

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Studio di fattibilità per misure di trasmissione a n_TOF: il caso del ^{63}Cu

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Matthew Emerson

Correlatore:
Dott. Nicholas Pieretti

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

La sezione d'urto è la grandezza fisica in grado di descrivere quantitativamente le diverse tipologie di interazioni che possono avvenire tra neutroni e materiali. Una comprensione approfondita di questi processi è fondamentale sia per l'implementazione di tecnologie basate sulla fissione nucleare, sia per la ricerca scientifica in diversi ambiti della fisica. In questo lavoro di tesi sono stati analizzati i dati sperimentali raccolti presso la facility n_TOF del CERN, relativi a misure di trasmissione per ^{63}Cu , con l'obiettivo di determinare la sezione d'urto totale in funzione dell'energia cinetica dei neutroni. La procedura di analisi ha comportato inizialmente lo studio delle caratteristiche dei segnali ricevuti dai rivelatori e la selezione degli eventi riconducibili alle interazioni tra neutroni e campione. Successivamente, è stata ottenuta la stima della sezione d'urto mediante l'analisi comparativa degli spettri di energia raccolti con il campione e senza campione, ricavandoli dalla misura del tempo di volo dei neutroni dal punto di produzione all'area sperimentale. Infine, i risultati ottenuti sono stati confrontati con dati di riferimento provenienti da librerie nucleari, al fine di verificare la correttezza dell'approccio seguito.

Indice

Introduzione	1
1 Reattori a fissione nucleare: principi fisici e tecnologie emergenti	3
1.1 La transizione energetica e il ruolo dell'energia nucleare	3
1.1.1 Produzione di energia e necessità di ridurre gas serra	3
1.1.2 Impatto ambientale delle diverse fonti di energia	4
1.2 Reattori a fissione: fondamenti fisici	6
1.2.1 Reazioni di fissione e fusione	6
1.2.2 Modalità per sfruttare energia prodotta da fissione	7
1.2.3 Elementi principali dei reattori a fissione	9
1.3 Tipologie di reattori e nuove tecnologie	10
1.3.1 Le quattro generazioni di reattori	10
1.3.2 Reattori a neutroni veloci e autofertilizzanti	11
1.3.3 Necessità di dati ad alta energia	12
2 Sezioni d'urto e facility n_TOF del CERN	14
2.1 Interazioni con la materia e definizione di sezione d'urto	14
2.1.1 Interazioni di neutroni con la materia	15
2.1.2 Definizione di sezione d'urto	16
2.1.3 Sezioni d'urto per canali di reazione	17
2.2 Misura delle sezioni d'urto neutroniche	18
2.2.1 Il tempo di volo (ToF)	18
2.2.2 Tecnica del ToF per trasmissione e cattura	19
2.3 La Facility n_TOF del CERN	21
2.3.1 Caratteristiche generali e processo di spallazione	22
2.3.2 Bersaglio di Spallazione	23
2.3.3 Aree sperimentali	24
2.4 Rivelatori di n_TOF	26
2.4.1 Rivelatori di flusso	26
2.4.2 Rivelatori di cattura e fissione	28

3	Misure di trasmissione su ^{63}Cu: setup sperimentale e analisi preliminare	29
3.1	Campagna di misure per ^{63}Cu e ^{65}Cu a n-TOF	29
3.1.1	Campioni e area sperimentale	30
3.1.2	Modalità di misura e acquisizione dati	30
3.2	Analisi preliminare dei segnali per le misure di trasmissione su ^{63}Cu . . .	32
3.2.1	Modalità di analisi	32
3.2.2	Forma del segnale nei MGAS	33
3.3	Spettri di ampiezza	35
3.3.1	Calibrazione in energia	35
3.3.2	Spettri per i tre target e per i due rivelatori	36
3.3.3	Istogrammi 2D Ampiezza-Risetime	38
3.4	Spettri di tempo di volo	39
3.4.1	Confronto tra dedicati e parassiti	39
3.4.2	Confronto tra rivelatori	41
3.4.3	Spettri per i tre target	42
4	Determinazione della sezione d'urto totale σ_{tot}	44
4.1	Spettri di Energia	44
4.1.1	Confronto tra dedicati e parassiti	45
4.1.2	Confronto tra spettri dei campioni e Empty	45
4.2	Trasmissione	47
4.3	Sezione d'urto	49
4.3.1	Grafici ottenuti e confronto con la letteratura	50
4.3.2	Discussione dei risultati	50
	Conclusioni	53
	Bibliografia	55

Introduzione

Nei prossimi decenni, le attività antropiche richiederanno quantità di energia sempre maggiori. Contemporaneamente, per limitare gli effetti più negativi previsti dal cambiamento climatico, sarà necessario ridurre drasticamente le emissioni di gas serra in tutti i processi di produzione energetica. A tale scopo, risulta fondamentale accelerare la transizione verso modalità di generazione dell'energia più sostenibili e a minore impatto ambientale.

Tra le fonti di produzione energetica meno emissive vi sono le tecnologie che sfruttano la fissione nucleare, processo per il quale un atomo pesante colpito da un neutrone si divide in nuclei più leggeri rilasciando energia. I reattori nucleari sono quindi dispositivi che impiegano un flusso di neutroni con lo scopo di generare una catena controllata di fissioni.

I modelli di reattori tradizionali impiegano neutroni termici, ovvero con una bassa energia cinetica. Tuttavia, sono in fase di ricerca nuovi prototipi che impiegano neutroni con energie maggiori. Di conseguenza, risulta necessario approfondire le conoscenze sulle interazioni tra neutroni e materiali impiegabili nei reattori, per un ampio intervallo di valori energetici.

La grandezza fisica utilizzata per descrivere quantitativamente le diverse tipologie di reazioni tra neutroni e materia è la sezione d'urto. Una delle strutture di riferimento per misure ad alta precisione di sezioni d'urto è la facility n_TOF del CERN a Ginevra. Essa impiega neutroni prodotti attraverso un bersaglio di spallazione e ne stima l'energia cinetica misurando il tempo di volo dal punto di produzione fino alla stazione sperimentale con il campione. Nell'area di misura possono essere seguite procedure di rivelazione differenti a seconda del tipo di interazione da studiare. Un esempio sono le misure di trasmissione, con le quali è possibile, valutando quanti neutroni rimangono in un fascio di neutroni dopo aver attraversato il bersaglio, stimare la sezione d'urto totale, ovvero la probabilità che sia avvenuta una qualsiasi interazione.

Un materiale di particolare interesse per le applicazioni nucleari è il rame. Esso infatti può essere inserito in diversi componenti dei reattori a fissione e potrebbe essere rilevante anche in potenziali prototipi futuri basati sulla fusione. Inoltre, avere dati più precisi sulle sezioni d'urto del rame è utile anche per la ricerca in astrofisica nucleare, ai fini della comprensione dei processi di nucleosintesi del rame. Per questi motivi, a n_TOF è

stata avviata una campagna di misure di trasmissione sui due isotopi naturali stabili del rame: ^{63}Cu e ^{65}Cu .

In questa tesi, viene illustrata la procedura seguita per analizzare i dati raccolti di ^{63}Cu , con l'obiettivo di stimare la sezione d'urto totale in funzione dell'energia cinetica dei neutroni. Tali risultati possono essere utilizzati, in combinazione con altre misure, per valutare l'occorrenza di diverse tipologie di interazione tra neutroni e materiali.

Prima di descrivere le procedure sperimentali, nel primo capitolo si contestualizza il lavoro richiamando i principi fisici del processo di fissione e spiegando il ruolo dei diversi componenti di un reattore nucleare. Successivamente, si espongono le caratteristiche innovative dei modelli di nuova generazione.

Nel secondo capitolo, vengono introdotti i diversi modi in cui i neutroni possono interagire con la materia e viene spiegato il significato fisico della sezione d'urto. Segue la descrizione delle differenti modalità di misura basate sulla tecnica del tempo di volo e della facility n_TOF del CERN.

Nel terzo capitolo vengono presentati dettagli tecnici della campagna di misura per campioni di rame a n_TOF e si riportano le considerazioni relative all'analisi preliminare svolta sui dati raccolti negli esperimenti di trasmissione per ^{63}Cu .

Nel quarto e ultimo capitolo, viene fatta la stima della sezione urto a partire dagli spettri di energia. La validità dei risultati viene discussa confrontandoli con i dati di un riferimento preso dalle librerie nucleari.

