche MeV a 10 MeV a seconda del nucleo bersaglio, e dell'energia cinetica. Quando il neutrone catturato ha bassa energia, l'energia della cascata di raggi  $\gamma$  è essenzialmente il Q-valore (Figura 2.2)

Un evento di cattura può essere quindi misurato rivelando uno o più raggi gamma emessi. Un sistema di rivelazione per studiare la sezione d'urto di reazione deve soddisfare alcune condizioni [FC]:

- L'efficienza di rivelazione deve essere indipendente dalla molteplicità dello spettro di raggi  $\gamma$  e dalla loro distribuzione energetica;
- in competizione con la reazione di cattura vi è sempre la diffusione neutronica, quindi la sensibilità ai neutroni scatterati deve essere minima;
- la risoluzione temporale deve essere molto buona.

La prima richiesta è spesso soddisfatta attraverso due metodi diversi, che portano alla separazione dei rivelatori in due classi: *Total Absorption* e *Total Energy Detectors*, entrambi presenti ad n\_TOF.

| Isotopo           | Binding energy (MeV) |
|-------------------|----------------------|
| <sup>152</sup> Gd | 6.25                 |
| <sup>154</sup> Gd | 6.44                 |
| <sup>155</sup> Gd | 8.54                 |
| <sup>156</sup> Gd | 6.36                 |
| <sup>157</sup> Gd | 7.94                 |
| <sup>158</sup> Gd | 5.94                 |
| <sup>160</sup> Gd | 5.64                 |

**Tabella 2.1:** Tabella che riporta il Q-valore per gli isotopi di Gadolinio.

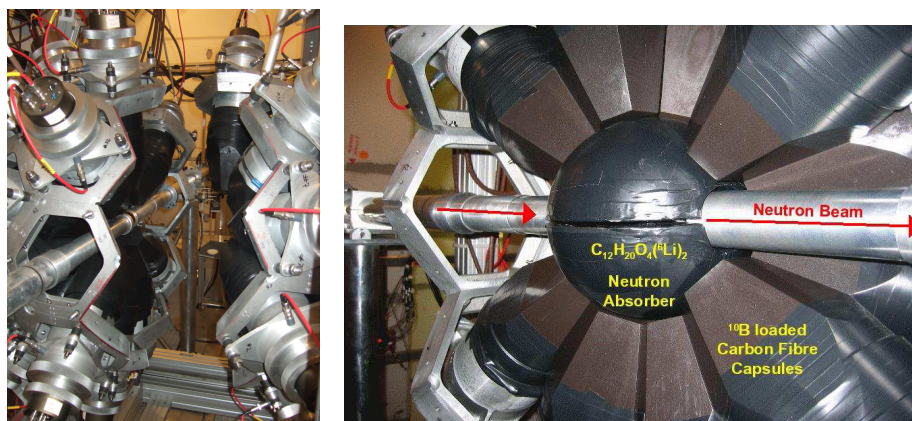
#### 2.4.1 Total Absorption Calorimeter (TAC).

Il calorimetro  $\gamma$  presente ad n\_TOF si basa sulla tecnica della Total Absorption. Questo tipo di rivelatori ha una geometria a  $4\pi$  ed un'efficienza di rivelazione del 100% per tutti i raggi  $\gamma$  della cascata, riuscendo così a rivelarla interamente. Questo metodo offre il vantaggio di poter ottenere una segnatura chiara della reazione di cattura attraverso la somma dell'energia dei raggi  $\gamma$  della cascata, che riflettono l'energia di legame del neutrone catturato. Se il rivelatore è segmentato in un numero sufficiente di moduli indipendenti, può fornire anche informazioni sulla molteplicità dell'evento. Combinando queste due informazioni risulta facile

discriminare gli eventi di cattura dal fondo dovuto al passaggio dei singoli raggi  $\gamma$  o da eventi di fissione, caratterizzati da molteplicità molto elevata.

Il rivelatore è costituito da 40 cristalli di  $\text{BaF}_2$  formati da un guscio sferico di 15 cm di spessore, al centro della quale è posizionato il bersaglio (Figura 2.2). E' stato scelto il  $\text{BaF}_2$  per costruire i cristalli per via della sua bassa sensibilità ai neutroni scatterati e della sua buona risoluzione energetica e temporale. Per ridurre il contributo del fondo dovuto ai neutroni diffusi dal bersaglio è stato installato anche un assorbitore di neutroni composto da capsule di carbonio e boro, che presenta una sezione d'urto di assorbimento estremamente elevata.

Questo tipo di rivelazione per misure di sezioni d'urto di cattura è usato quando la fissione è in competizione con la cattura, oppure quando la radioattività naturale del campione è alta. In questi casi è necessario registrare l'intera cascata elettromagnetica per distinguere l'evento di cattura dal background.



**Figura 2.2:** due immagini dell'array di  $\text{BaF}_2$  sono visibili i due emisferi del TAC con l'assorbitore di neutroni al centro e la linea del fascio che attraversa l'intero rivelatore.

#### 2.4.2 Total Energy Detector: $\text{C}_6\text{D}_6$

Il secondo metodo per misurare sezioni d'urto di cattura è la tecnica della *Total Energy detection*. I rivelatori usati hanno una bassa efficienza di rivelazione per  $\gamma$ , che è proporzionale alla loro energia  $E_\gamma$ :

$$\varepsilon_\gamma = k \cdot E_\gamma.$$

Quando l'efficienza di rivelazione dei raggi  $\gamma$  è così bassa ( $\varepsilon_\gamma \ll 1$ ) da poter supporre che un solo  $\gamma$  dell'intera cascata venga registrato, l'efficienza di un evento di cattura è:

$$\varepsilon_c = 1 - \prod_i (1 - \varepsilon_{\gamma i}) \sim \sum_i \varepsilon_{\gamma i}.$$

Si può quindi notare che l'efficienza di rivelazione di un evento di cattura  $\varepsilon_c$  è direttamente proporzionale solamente all'energia radioattiva totale rilasciata nell'evento, cioè la somma dell'energia di legame  $B_n$  e cinetica  $E_n$  del neutrone nel sistema di riferimento del centro di massa:

$$\varepsilon_c \sim kE_{\gamma i} \sim k(B_n + E_n^{cm}) = kE_X$$

e non dipende dal percorso reale della cascata.

I rivelatori *Moxon-Rae* raggiungono una proporzionalità approssimata tra l'energia del raggio  $\gamma$  e l'efficienza di rivelazione dello stesso attraverso un particolare design del rivelatore [MCM]. Nella loro versione più semplice, consistono in un convertitore (tipicamente un disco di grafite spesso 3 – 4 cm) in contatto diretto con uno scintillatore plastico montato su un fotomoltiplicatore [FC]. L'uso di questa tecnica è stato abbandonato a causa della non proporzionalità per energie al di sotto dei 0.5 MeV, della loro bassa efficienza e dell'alta sensibilità ai neutroni scatterati [FC]. Un approccio alternativo è quello della *pulse height weighting technique*, che si basa sull'assunzione che per ogni rivelatore sia sempre possibile trovare una funzione dell'altezza dell'impulso  $W(E)$  che, convoluta con la distribuzione dell'altezza degli impulsi dello spettro di cattura, sia uguale all'energia radioattiva totale  $E_X$ .