Capitolo 1

Reattori a fissione nucleare: principi fisici e tecnologie emergenti

1.1 La transizione energetica e il ruolo dell'energia nucleare

1.1.1 Produzione di energia e necessità di ridurre gas serra

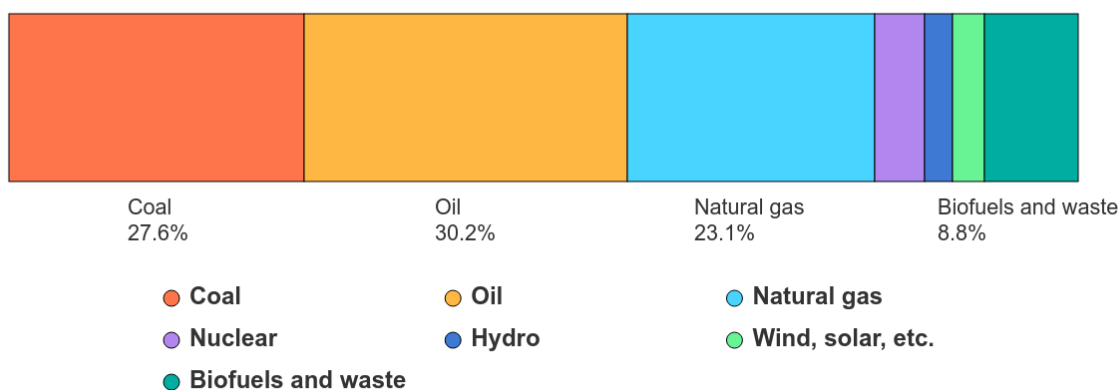
Tra le grandi sfide che l'umanità dovrà affrontare negli anni futuri vi è quella di far fronte ad una richiesta sempre maggiore di produzione energetica. Nel 2024 alcuni studi hanno registrato una domanda di energia a livello globale di quasi 650 EJ con un incremento del 2.2% rispetto all'anno precedente. Quest'ultimo è un dato in sensibile aumento se confrontato con la media dell'1.3% delle crescite annuali registrata nel decennio tra il 2013 e il 2023. L'incremento della domanda di energia è dovuto principalmente alla crescita del fabbisogno di elettricità, riconducibile sia alla maggiore frequenza di eventi meteorologici estremi, sia a tendenze strutturali quali la diffusione più capillare dei sistemi di condizionamento, l'elettrificazione dei trasporti e l'espansione di settori industriali legati alla digitalizzazione, ai data center e all'intelligenza artificiale [1].

Parallelamente alla necessità di soddisfare la crescente richiesta di energia, vi è anche quella di ridurre le emissioni globali di gas serra, ed in particolare di CO₂. Questi gas presenti in atmosfera sono trasparenti alla radiazione solare incidente nello spettro del visibile ma assorbono alcune frequenze della radiazione infrarossa riemessa dalla superficie terrestre. In condizioni naturali questo effetto è cruciale nel mantenere una temperatura terrestre adatta alla vita. Tuttavia, le attività antropiche hanno portato ad un aumento della concentrazione di questi gas tale da alterare significativamente il sistema climatico [2].

La produzione di energia è l'attività maggiormente responsabile dell'emissione di gas serra. Come si può vedere in Figura 1.1, nel 2022 circa l'80% dell'energia è stato pro-

dotto da fonti fossili, la cui combustione, necessaria per la produzione di elettricità o per l'alimentazione di macchine e veicoli, genera CO_2 [3, 4]. Sebbene l'implementazione di tecnologie pulite negli ultimi anni abbia avuto un impatto notevole sulla moderazione della crescita annuale di CO_2 a livello globale, la traiettoria delle emissioni di CO_2 viene considerata ancora superiore rispetto a quanto necessario per scongiurare i peggiori effetti previsti del cambiamento climatico [4, 5]. Per tentare di conseguire gli obiettivi di riduzione delle emissioni e raggiungere progressivamente il net zero, ovvero l'azzeramento delle emissioni nette di gas serra, sarà dunque necessario accelerare la transizione verso un sistema energetico sostenibile, basato su fonti a ridotto impatto ambientale.

Total energy supply by source, World, 2022



Source: International Energy Agency. Licence: CC BY 4.0

Figura 1.1: Produzione totale di energia per fonti diverse, Mondo, 2022. Le fonti fossili comprendono carbone, petrolio e gas naturale, le fonti rinnovabili sono solare, idroelettrico, eolico, biomasse, moto ondoso. Solitamente, il nucleare non si include in nessuna delle due categorie. Fonte immagine: [3].

1.1.2 Impatto ambientale delle diverse fonti di energia

Per valutare con maggiore accuratezza l'impatto ambientale delle diverse modalità di produzione energetica, si possono considerare le stime delle emissioni generate nei processi di produzione di elettricità, che rappresentano le attività a più alto rilascio di CO_2 . Tali emissioni vengono analizzate lungo l'intero ciclo di vita degli impianti, dalla fase di costruzione fino alla dismissione e alla gestione dei rifiuti.

Le emissioni vengono generalmente espresse in *grammi di anidride carbonica equivalente*, una misura che esprime l'impatto sul riscaldamento globale di una certa quantità

di gas serra rispetto alla stessa quantità di anidride carbonica, per kilowattora prodotto ($\text{gCO}_2 \text{ eq/kWh}$). Un'analisi di riferimento in questo campo è contenuta nel Quinto Rapporto di Valutazione dell'IPCC (AR5, 2014), che fornisce una stima delle emissioni medie per le principali fonti di generazione elettrica sulla base di risultati di centinaia di studi scientifici indipendenti [6].

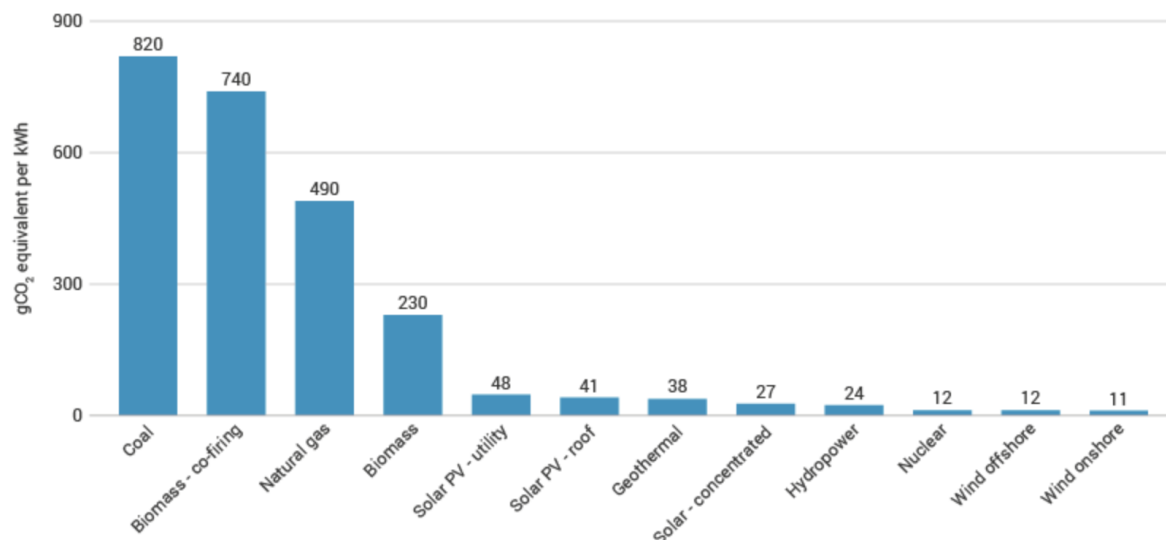


Figura 1.2: Valori medi di emissioni di gas serra per diverse tecnologie di generazione elettrica per l'intero ciclo vita, calcolati dall'IPCC. Fonte immagine: [7].