## 2.5 Misure di cattura

La quantità fisica determinata in un esperimento di cattura è lo yield, cioè la frazione dei neutroni che interagisce nel campione sotto analisi e genera un segnale nel rivelatore. Per nuclei non fissionabili, cioè per energie al di sotto della soglia di diffusione analastica, lo yield di cattura  $Y_c$  e di scattering  $Y_n$ , possono essere espressi in funzione della sezione d'urto totale ( $\sigma_{tot}$ ), di cattura ( $\sigma_\gamma$ ) e di scattering ( $\sigma_n$ ):

$$Y_c(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}} + Y_M$$

$$Y_n(E_n) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_n}{\sigma_{tot}} - Y_M ,$$

dove  $n$  è il numero di nuclei per unità di area (densità areale), mentre  $Y_M$  tiene conto del contributo degli eventi di cattura dovuti a neutroni che hanno subito uno o più scattering in precedenza. Il termine tra parentesi è dovuto all'autoassorbimento dei neutroni nel campione. Il valore teorico atteso per lo yield totale osservato  $Y$  è la somma:

$$Y = \varepsilon_c Y_c + \varepsilon_n Y_n$$

dove  $\varepsilon_c$  è la probabilità che un evento di cattura venga rivelato e  $\varepsilon_n$  la probabilità che un neutrone, dopo essere stato diffuso all'interno del campione, raggiunga il rivelatore ed induca una reazione di cattura nello stesso, generando un segnale.

Per bersagli sottili, per cui  $n\sigma_{tot} \ll 1$  si può applicare una comoda approssimazione:

$$Y_c(E_n) \approx n\sigma_\gamma,$$

da cui è possibile notare la proporzionalità che intercorre tra lo yield e la sezione d'urto di cattura.

Lo yield di scattering  $Y_n$  rappresenta il contributo legato ai neutroni che, dopo essere stati diffusi, vengono catturati dal rivelatore o da altri apparati nell'area sperimentale generando un segnale. Questi formano un fondo dipendente dal tempo che non può essere distinto dai veri segnali di cattura, quindi contribuisce allo yield totale osservato. La sensibilità ai neutroni diffusi ha un ruolo importante per i nuclei che hanno una probabilità di scattering maggiore rispetto a quella di cattura. Per studiare questi nuclei occorrono rivelatori con una bassa sensibilità ai neutroni diffusi e minimizzare la quantità di materiale che circonda il sistema campione-rivelatore.

Dal rate di conteggi  $C_c$  dei raggi  $\gamma$  misurato, corretto in seguito per il tempo morto e il fondo, si può ottenere lo yield sperimentale come:

$$Y_{exp}(t) = \frac{C_c(t)}{\Omega A \varphi_n(t)},$$

dove  $\varphi_n$  è il flusso neutronico incidente,  $A$  l'area effettiva del campione intercettata dal fascio di neutroni e  $\Omega$  l'angolo solido sotteso dal sistema di rivelazione. Per determinare lo yield di cattura, quindi, è necessario conoscere le efficienze per gli eventi di cattura parziali e la sensibilità ai neutroni diffusi, ma occorre anche una misura del flusso di neutroni.

Nei casi in cui è difficile conoscere con precisione la geometria del sistema di rivelazione ed è possibile sapere la dipendenza energetica del flusso di neutroni, quindi è conveniente introdurre un fattore di normalizzazione  $N_c$ :

$$Y_{exp}(t) = N_c \frac{C_c(t)}{\varphi_n(t)}.$$

## 2.6 Flusso di neutroni

È importante conoscere il flusso di neutroni in funzione dell'energia neutronica, per misurare accuratamente la sezione d'urto. Ad n\_TOF sono state effettuate varie misure del flusso, usando vari rivelatori che si basano sul minimizzare gli effetti sistematici relativi all'efficienza del rivelatore.

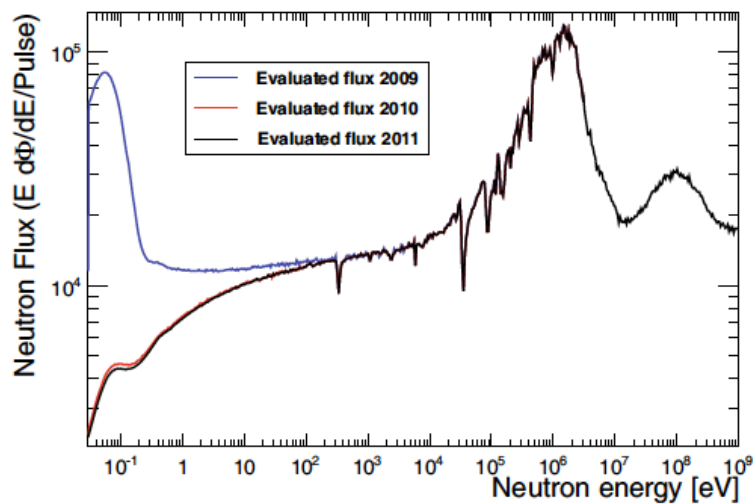


Il flusso neutronico  $\varphi_n(E_n)$  si può ottenere dalla formula:

$$\varphi_n(E_n) = N_\varphi \frac{C_\varphi(E_n)}{Y_\varphi(E_n)},$$

dove  $Y_\varphi(E_n)$  è lo yield di una reazione ben nota.

Per una corretta misura occorre applicare una correzione per il tempo morto e il background agli spettri di tempo di volo.



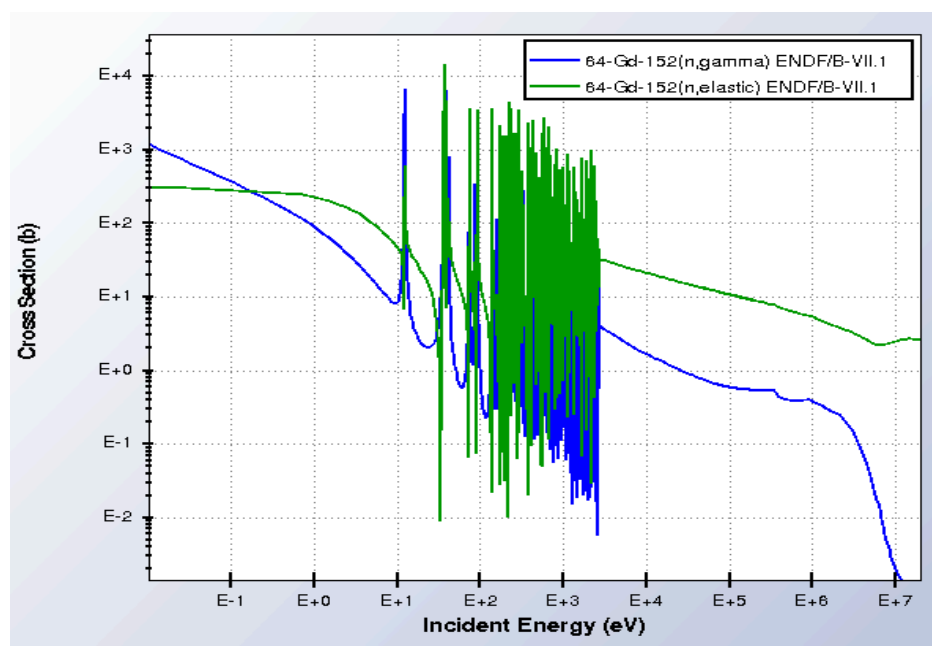
**Figura 2.3:** Flusso neutronico ad n\_TOF, nella fascia che va dall'energia neutronica termale a 1 GeV. Figura da [JA]

# Capitolo 3

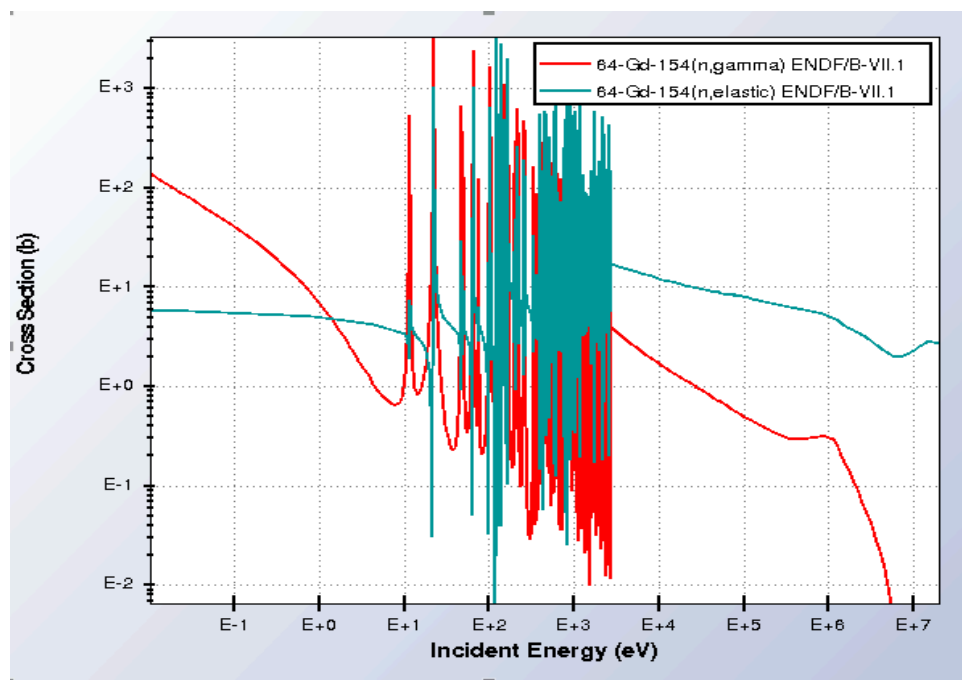
## Analisi

### 3.1 Sezione d'urto di cattura neutronica per gli isotopi di Gadolinio

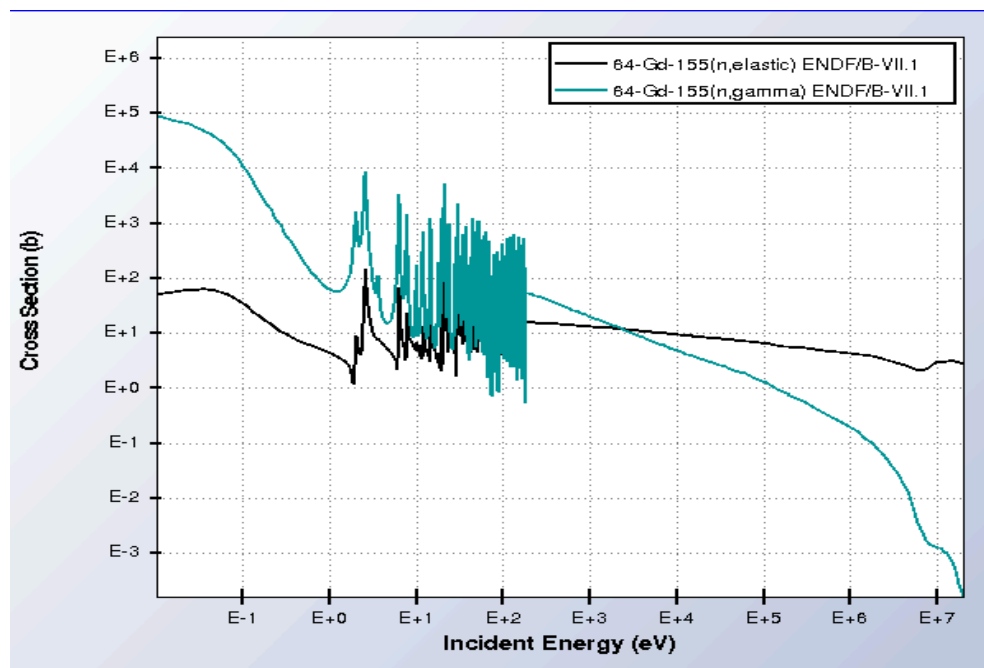
Esistono database con i dati nucleari che permettono di ottenere l'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia incidente, come mostrato nelle figure seguenti. In ogni figura compare sia la curva che indica la sezione d'urto  $(n, \gamma)$  sia quella della sezione d'urto  $(n, \text{elastic})$ .



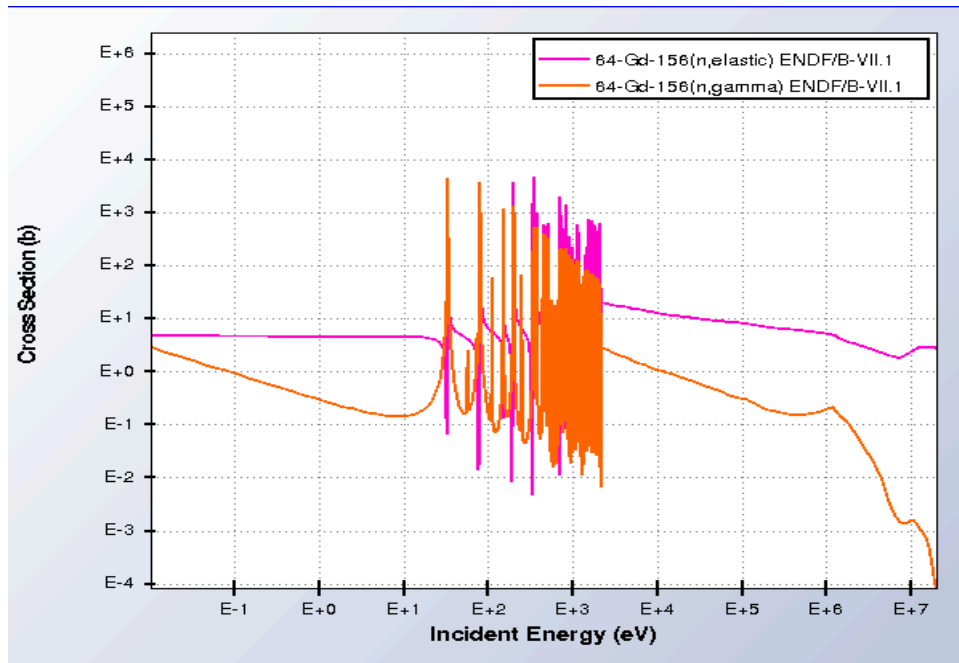
**Figura 3.1:** sezione d'urto  $(n, \gamma)$  e  $(n, \text{elastic})$  in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{152}\text{Gd}$ .