Come possibile notare osservando la Figura 1.2, le tecnologie basate su fonti rinnovabili e sul nucleare risultano essere decisamente meno emissive rispetto a quelle funzionanti con combustibili fossili. In particolare, il nucleare, pur non essendo incluso tra le sorgenti di energia rinnovabili, presenta rispetto a queste valori di emissioni comparabili o inferiori, con un valore mediano stimato a $12 \text{ gCO}_2 \text{ eq/kWh}$. Alcuni studi successivi, come quello di UNECE nel 2020 [8], hanno valutato ulteriormente al ribasso l'entità delle emissioni rispetto a quanto previsto nel resoconto dell'IPCC. Si ritiene inoltre che miglioramenti nell'efficienza, nella gestione dei materiali e nel ciclo del combustibile possano offrire un impatto ambientale ancora più ridotto, rafforzando il potenziale contributo del nucleare alla decarbonizzazione del settore energetico.

Questi dati evidenziano come l'energia nucleare costituisca una delle soluzioni a basse emissioni più rilevanti per affrontare la transizione energetica. Nelle prossime sezioni verranno introdotti i principi fisici alla base delle reazioni nucleari e del funzionamento dei reattori a fissione, insieme a una descrizione delle tecnologie emergenti e delle prospettive future in relazione agli obiettivi climatici.

1.2 Reattori a fissione: fondamenti fisici

1.2.1 Reazioni di fissione e fusione

L'energia nucleare può essere liberata nelle reazioni nucleari attraverso due differenti processi: la *fissione* e la *fusione*.

Durante la fissione, il rilascio energetico avviene quando un nucleo più pesante si scinde in due o più nuclei più leggeri. Al contrario, durante la fusione l'energia viene sprigionata se nuclei leggeri si combinano per formare un nucleo più pesante, come avviene naturalmente nelle stelle.

Per spiegare a cosa ci si riferisca quando si parla di nuclei leggeri e pesanti e perché entrambi i processi siano esotermici è necessario introdurre il concetto di *energia di legame nucleare*. Per un nucleo con un numero di massa A e un numero di protoni Z , essa viene definita come:

$$B = [Zm_p + (A - Z)m_n - m(A, Z)]c^2 \quad (1.1)$$

dove m_n e m_p corrispondono rispettivamente alla massa del neutrone e del protone mentre $m(A, Z)$ è la massa del nucleo in questione, entrambi in MeV/c^2 . Una stima molto accurata di B in funzione di Z ed A viene fornita dalla formula semi empirica di Weizsäcker, che si basa sul modello a goccia di liquido ideato da George Gamow, descritto in dettaglio nel riferimento [2].

Sperimentalmente si verifica che $m(A, Z)$ è inferiore alla somma delle masse dei singoli nucleoni che compongono il nucleo. Di conseguenza, osservando l'equazione 1.1, si può affermare che B rappresenta l'energia necessaria da fornire al sistema per scomporre completamente il nucleo nei suoi costituenti. A questo punto, conviene studiare l'*energia di legame per nucleone* B/A . Questo rapporto permette di valutare la stabilità di nuclidi diversi perché è un indicatore di quanto fortemente i singoli nucleoni siano legati in media al proprio nucleo [9, 10].

In Figura 1.3, è stato riportato l'andamento di B/A in funzione di A . Come si può osservare, il rapporto aumenta fino ad un massimo di circa 8.8 MeV in prossimità di $A=56$ con ^{56}Fe che rappresenta il nuclide più stabile, per poi decrescere lentamente. Pertanto, al fine di raggiungere configurazioni più stabili, nuclei più leggeri di ^{56}Fe possono unirsi per avere un valore di A risultante maggiore, mentre singoli nuclei ad alto A possono scindersi in nuclei più leggeri, ottenendo in entrambi casi energie di legame per nucleone maggiori. Questi processi rappresentano rispettivamente le reazioni di fusione e fissione introdotte all'inizio della sezione.

Il Q valore di una reazione nucleare si può ricavare usando la conservazione dell'energia e, chiamati a e b i nuclei iniziali e c e d i prodotti, si può esprimere come:

$$Q = [(m_a + m_b) - (m_c + m_d)]c^2 = B(c) + B(d) - B(a) - B(b) \quad (1.2)$$

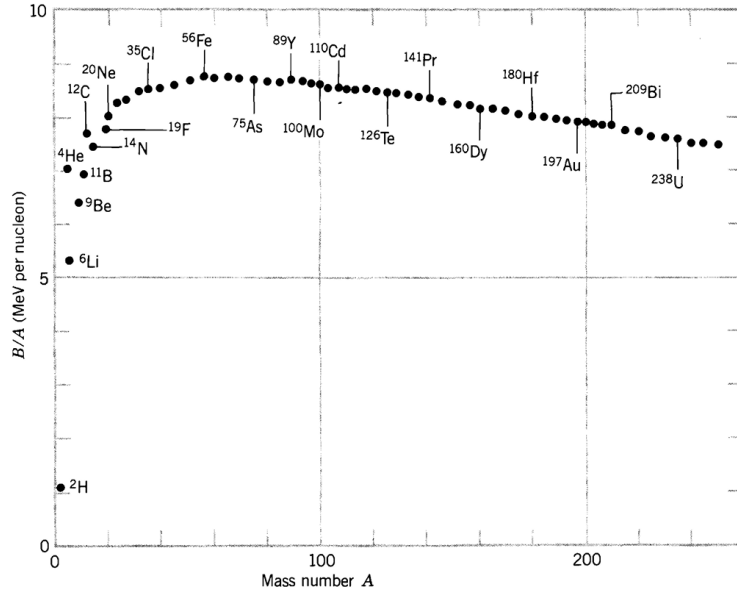


Figura 1.3: Energia di legame nucleare per nucleone, in funzione di A . Fonte immagine: [10].

Il termine di destra è stato ottenuto sostituendo alle masse l'inversa dell'equazione 1.1 e utilizzando la conservazione totale di protoni e neutroni. Riprendendo le osservazioni fatte in precedenza, le reazioni di fissione e fusione hanno prodotti con energie di legame maggiori rispetto ai nuclei iniziale e quindi per l'equazione 1.2 i Q valori nei casi considerati sono sempre positivi. Pertanto, entrambi i processi sono esotermici e potrebbero essere sfruttati per estrarre energia.

1.2.2 Modalità per sfruttare energia prodotta da fissione

Quando, negli anni Trenta e Quaranta del Novecento, i principi fondamentali della fisica dei nuclei iniziarono a essere compresi con maggiore chiarezza, si cominciò a pensare che la grande quantità di energia sprigionata nelle reazioni nucleari di fissione e fusione potesse essere sfruttata per scopi pratici. Si avviò quindi un percorso di ricerca volto a sviluppare tecnologie in grado di produrre energia elettrica dai processi nucleari.

Tra le due tipologie di reazione, risultò evidente fin dall'inizio che la fissione fosse quella più agevolmente realizzabile e controllabile dal punto di vista pratico. L'attuazione della fusione nucleare presenta infatti limiti tecnici più ingenti, legati in particolare alla necessità di superare la grande repulsione coulombiana presente quando i nuclei positivi si avvicinano. Solo in tempi recenti è partito concretamente lo sviluppo di prototipi

di ricerca e la realizzazione di modelli in grado di produrre energia elettrica per uso commerciale potrebbe avvenire nella seconda metà del nostro secolo.

Per quanto riguarda la fissione, la prima reazione controllata fu ottenuta da un gruppo guidato da Enrico Fermi nel 1941 e negli anni 50' furono accesi i primi reattori commerciali. Nei decenni successivi, grazie a miglioramenti nella sicurezza e nell'efficienza, sono stati sviluppati reattori di seconda generazione, che attualmente sono in maggioranza. A partire dagli anni 90' sono stati realizzati i primi prototipi di terza generazione e al momento è attiva la ricerca per modelli di quarta generazione. La descrizione dettagliata dei vari tipi di reattori è data nella sezione 1.3.

La fissione può avvenire se si supera una barriera di potenziale, oltre la quale il nucleo può scindersi e dare origine ai frammenti finali più leggeri. Essa può verificarsi spontaneamente quando, per nuclidi con un alto valore di A , la larghezza della barriera è abbastanza sottile da avere una probabilità di effetto tunnel non trascurabile. Tuttavia, l'evento si verifica raramente e non può essere sfruttato per la produzione di energia [2]. L'assorbimento di una piccola quantità di energia, come quella di un neutrone, può però generare uno stato intermedio da cui il sistema è in grado di raggiungere e superare la barriera di fissione. In questo caso si parla di fissione indotta da neutrone ed è la reazione utilizzata per la produzione di energia nei reattori nucleari. Un nuclide in grado di fissionare in seguito all'assorbimento di un neutrone con la sua sola energia di riposo è detto *fissile* e l'esempio più noto è quello di ^{235}U . Nuclidi che invece per fissionare necessitano di neutroni con un'energia cinetica oltre una determinata soglia sono detti *fissionabili ma non fissili*. Un esempio è ^{238}U . Infine, sono presenti i nuclidi *fertili*, che possono essere convertiti in nuclei fissili attraverso assorbimento di neutroni, come il già citato ^{238}U e ^{232}Th .