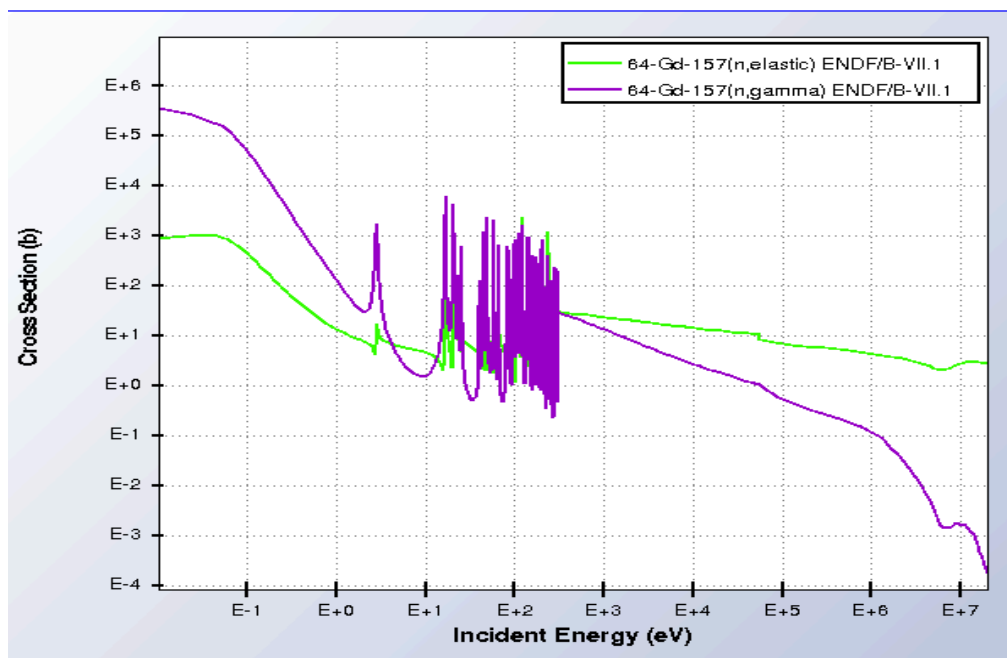
**Figura 3.2:** sezione d'urto  $(n, \gamma)$  e  $(n, \text{elastic})$  in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{154}\text{Gd}$ .



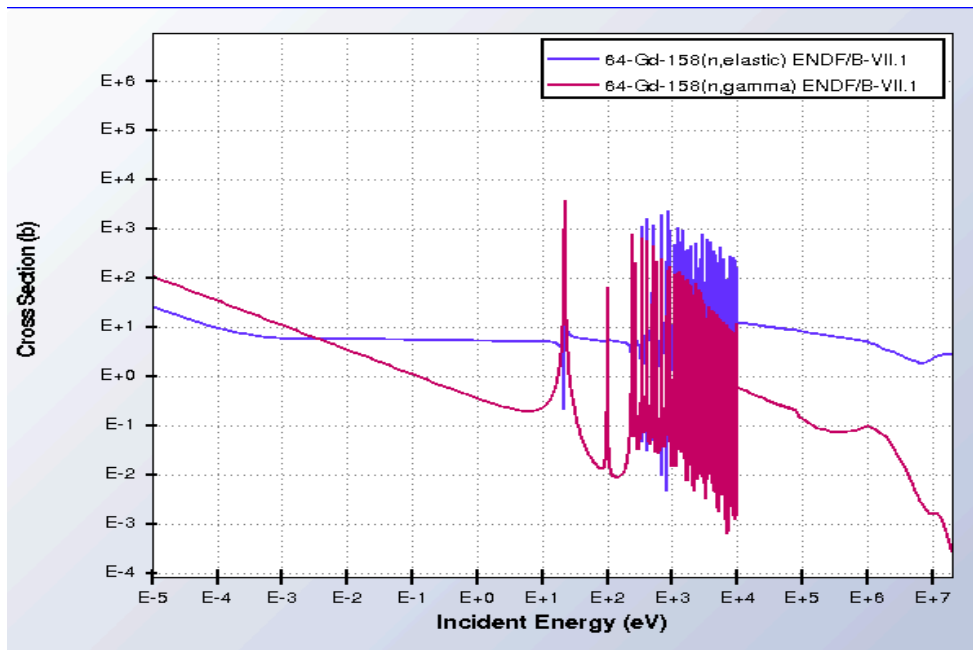
**Figura 3.3:** sezione d'urto  $(n, \gamma)$  e  $(n, \text{elastic})$  in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{155}\text{Gd}$ .



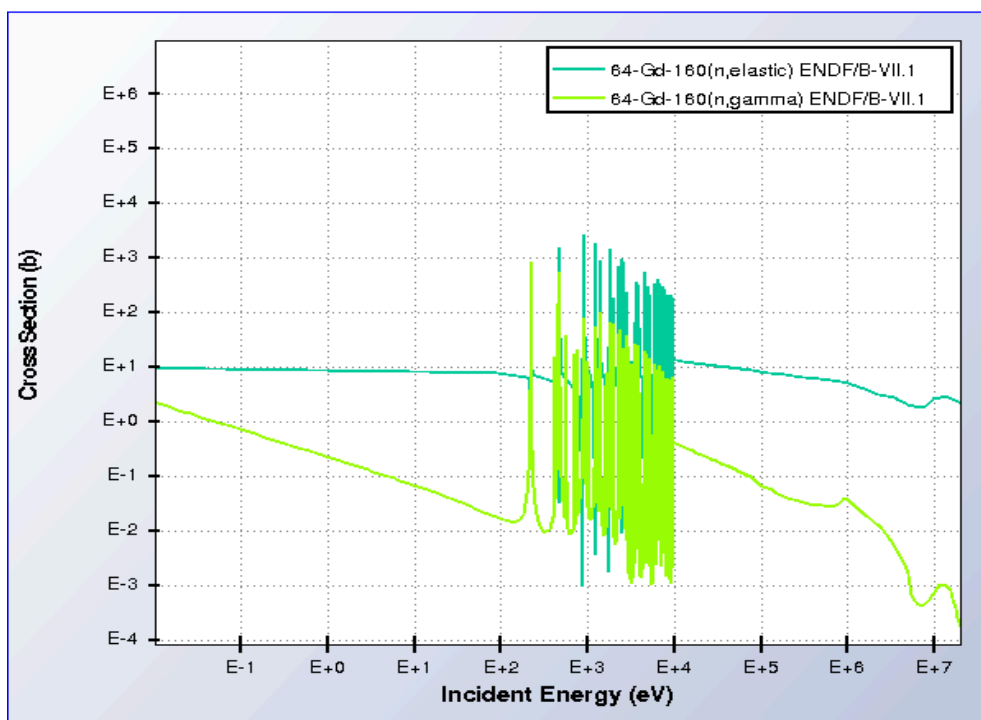
**Figura 3.4:** sezione d'urto ( $n, \gamma$ ) e ( $n, \text{elastic}$ ) in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{156}\text{Gd}$ .



**Figura 3.5:** sezione d'urto ( $n, \gamma$ ) e ( $n, \text{elastic}$ ) in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{157}\text{Gd}$ .



**Figura 3.6:** sezione d'urto (n,  $\gamma$ ) e (n, elastic) in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{158}\text{Gd}$ .



**Figura 3.7:** sezione d'urto (n,  $\gamma$ ) e (n, elastic) in funzione dell'energia incidente per isotopo di  $^{160}\text{Gd}$ .

Questo tipo di analisi ha permesso di capire quale rivelatore di cattura è meglio utilizzare e osservando i dati si nota che occorre effettuare le misure di sezioni d'urto di cattura di campioni di isotopi arricchiti attraverso i rivelatori  $C_6D_6$ , perché hanno una minore sensibilità ai neutroni scatterati.

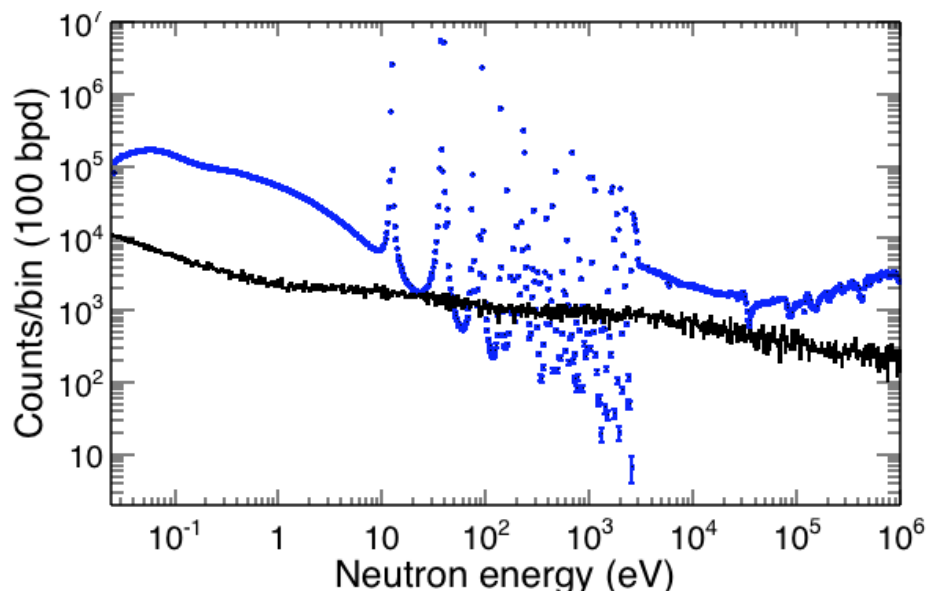
### 3.2 La determinazione di spessore di campioni

Per poter capire qual è lo spessore del campione da utilizzare è necessario calcolare il count rate per la reazione  $(n,\gamma)$ , in modo che superi il background tipico misurato in sala sperimentale.

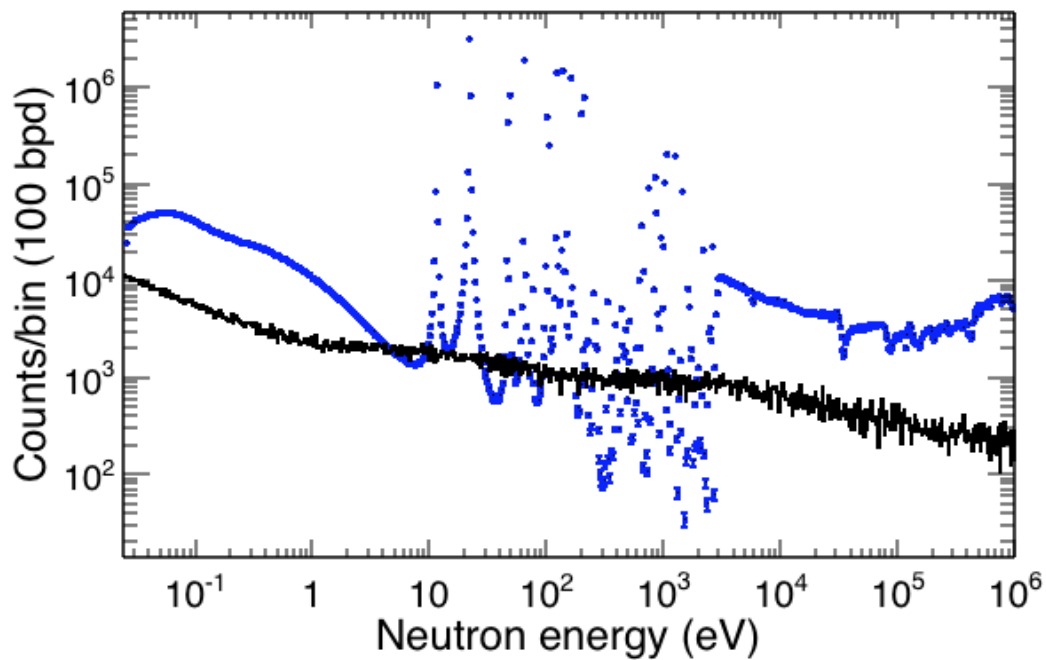
Il count rate è definito attraverso la formula:

$$C_R = \frac{N\varphi_n \cdot n \cdot \sigma_{(n,\gamma)}}{\varepsilon_{riv}}$$

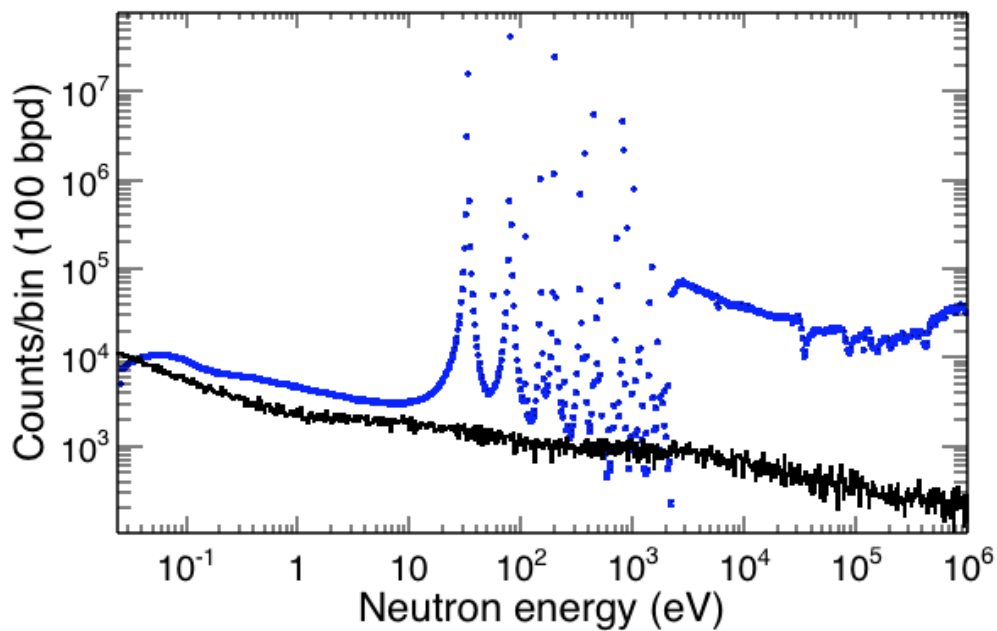
dove  $\varphi_n$  è il flusso di neutroni,  $n$  è la densità reale del campione, si tratta del parametro da determinare affinché il count rate sia sopra il background di almeno un fattore 2,  $\sigma_{(n,\gamma)}$  è la sezione d'urto di cattura neutronica e  $\varepsilon_{riv}$  indica l'efficienza di rivelazione studiata nella sezione 2.4 (20 %).