Oltre a generare nuovi nuclei, la fissione comporta l'emissione di neutroni che, a loro volta, possono innescare ulteriori eventi, sostenendo così una catena di reazioni. Tuttavia, non tutti i neutroni emessi alimenteranno le successive fissioni, in quanto alcuni possono essere assorbiti o disperdersi. Per quantificare i neutroni disponibili per nuove reazioni dopo un ciclo di fissione si può utilizzare il *fattore di moltiplicazione k* , ovvero il rapporto tra il numero di neutroni in una generazione rispetto a quella precedente [9]. Si individuano tre differenti casi a seconda dei valori di k possibili:

- $k > 1$: condizione di *sovracriticità*, ovvero il numero di fissioni, e quindi anche di energia rilasciata, aumenta di generazione in generazione
- $k < 1$: condizione di *sottocriticità*, per la quale il numero di fissioni diminuisce nel tempo e quindi la catena di fissioni tende ad arrestarsi
- $k = 1$: condizione di *criticità*, per cui la catena di fissione procede ad un ritmo costante con un rilascio costante di energia

Per produrre energia nucleare in un reattore si vuole alimentare una catena di fissione in maniera controllata e prevedibile. Pertanto, l'ideale è mantenere come condizione di

riferimento quella di criticità, portando il sistema in uno stato sovracritico solo durante la fase di accensione e in uno stato sottocritico in fase di spegnimento [9].

1.2.3 Elementi principali dei reattori a fissione

Nonostante le differenze che contraddistinguono tecnologie di energia nucleare diverse tra loro, è possibile individuare alcuni elementi essenziali che ogni reattore deve possedere. Si tenga in conto che la giustificazione fisica del ruolo delle diverse parti di un reattore che verranno elencate e della scelta dei materiali da utilizzare necessita della definizione di sezione d'urto, che verrà introdotta nel dettaglio nel capitolo 2. Per adesso è interpretabile come la probabilità che una particella incidente interagisca con un bersaglio. Verrà quindi presentata qui solo una prima descrizione qualitativa delle caratteristiche dei reattori a fissione.

Al centro di un reattore, dove viene controllata la catena di fissione, si trova il *nocciolo* ed all'interno di questa regione si possono distinguere alcune componenti fondamentali:

Combustibile: Il combustibile è costituito da una miscela di isotopi fissili e fissionabili, oppure fertili. Nella maggior parte dei casi si usano ^{235}U come nuclide fissile e ^{238}U come fissionabile ma vengono anche usati come materiali fissili ^{233}U e ^{239}Pu . L'uranio naturale è composto principalmente da ^{238}U (99.27%), mentre ^{235}U si trova in percentuali nettamente inferiori (0.72%). Esso viene usato direttamente in alcuni reattori, ma attualmente nella maggior parte dei casi per aumentare la probabilità di fissione si usa uranio arricchito, ovvero una miscela con una percentuale di ^{235}U solitamente tra il 2 e il 3%, ottenuta con modalità che sfruttano la piccola differenza di massa tra i due isotopi [10].

Moderatore: La probabilità che un nucleo di ^{235}U fissioni è più alta se i neutroni sono a bassa energia, ovvero con un'energia cinetica indicativamente tra 0.02 e 0.05 eV, e in tal caso si parla di neutroni *termici* [2]. I neutroni che però vengono rilasciati dopo una fissione sono ad alta energia, con energie cinetiche superiori a 0.5 MeV, e sono detti neutroni *veloci*. Nel caso di reattori ad uranio arricchito risulta quindi necessario, per sostenere la catena di fissioni, usare un materiale moderatore in grado di rallentare i neutroni prodotti attraverso una serie di collisioni elastiche. I moderatori però sono assenti in reattori che richiedono neutroni veloci, che verranno introdotti in seguito. Tra i materiali più utilizzati, vi sono l'acqua H_2O , l'acqua pesante D_2O e la grafite.

Refrigerante: Il refrigerante viene utilizzato per rimuovere calore dal nocciolo e da altre parti del reattore, sia per mantenere il sistema ad una temperatura adeguata che per avere energia utile. Trasferendo energia termica al fluido refrigeratore sarà infatti possibile ottenere energia elettrica tramite i classici metodi utilizzati nelle centrali termiche. Se si usano l'acqua o l'acqua pesante, moderatore e refrigerante coincidono. Se non sono presenti moderatori, si possono usare come refrigeranti diversi gas o il sodio liquido.

Al di fuori del nocciolo sono presenti anche altri elementi necessari al corretto funzionamento di un reattore nucleare:

Mantello: Il mantello è una fascia composta da materiali fertili che possono essere convertiti in materiale fissile attraverso i neutroni che fuoriescono dal nocciolo e la sua presenza è opzionale.

Riflettore: Il riflettore circonda il nocciolo ed è utile a ridurre la fuga di neutroni al di fuori del reattore. Il materiale che lo costituisce presenta un'elevata probabilità di scattering con i neutroni incidenti, in maniera tale che una parte di essi venga riflessa verso l'interno. In questo modo si recuperano neutroni per la fissione del combustibile, migliorando l'efficienza complessiva del reattore.

Barre di controllo: Le barre di controllo sono componenti mobili del reattore e sono fatte di materiale in grado di assorbire neutroni. Il loro spostamento permette quindi di modificare l'afflusso di neutroni e regolare la criticità del sistema. In particolare, nei sistemi tradizionali una loro "immersione" diminuisce il valore di moltiplicazione k , mentre "l'estrazione" lo aumenta. In situazioni di emergenza, le barre di controllo possono agire grazie alla presenza dei neutroni ritardati, ovvero di quella piccola percentuale (sotto l'1%) di neutroni che vengono emessi durante la fissione in un intervallo tra qualche secondo e qualche minuto dopo l'evento principale. In caso di malfunzionamenti, sarà infatti possibile inserire per tempo le barre e tenere sotto controllo la potenza del reattore.

Il reattore è interamente costruito all'interno di una struttura di contenimento in modo da proteggere l'ambiente esterno in caso di incidente.

1.3 Tipologie di reattori e nuove tecnologie

A partire dagli anni Cinquanta del Novecento, con l'accensione dei primi reattori commerciali, sono stati sviluppati modelli con caratteristiche differenti tra loro. Le diverse tipologie si possono raggruppare in base al moderatore, al refrigerante, al combustibile o altri aspetti. Inoltre, come accennato nella precedente sezione, i reattori possono essere inseriti in quattro generazioni in base al periodo di sviluppo, alle tecnologie implementate per assicurare efficienza e sicurezza e alle modalità di produzione dell'energia. Nella seguente sezione verranno quindi presentate sinteticamente le caratteristiche principali delle diverse tipologie di reattore, con una focalizzazione sui reattori di ricerca di IV generazione ed in particolare sulle tecnologie a neutroni veloci.

1.3.1 Le quattro generazioni di reattori

I e II generazione: Con generazione I si intendono i primi prototipi costruiti nel secondo dopoguerra, che producevano una quantità modesta di energia elettrica. Successivamente, furono sviluppati i reattori di II generazione che oggi costituiscono la maggioranza

degli impianti funzionanti. I più diffusi sono i reattori ad acqua leggera (LWR), che usano uranio arricchito come carburante e sono moderati e raffreddati con H_2O . Esistono anche i reattori ad acqua pesante, che usano uranio naturale e D_2O come moderatore, mentre in numero minore si trovano reattori raffreddati a gas e moderati a grafite e reattori raffreddati ad acqua e moderati a grafite.

III generazione: Sebbene la distinzione rispetto ai reattori di II generazione non sia sempre netta, con il termine reattori di III generazione si indicano generalmente modelli sviluppati a partire dagli anni '90, appartenenti alle stesse tipologie costruttive delle generazioni precedenti, ma caratterizzati da significativi miglioramenti in termini di sistemi di sicurezza passiva, efficienza termodinamica e vita operativa. Attualmente, a livello mondiale, sono in funzione o in fase di costruzione circa una decina di reattori di questo tipo [11].