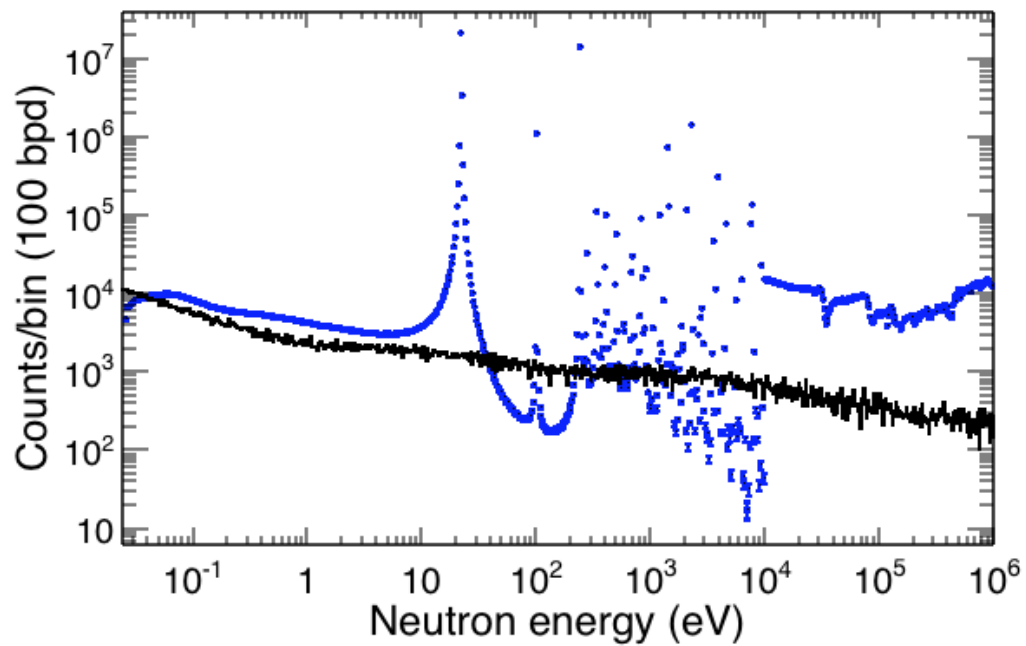
**Figura 3.8:** Count rate in funzione dell'energia neutronica per campione di 0.3 g di  $^{152}\text{Gd}$ . Il background stimato è indicato in nero.



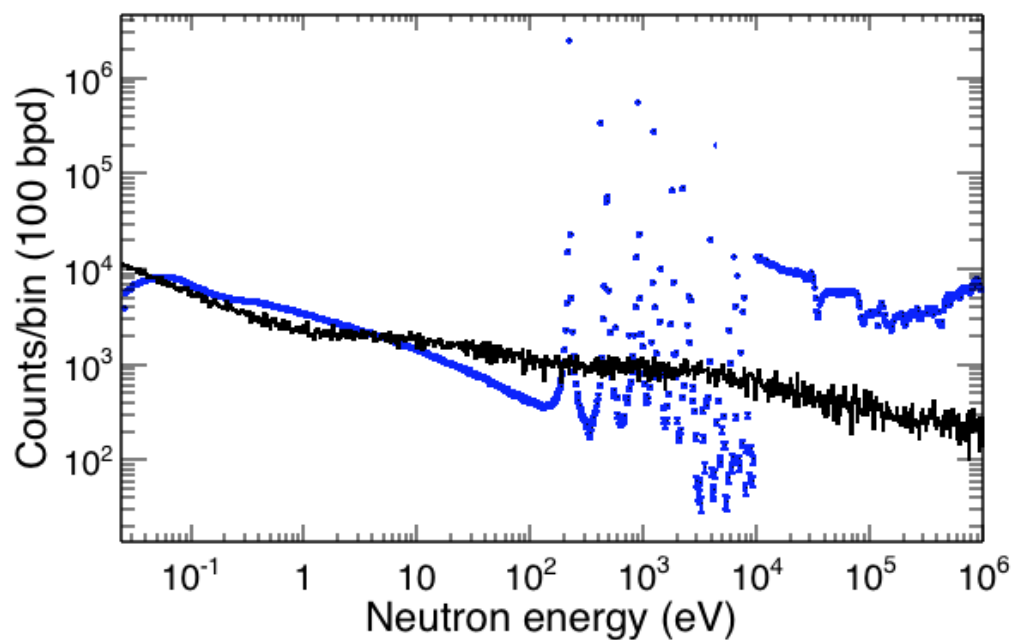
**Figura 3.9:** Count rate in funzione dell'energia neutronica per campione di 0.3 g di  $^{154}\text{Gd}$ . Il background stimato è indicato in nero.



**Figura 3.10:** Count rate in funzione dell'energia neutronica per campione di 8 g di  $^{156}\text{Gd}$ . Il background stimato è indicato in nero.



**Figura 3.11:** Count rate in funzione dell'energia neutronica per campione di 6 g di <sup>158</sup>Gd. Il background stimato è indicato in nero.



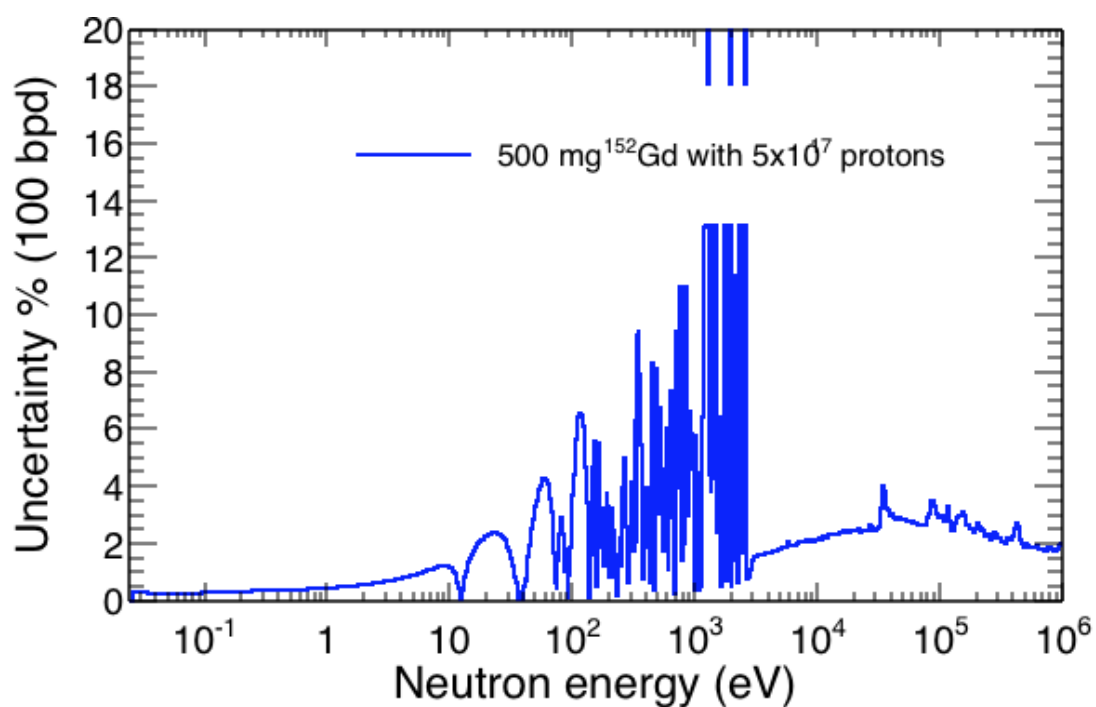
**Figura 3.12:** Count rate in funzione dell'energia neutronica per campione di 8 g di <sup>160</sup>Gd. Il background stimato è indicato in nero.



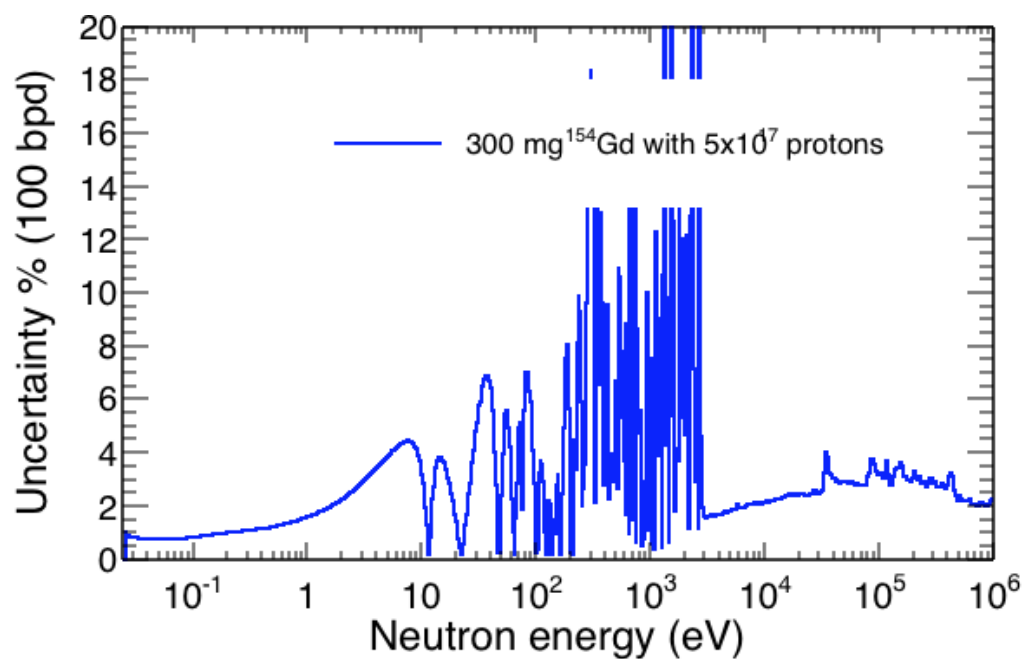
| Isotopo           | Massa campione<br>g |
|-------------------|---------------------|
| $^{152}\text{Gd}$ | 0.3                 |
| $^{154}\text{Gd}$ | 0.8                 |
| $^{156}\text{Gd}$ | 8                   |
| $^{158}\text{Gd}$ | 6                   |
| $^{160}\text{Gd}$ | 8                   |

**Tabella 3.1:** Tabella riassuntiva con le masse di campione utilizzate per ogni isotopo pari di Gd.

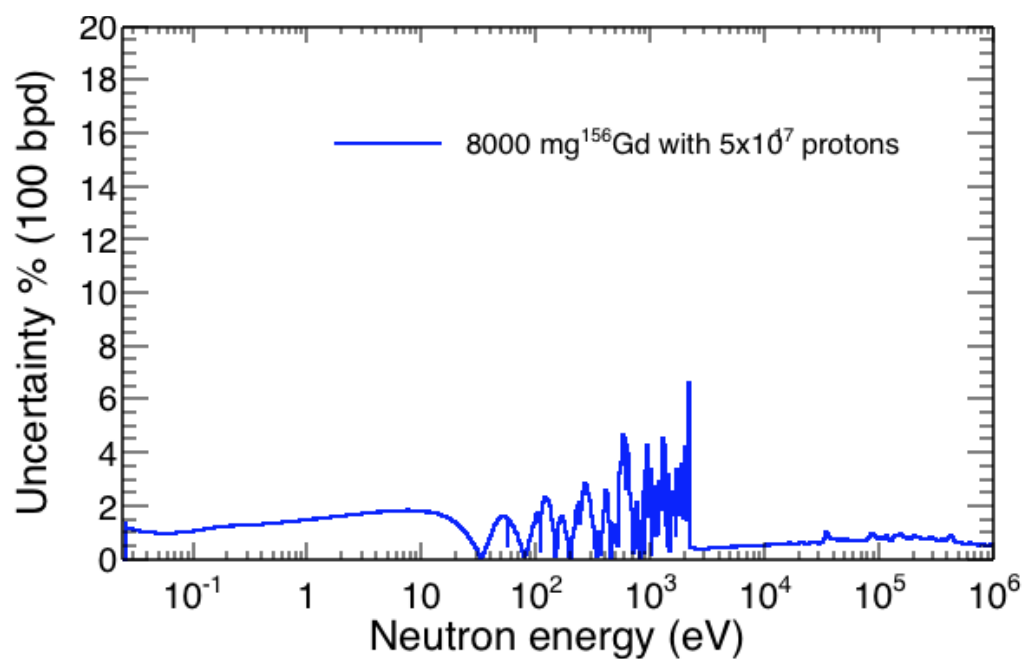
Le masse riportate in Tabella 3.1 hanno permesso di ottenere un'incertezza relativa al count rate nella maggior parte dei casi migliore del 5 %, utilizzando 100bpd (bin per decade), per ogni isotopo pari di Gadolinio.