IV generazione: I reattori di IV generazione sono modelli che prevedono caratteristiche di funzionamento innovative e che sono attualmente in fase di ricerca. Tra gli obiettivi elencati dal Generation IV International Forum (GIF), creato per coordinare lo sviluppo e la ricerca delle tecnologie per questi nuovi reattori, vi sono la sostenibilità, ovvero la fornitura di energia con un basso impatto ambientale e una più efficiente gestione delle scorie radioattive, una maggiore sicurezza degli impianti, la creazione di un modello di sviluppo vantaggioso economicamente rispetto ad altre fonti di energia e una maggiore protezione contro la proliferazione e l'uso improprio per produzione di armi o scopi terroristici [12].

Il GIF ha individuato sei tipologie di reattori di IV generazione che potrebbero essere utilizzate per scopi commerciali in futuro. Tre di queste sono tecnologie che impiegano neutroni termici e tre neutroni veloci. Le tecnologie a neutroni veloci sono particolarmente interessanti perché presentano peculiarità che le rendono utilizzabili per diversi scopi, come il riprocessamento del combustibile nucleare esaurito, che verranno spiegati nella prossima sottosezione.

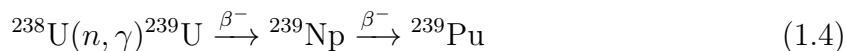
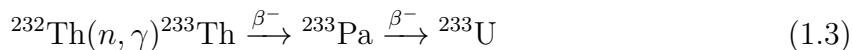
1.3.2 Reattori a neutroni veloci e autofertilizzanti

I reattori a neutroni veloci non prevedono la presenza di materiali moderatori e quindi impiegano neutroni nello spettro delle alte energie. In virtù di questa particolarità presentano caratteristiche distinte rispetto ai reattori che utilizzano neutroni termici.

All'interno del combustibile nucleare si possono formare alcuni isotopi del plutonio e attinidi minori (come ^{237}Np , ^{241}Am , ^{242}Am , ^{243}Am e ^{244}Cm) con emivite lunghe e in quanto tali rappresentano un pericolo radiologico significativo. Se esposti a neutroni veloci, la probabilità di fissione per questi nuclidi aumenta drasticamente e si possono quindi ridurre di numero, ottenendo prodotti con emivite più corte. Se riprocessati e riutilizzati, possono quindi rendere chiuso il ciclo di vita del combustibile [13, 14].

Un altro vantaggio apportato da tecnologie a neutroni veloci è la possibilità, a cui si è già accennato, di convertire alcuni isotopi fertili in prodotti fissili ed, in particolare,

di ottenere da ^{232}Th e ^{238}U rispettivamente ^{233}U e ^{239}Pu . Le reazioni specifiche sono illustrate nelle equazioni 1.3 e 1.4 [9]:



Si permette quindi, ad esempio, il riutilizzo di ^{238}U rimasto nel combustibile esaurito. Inoltre, ad alte energie la probabilità che un atomo di ^{238}U fissioni direttamente in seguito a un assorbimento di neutrone aumenta significativamente [9, 15]. Questa tipologia di reattori ha quindi il potenziale di impiegare con la massima efficienza le risorse di uranio naturale estratte. Ciò risulta importante in un'ottica futura in cui le disponibilità di uranio saranno più limitate.

Per le proprietà appena descritte, i reattori a neutroni veloci possono essere configurati in modo da produrre più materiale fissile di quanto ne venga consumato. In tal caso si parla di reattori veloci autofertilizzanti (Fast Breeder Reactors o FBR in inglese). In un impianto di questo tipo da un singolo evento di fissione vengono prodotti idealmente almeno due neutroni veloci, uno che alimenta la catena di reazioni e l'altro destinato al materiale fertile [10].

Un esempio di reattore di ricerca che impiega neutroni nello spettro delle alte energie è TAPIRO, situato presso il Centro ricerche Casaccia dell'ENEA a Roma, il cui nome deriva dall'acronimo di TAratura PIlta Rapida a potenza zero. Progettato per lavorare ad una potenza massima di 5 kW con un flusso di neutroni di $4 \times 10^{12} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$ nel centro del nocciolo, dalla sua accensione nel 1971 è stato utilizzato in numerosi settori di ricerca, tra cui la produzione di dati nucleari e la validazione di codici di calcolo per reattori di IV generazione [16, 17]. Il combustibile è una lega di Uranio e Molibdeno ed è raffreddato a elio liquido, mentre il riflettore e le barre di controllo sono realizzati in rame. Il ruolo dei diversi isotopi del rame nelle tecnologie nucleari e l'analisi di dati ad essi relativi sono proprio l'oggetto di studio di questo lavoro di tesi.

1.3.3 Necessità di dati ad alta energia

In questo capitolo è stata evidenziata l'importanza che le tecnologie nucleari emergenti, e in maniera specifica quelle che impiegano neutroni veloci, possono avere nella transizione a sistemi di produzione dell'energia più sostenibili e a minore impatto ambientale.

Risulta quindi necessario affinare i risultati relativi alle interazioni di neutroni con nuclidi diversi in determinati range di energia. Nel dettaglio, si vogliono migliorare i dati di sezioni d'urto ad alte energie per gli attinidi e per materiali impiegati con funzione strutturale, refrigerante o come elementi inerti [18]. Tra questi, come accennato nel precedente paragrafo, vi è anche il rame, i cui due isotopi stabili sono ^{63}Cu e ^{65}Cu .

Nei prossimi capitoli, dopo aver introdotto le principali interazioni che avvengono tra i neutroni e materiali con cui collidono, si specificheranno quelle di maggiore interesse per il rame. Verranno così presentate possibili modalità di raccolta sperimentale dei dati e della loro successiva analisi per l'ottenimento di risultati utili. In modo particolare, verrà illustrato il ruolo importante che ricoprono i dispositivi che impiegano neutroni veloci prodotti per spallazione da una sorgente di protoni e tra questi n_TOF del CERN.

Capitolo 2

Sezioni d'urto e facility n_TOF del CERN

Nel primo capitolo è stato mostrato come le tecnologie nucleari possano contribuire a ridurre l'impatto ambientale nei processi di generazione dell'energia. Per riuscire a comprendere meglio i fenomeni che si verificano quando i neutroni interagiscono con i materiali, la cui conoscenza è importante sia nell'ambito delle applicazioni tecnologiche che della ricerca fondamentale in fisica nucleare, verranno presentati i principi teorici delle interazioni neutroni-materia e le grandezze associate di maggiore rilevanza. Successivamente, si introdurranno alcune metodologie sperimentali utilizzate per l'ottenimento di dati nucleari ad alta precisione da cui ricavare informazioni utili. Infine, verranno descritte le caratteristiche principali della facility n_TOF del CERN, che costituisce una delle infrastrutture sperimentali di riferimento a livello mondiale per la produzione di risultati affidabili sulle interazioni tra neutroni e materia.

2.1 Interazioni con la materia e definizione di sezione d'urto

La progettazione di tutti i sistemi nucleari dipende in modo fondamentale dal modo in cui le radiazioni nucleari interagiscono con la materia. Nella seguente sezione, si parlerà in maniera specifica di come avvengono queste interazioni per i neutroni, introducendo anche da un punto di vista teorico il concetto di sezione d'urto e il suo ruolo cruciale nella descrizione quantitativa dei fenomeni. Tale grandezza rappresenta uno strumento indispensabile per la scelta e l'ottimizzazione dei materiali impiegati nelle tecnologie nucleari.

2.1.1 Interazioni di neutroni con la materia

I neutroni sono particelle elettricamente neutre e di conseguenza la loro traiettoria non viene influenzata dalla nube elettronica esterna di un atomo o dalla carica positiva del suo nucleo. In quanto tali, possono quindi interagire direttamente con i nuclei e iniziare reazioni nucleari.

Una conseguenza del fatto che i neutroni sono neutri è che non è possibile variarne l'energia cinetica con gli stessi metodi usati per le particelle cariche, ma è necessario utilizzare procedure alternative. I fasci neutronici possono essere *mono-energetici* o ad ampio spettro energetico (anche detti *bianchi*). Nel primo caso, i neutroni vengono prodotti da specifiche reazioni nucleari, mentre nel secondo caso essi vengono originati in processi come la spallazione, e la loro energia viene ridotta tramite collisioni con atomi di materiali moderatori, in modo da coprire un ampio intervallo energetico.