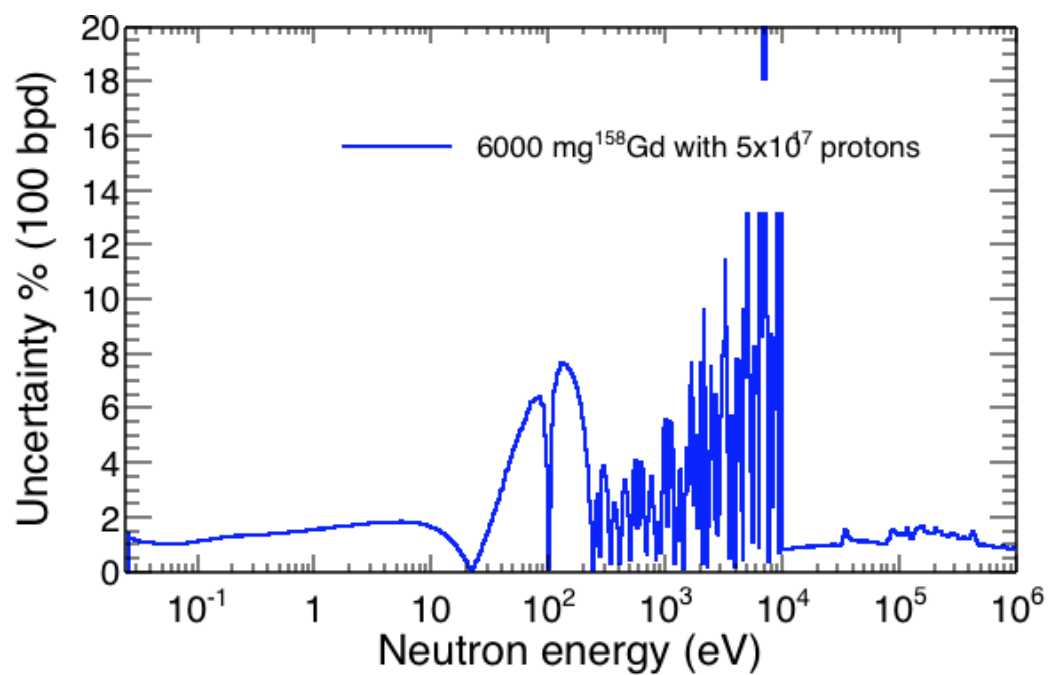
**Figura 3.13:** Incertezza relativa al count rate in funzione dell'energia neutronica per isotopo  $^{152}\text{Gd}$ .



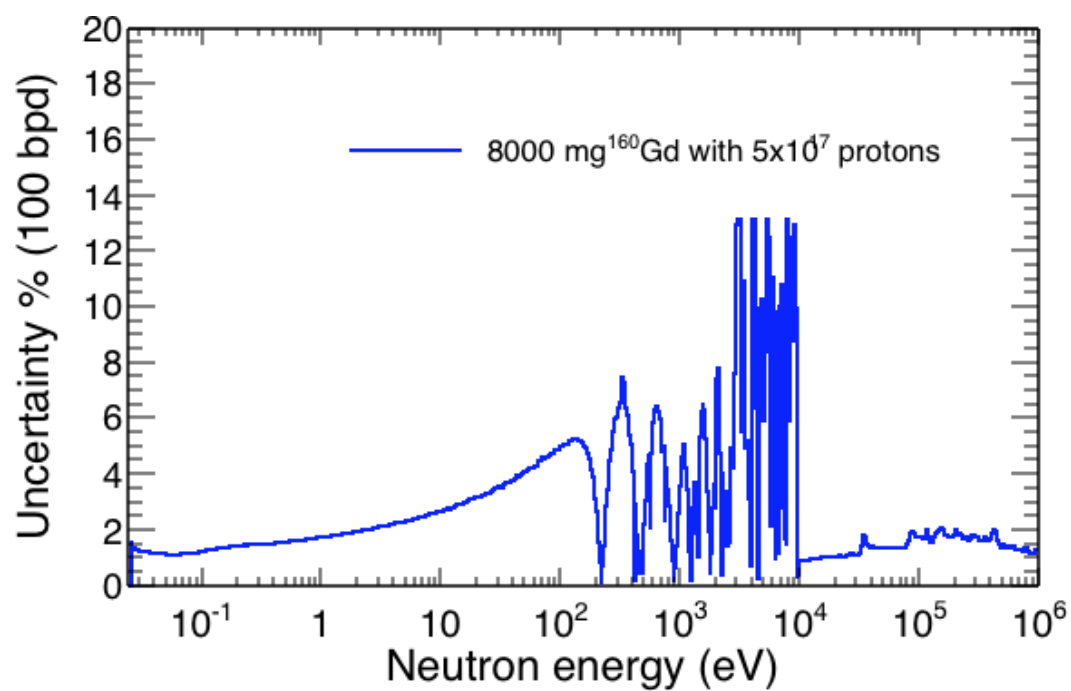
**Figura 3.14:** Incertezza relativa al count rate in funzione dell'energia neutronica per isotopo  $^{154}\text{Gd}$ .



**Figura 3.15:** Incertezza relativa al count rate in funzione dell'energia neutronica per isotopo  $^{156}\text{Gd}$ .



**Figura 3.16:** Incertezza relativa al count rate in funzione dell'energia neutronica per isotopo  $^{158}\text{Gd}$ .



**Figura 3.17:** Incertezza relativa al count rate in funzione dell'energia neutronica per isotopo  $^{160}\text{Gd}$ .

## Conclusioni

Ci si è proposti di misurare la sezione d'urto di cattura degli isotopi di Gadolinio pari, vista la loro importanza in campo astrofisico- nucleare. I risultati delle varie misure sono presenti in letteratura, ma presentano molte discrepanze che richiedono ulteriori studi più precisi. A tale proposito, ad n\_TOF saranno effettuate una serie di misure utilizzando campioni di isotopi di Gadolinio arricchiti attraverso i rivelatori  $C_6D_6$ , che sono risultati migliori per questo tipo di studio. In questa tesi si sono calcolati gli spessori ottimali per ottenere incertezze sulle misure future dell'ordine o minori del 5 %, in uno spettro energetico che va dall'energia termica fino a circa 100 KeV.

## Bibliografia

[C] CERN, Bulletin Issue No. 32-34/2014 – Monday 4 August 2014.

[CER] C. E. Rolfs e W. S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, University of Chicago Press, Chicago, 1998.

[EMB] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler e F. Hoyle, *Synthesis of the Elements in Stars*, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547.

[FC] F. Corvi, *The measurement of neutron capture cross section via prompt gamma- ray detection*, in C. Coceva et al., (Eds), Proceeding Specialists Meeting on Measurement, Calculation and Evaluation of Photon Production Data, Bologna November 9- 11, 1994, Report NEA/NSC/DOC (95) 1 229- 246.

[FG] F. Gunsing, *Neutron resonance spectroscopy*, CEA/Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN.

[GL] G. Lorusso et al., *Time- energy relation of the n TOF neutron beam: energy standards revisited*, Nucl. Instr. e Meth. A 532 (2004) 622- 630.

[JA] The European Physical Journal A, *High- accuracy determination of the neutron flux at n\_TOF*.

[MCM] M. C. Moxon e E. R. Rae, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 24 (1963) 445.

[PWM] P. W. Merril, *Technetium in the stars*, Science 115 (1952) 484.