A seconda del metodo di produzione e delle interazioni successive, si possono dunque ottenere neutroni con energie molto diverse. Per comodità di trattazione, è comune suddividere i neutroni in categorie energetiche e, anche se i confini tra esse non siano ben definiti, si individuano: neutroni *termici* ($E \simeq 0.025$ eV), neutroni *epitermici* ($E \sim 1$ eV), neutroni *lenti* ($E \sim 1$ keV) e neutroni *veloci* ($E = 100$ keV – 10 MeV) [10]. La classificazione in base all'energia cinetica posseduta risulta di particolare interesse poiché la probabilità che un neutrone subisca un certo tipo di interazione con un nucleo ne dipende fortemente.

Le interazioni dei neutroni con la materia sono diverse e si possono dividere in reazioni di *diffusione* (o *scattering*) e di *assorbimento*. Nelle interazioni di scattering la struttura del nucleo non viene modificata in modo permanente, ma può cambiare l'energia cinetica totale di nucleo e neutrone. Si individuano:

- *Scattering elastico*: un neutrone colpisce il nucleo e ne fuoriesce, con il nucleo che rimane nel suo stato fondamentale. L'energia cinetica totale si conserva. È definito dal simbolo (n, n).
- *Scattering anelastico*: il processo è simile allo scattering elastico, con la differenza che il nucleo viene lasciato in uno stato eccitato perché assorbe parte dell'energia cinetica del neutrone. L'energia cinetica totale quindi non si conserva. La reazione è endotermica e il nucleo si diseccita per emissione di raggi γ , detti “anelastici”. È definito dal simbolo (n, n').

Nelle interazioni di assorbimento invece il neutrone entra nel nucleo e si forma uno stato composto del nucleo. Tra di esse si includono:

- *Cattura radiativa*: un neutrone viene catturato dal nucleo e uno o più raggi γ , detti “di cattura”, vengono emessi. Il processo è quindi esotermico. È definita dal simbolo (n, γ).

- *Reazioni con produzione di particelle cariche*: in seguito alla cattura di un neutrone possono venire emessi una particella α o un protone. Vengono definite, rispettivamente, dai simboli (n, α) e (n, p) .
- *Fissione*: Riguarda la possibilità per alcuni nuclei di fissionare, ovvero di scindersi in seguito alla collisione con un neutrone. Per maggiori dettagli, si faccia riferimento al Capitolo 1. È definita dal simbolo (n, f) .

Definiti i processi di interazione, risulta necessario introdurre una grandezza fisica microscopica e misurabile che fornisca informazioni sulle probabilità di tali processi al variare dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. Questa grandezza è la sezione d'urto.

2.1.2 Definizione di sezione d'urto

Si consideri un fascio mono-energetico di neutroni che si muovono tutti nella stessa direzione e che collide contro un bersaglio di spessore X e di sezione A . Se nel fascio ci sono n neutroni per cm^3 e tutti hanno la stessa velocità v , allora si può scrivere:

$$I = nv \quad (2.1)$$

dove I è l'intensità, ovvero il numero di particelle che attraversano l'unità d'area perpendicolare alla direzione del moto per unità di tempo. Sapendo che i neutroni percorrono la distanza v cm in un secondo, il numero di neutroni che raggiungerà il bersaglio ogni secondo è $nvA = IA$.

Tuttavia, solo una piccola parte dei neutroni incidenti sul bersaglio arriva ad interagire con i nuclei, in quanto il raggio di un nucleo ($\sim 10^{-12}$ cm) è relativamente piccolo se confrontato con quello dell'atomo ($\sim 10^{-8}$ cm). Inoltre se, come si fa in questo esempio, si assume uno spessore sottile del bersaglio, i neutroni interagenti diminuiscono ulteriormente [9, 19]. Il numero di collisioni neutroniche con i nuclei sull'intero bersaglio al secondo è quindi proporzionale, oltre che all'intensità I del fascio, anche alla densità atomica N (atomi/ cm^3) del bersaglio, ad A e a X . Riepilogando, si può scrivere:

$$\text{numero di collisioni al secondo} = \frac{dN_{\text{coll}}}{dt} = \sigma I N A X \quad (2.2)$$

dove σ , la costante di proporzionalità, è detta *sezione d'urto*. Per comprendere meglio il significato fisico di σ , si consideri che NAX è il numero totale di nuclei nel bersaglio e quindi la sezione d'urto è il numero di collisioni con un singolo nucleo del bersaglio, per unità di intensità del fascio. Si può anche scrivere il seguente rapporto:

$$P = \frac{\sigma I}{AI} = \frac{\sigma}{A} \quad (2.3)$$

dove AI è già stato visto prima e σI quantifica le collisioni con un nucleo al secondo. P quindi rappresenta la probabilità che un neutrone del fascio interagisca con il nucleo ed

è direttamente proporzionale a σ . Si consideri che, nel caso in cui la sezione del fascio risulti essere molto più piccola di quella del bersaglio, le formule viste sono sempre valide, ma A diventa il valore della sezione del fascio, non del bersaglio.

Guardando le equazioni 2.2 e 2.3, si può dedurre che la sezione d'urto σ ha le dimensioni di una superficie. In effetti nell'esempio trattato σ è equivalente alla sezione trasversale geometrica del nucleo bersaglio, da cui il nome di sezione d'urto. Tuttavia, a livello microscopico le collisioni tra particelle del fascio e del bersaglio non sono urti meccanici di sfere rigide nel senso classico come nel caso esaminato, ma interazioni mediate dalle forze fondamentali. La sezione d'urto σ può comunque essere usata, con le stesse dimensioni, anche quando si considerano le interazioni microscopiche, con la differenza che non è determinata dalla sezione trasversale del nucleo ma dipende dalle proprietà di interazione tra neutroni e particella bersaglio [20]. Essa assume quindi validità generale e rappresenta una grandezza efficace che quantifica la probabilità di interazione. Viene espressa solitamente in unità di *barn* (b), con $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$. Si può anche definire la *sezione d'urto macroscopica* come $\Sigma = N\sigma$, avente come unità di misura cm^{-1} .

2.1.3 Sezioni d'urto per canali di reazione

Ognuna delle interazioni elencate in 2.1.1 è caratterizzata da una propria sezione d'urto specifica. Poiché la sezione d'urto è una grandezza additiva, è possibile esprimere le componenti di scattering σ_s e assorbimento σ_a in questo modo:

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_i$$

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots$$

dove a σ_e corrisponde lo scattering elastico, a σ_i lo scattering inelastico, a σ_γ la cattura radiativa, a σ_f la fissione, a σ_p e a σ_α le reazioni di produzione di protoni e particelle α . La somma delle sezioni d'urto di tutte le interazioni è σ_{tot} e si può scrivere come:

$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_a = \sigma_e + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \sigma_p + \sigma_\alpha + \dots \quad (2.4)$$

Dallo studio dei valori delle differenti tipologie di sezioni d'urto per nuclidi diversi si giustifica la scelta di determinati materiali per le varie componenti di un reattore nucleare di cui si è discusso nel Capitolo 1. Ad esempio, per il moderatore si vogliono utilizzare materiali che abbiano una sezione d'urto di scattering σ_s alta, in modo che un neutrone rallenti il più possibile, ed una bassa σ_a perché non si vuole che il neutrone venga assorbito e scompaia. Per le barre di controllo invece si vogliono materiali con un'alta σ_a , in modo che quando vengono inserite riducano drasticamente il flusso di neutroni presenti. Infine, per i riflettori si vuole una sezione d'urto di scattering elastico σ_e alta, in modo che il neutrone venga riflesso senza perdere troppa energia.

La sezione d'urto totale σ_{tot} , come si evince dall'equazione 2.4, rappresenta la probabilità che un neutrone interagisca con il bersaglio attraverso qualunque processo, indipendentemente dalla natura della reazione. La sua misura è di particolare utilità nei casi in cui è noto a priori che una reazione domina nettamente sulle altre, poiché in tali circostanze il suo valore riflette in buona approssimazione quello della sezione d'urto per quel canale specifico.

La determinazione sperimentale di σ_{tot} è relativamente semplice e si basa sul metodo della trasmissione. In pratica, si misura l'attenuazione del fascio di neutroni dopo che ha attraversato il campione, confrontando l'intensità del fascio trasmesso con quella incidente tramite opportuni rivelatori [21]. Questa strategia è stata, ad esempio, adottata nelle campagne di misura condotte presso la facility n_TOF del CERN sul ^{63}Cu , come verrà discusso nel seguito della tesi.

2.2 Misura delle sezioni d'urto neutroniche

2.2.1 Il tempo di volo (ToF)

Un fascio di neutroni che arriva su un bersaglio non è sempre mono-energetico, contrariamente a quanto assunto nell'esempio in cui è stata definita la sezione d'urto. Le energie di neutroni diversi possono differire di svariati ordini di grandezza, in uno spettro che va da 0.025 eV per i neutroni termici fino a centinaia di MeV, come si è visto nella sezione 2.1.

Sperimentalmente si osserva che le probabilità per i diversi canali di interazione dipendono dall'energia cinetica dei neutroni incidenti, per cui la determinazione sperimentale dei valori di sezione d'urto non può prescindere dalla loro caratterizzazione energetica. Si consideri inoltre che in uno spettro di energie così ampio le sezioni d'urto neutroniche hanno strutture risonanti che cambiano significativamente da isotopo a isotopo e non possono essere predette da un punto di vista teorico. Pertanto, per la loro stima devono essere impiegati metodi di misura ad alta risoluzione energetica [22].

Una tecnica di misura nota è quella del *tempo di volo* (in inglese *Time-of-Flight*, o *ToF*). Essa prevede l'utilizzo di un fascio pulsato di neutroni, distribuiti su un ampio intervallo energetico, a cui viene fatta percorrere una distanza fissata L prima di raggiungere il campione oggetto di studio. L'energia cinetica dei singoli neutroni viene ricostruita da una misura diretta del loro tempo di percorrenza t fino al sito di misura. L'energia cinetica di un neutrone di velocità $v = L/t$ può infatti essere espressa come:

$$E_n = E - mc^2 = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 = mc^2(\gamma - 1) \quad (2.5)$$

dove $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. L'equazione 2.5 riporta la forma relativistica di E_n , ma per energie sotto il limite di qualche MeV si può usare l'espressione non relativistica data

dal primo termine dell'espansione in serie:

$$E_n = \frac{1}{2}mv^2 = \alpha^2 \frac{L^2}{t^2} \quad (2.6)$$

con $\alpha^2 = \frac{1}{2}m$. Il valore di α si può stimare utilizzando $c = 299.8 \text{ m}/\mu\text{s}$ e la massa del neutrone $m = 939.6 \text{ MeV}/c^2$, ottenendo $\alpha = 72.29 \frac{\sqrt{eV}\mu\text{s}}{m}$.

La risoluzione energetica può essere scritta in prima approssimazione come:

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

da cui si evince che la capacità di risolvere strutture di risonanza per le sezioni d'urto è favorita dall'uso di lunghe distanze L , di lunghi tempi di volo t e dalla produzione di neutroni in intervalli di tempo Δt molto brevi e nello spazio ΔL più ridotto possibile.

Al momento sono presenti diversi impianti in cui si usa strumentazione basata sulla tecnica del ToF per la misura di sezioni d'urto, aventi differenti metodi di produzione neutronica e distanze di volo. Tra questi vi è anche n_TOF del CERN, di cui si parlerà nella sezione 2.3.

2.2.2 Tecnica del ToF per trasmissione e cattura

Una volta stabilita la relazione tra tempo di volo ed energia dei neutroni, diventa possibile determinare attraverso la tecnica del ToF le sezioni d'urto in funzione dell'energia incidente. Dal punto di vista sperimentale, le misure possono essere condotte con diversi approcci, ciascuno finalizzato a ricavare informazioni su specifici processi di interazione. Tra i metodi più utilizzati vi sono l'esperimento di trasmissione, già accennato nella sottosezione 2.1.3 e che consente di ottenere la sezione d'urto totale σ_{tot} , e la misura di cattura, che permette invece di accedere in modo selettivo alla sezione d'urto di cattura radiativa σ_γ . In questa sottosezione verranno illustrate sinteticamente le basi teoriche e sperimentali di questi due approcci.

Esperimento di Trasmissione

Si riprenda l'esempio riportato nella sezione 2.1, considerando un fascio di intensità I_0 e di sezione A che colpisce un bersaglio di spessore X e densità atomica N , dietro al quale viene posto un rivelatore. Si assuma che il bersaglio sia perpendicolare al fascio di neutroni e che soltanto i neutroni che non interagiscono con il campione vengano rilevati, mentre quelli che collidono si disperdano. Detta $I(x)$ l'intensità del fascio di neutroni che non hanno interagito dopo aver percorso una distanza x nel campione, per stimare la diminuzione di intensità in seguito all'attraversamento di un'ulteriore distanza dx si può scrivere [23]:

$$-dI(x) = N\sigma_{tot}I(x)dx \quad (2.8)$$

ed è stata ricavata valutando il numero di neutroni che hanno avuto collisioni in uno strato di bersaglio di sezione $A = 1 \text{ cm}^2$ e spessore dx con l'equazione 2.2. Si è scritto σ_{tot} per includere qualsiasi interazione. Integrando l'espressione appena trovata sull'intero spessore X del bersaglio si ottiene:

$$I(X) = I_0 e^{-N\sigma_{tot}X} \quad (2.9)$$

Si può quindi osservare come l'intensità di un fascio di neutroni che attraversa un bersaglio subisca un'attenuazione esponenziale. Inoltre, il rapporto $I(X)/I_0$ è la probabilità che un neutrone non abbia interagito con il campione una volta uscito e in quanto tale si può chiamare fattore di trasmissione T .

Se l'equazione 2.9 viene invertita si trova:

$$\sigma_{tot} = -\frac{1}{NX} \ln(T) \quad (2.10)$$

Risulta quindi evidente come a livello teorico sia possibile ricavare direttamente σ_{tot} conoscendo l'intensità del fascio incidente e l'intensità del fascio attenuato. Sperimentalmente, T può essere stimato con il metodo "Sample In/Sample Out", ovvero il rapporto tra i conteggi dello spettro di energia cinetica con il bersaglio e senza bersaglio sul fascio di neutroni. Si ha infatti [21]:

$$T_{exp} = N_T \frac{C_{in} - B_{in}}{C_{out} - B_{out}} \quad (2.11)$$

dove C_{in} sono i conteggi con il bersaglio, C_{out} i conteggi senza bersaglio, i termini B rappresentano il background e N_T tiene conto delle variazioni nell'intensità del fascio tra i cicli sample-in e sample-out. Trascurando i contributi B e N_T , la formula si riduce alla seguente forma semplificata [24]:

$$T_{exp} \simeq \frac{C_{in}}{C_{out}} \quad (2.12)$$

Va notato che, poiché è presente sia al numeratore sia al denominatore, l'efficienza di rivelazione si cancella e quindi non compare nelle equazioni 2.11 e 2.12.

Esperimento di Cattura

La grandezza che si vuole misurare per determinare la frazione di neutroni incidenti su un bersaglio che subisce una determinata interazione è detta *Yield*. Per nuclei non fissionabili, assunte energie inferiori alla soglia di diffusione inelastica, lo Yield di cattura Y_γ e lo Yield di scattering elastico Y_e si possono esprimere rispettivamente come:

$$Y_\gamma(E_n) = (1 - e^{-N\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_{tot}} + Y_M \quad (2.13)$$

$$Y_e(E_n) = (1 - e^{-N\sigma_{tot}}) \frac{\sigma_e}{\sigma_{tot}} - Y_M \quad (2.14)$$

dove σ_e e σ_γ sono le già introdotte sezioni d'urto di cattura radiativa e di scattering elastico, mentre Y_M quantifica gli eventi di cattura originati nel campione dovuti a neutroni che in precedenza hanno subito più di uno scattering.

In un esperimento di cattura reale, una frazione dei neutroni che subiscono una collisione elastica nel campione può lasciare il bersaglio ed essere catturata nell'area di rivelazione. Visto che i rivelatori registrano un episodio di cattura ogni volta che ricevono un raggio γ , ne segue che i segnali generati nel rivelatore sono indistinguibili da quelli di cattura reale e costituiscono quindi un contributo spurio. In certe circostanze risulta quindi necessario usare rivelatori con una bassa sensibilità ai neutroni per avere misurazioni precise.

Nel limite di bersagli sottili si ha che $N\sigma_{tot} \ll 1$, per cui l'equazione 2.13 diventa:

$$Y_\gamma(E_n) \approx N\sigma_\gamma \quad (2.15)$$

Sperimentalmente, lo Yield si può trovare attraverso i conteggi di raggi γ nel modo seguente:

$$Y_{exp}(E_n) = \frac{C_\gamma(E_n)}{\Omega A \varphi_n(E_n)} \quad (2.16)$$

dove C_γ sono i conteggi degli eventi di cattura già corretti per il tempo morto e il rumore di fondo, φ_n è il flusso di neutroni incidenti, A la sezione effettiva del bersaglio, Ω l'angolo solido sotteso. Tuttavia, nella maggior parte dei casi, la geometria del sistema di rivelazione non è ben conosciuta. Pertanto lo Yield viene espresso solo in funzione della dipendenza energetica di φ_n e di un fattore di normalizzazione N_c :

$$Y_{exp} = N_c \frac{C_\gamma(E_n)}{\varphi_n(E_n)} \quad (2.17)$$

2.3 La Facility n_TOF del CERN

La facility *n_TOF*, da *Neutron Time Of Flight*, del CERN rappresenta una delle più importanti strutture sperimentali basate sul metodo ToF nel campo della misurazione delle sezioni d'urto neutroniche. Divenuta operativa nel 2001 basandosi su un'idea di Carlo Rubbia et al. [25], è stata costruita per produrre un fascio di neutroni pulsato ad alta intensità in grado di studiare le interazioni tra neutrone e nucleo per uno spettro di energie cinetiche che va da qualche meV fino a diversi GeV [26]. Negli anni ha avuto diversi aggiornamenti al bersaglio di produzione dei neutroni e sono state aggiunte due nuove stazioni sperimentali.

In questa sezione verranno illustrate le caratteristiche essenziali del complesso sperimentale, rimandando al riferimento [27] per maggiori dettagli.

2.3.1 Caratteristiche generali e processo di spallazione

La facility n_TOF è integrata all'interno del programma sperimentale a bersaglio fisso del complesso di acceleratori del CERN, come illustrato in Figura 2.1. Essa non è un apparato isolato, ma riceve un fascio protonico dagli altri acceleratori della catena, ai quali è strettamente collegata. In particolare, il LINAC fornisce protoni al PS-Booster, che a sua volta alimenta il Proton Synchrotron (PS) con protoni da $1.4 \text{ GeV}/c$, successivamente accelerati fino a $20 \text{ GeV}/c$. Da qui, pacchetti contenenti fino a 8.5×10^{12} protoni vengono inviati ad intervalli di 1.2 s verso n_TOF, e nel dettaglio al bersaglio utilizzato per la produzione di neutroni [28].

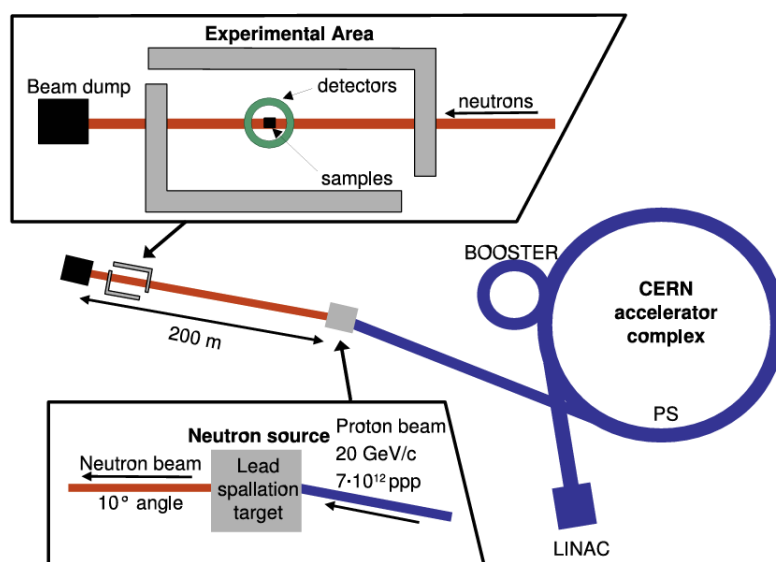


Figura 2.1: Posizione della Facility n_TOF all'interno del complesso di acceleratori del CERN. Viene riportato anche lo schema di una delle stazioni sperimentali (EAR1) e la lunghezza della linea di fascio fino all'assorbitore (*Beam dump*). Fonte immagine: [22].

La produzione di neutroni a n_TOF, in seguito all'interazione del fascio di protoni con il bersaglio, avviene tramite il processo di *spallazione*. La spallazione è una reazione nucleare che ha luogo quando particelle leggere e molto energetiche (tra qualche centinaio di MeV e qualche GeV) colpiscono nuclei pesanti, portando all'emissione di numerosi neutroni. Invece di contribuire a dare origine ad uno stato composto del nucleo, come avviene nelle reazioni di fissione, il neutrone trasferisce parte della sua energia cinetica attraverso collisioni elastiche a nucleoni del bersaglio che a loro volta colpiscono altri nucleoni, dando origine a una "cascata" intranucleare di collisioni nucleone-nucleone. Quando l'intera energia iniziale si sarà distribuita su tutto il nucleo, quest'ultimo si

troverà in uno stato fortemente eccitato e libererà neutroni con un processo noto come “evaporazione” [29].

Insieme ai neutroni, in un processo di spallazione vengono prodotti anche raggi γ , che contribuiscono a formare il cosiddetto γ -*flash*. Questi fotoni possono avere diverse origini ed uno dei meccanismi principali è la diseccitazione elettromagnetica del nucleo bersaglio, che avviene quando l’energia di eccitazione del nucleo non è sufficiente per espellere un neutrone o una particella carica, portando quindi all’emissione di radiazione γ . Viaggiando alla velocità della luce i raggi γ raggiungono i rivelatori prima di qualsiasi altra particella originata dalla spallazione. Pertanto, il γ -*flash* può essere preso come riferimento per la calibrazione temporale dei rivelatori utilizzati. Il tempo t presente nell’equazione 2.6 può quindi essere scritto come:

$$t = t_n - t_\gamma + L/c \quad (2.18)$$

dove t_n è il tempo di volo misurato, t_γ il tempo misurato per il γ -*flash* e L/C il tempo che il γ -*flash* impiega ad arrivare alla sala sperimentale.

Per la spallazione vengono così prodotti a n-TOF circa 350 neutroni per ogni protone incidente e, grazie al fatto che gli impulsi di protoni vengono inviati con una larghezza di impulso molto breve pari a 7 ns r.m.s (valore quadratico medio), si può realizzare una sorgente di neutroni adatta a misure di ToF ad alta risoluzione energetica.

2.3.2 Bersaglio di Spallazione

Per la generazione di neutroni attraverso processi di spallazione viene utilizzato un bersaglio realizzato in piombo. Fino al 2021 il bersaglio, di forma cilindrica, aveva un peso di 1.3 tonnellate, una lunghezza di 40 cm e un diametro di 60 cm. Uno strato di acqua di 1 cm raffreddava il bersaglio e, insieme a un aggiuntivo strato di 4 cm di acqua o acqua borata ($H_2O + 1.28\% H_3BO_3$) svolgeva la funzione di moderatore, rallentando i neutroni inizialmente veloci fino a ottenere lo spettro energetico desiderato, che si estende fino alle energie termiche.

Dopo dieci anni di esposizione prolungata a protoni energetici, ad Aprile 2021 il bersaglio è stato sostituito [30]. La nuova struttura viene illustrata in Figura 2.2. Essa è composta da sei distinti blocchi di piombo a forma di U, per un peso complessivo di 1,5 tonnellate, e offre diversi vantaggi logistici rispetto alla configurazione precedente. In primo luogo, il bersaglio è raffreddato ad azoto liquido invece che ad acqua, eliminando l’erosione e la corrosione causati dal contatto diretto tra acqua e piombo. Inoltre, una vasca aggiuntiva di acqua demineralizzata con funzione di moderatore lungo una delle due direzioni di rivelazione di neutroni permette di migliorare la risoluzione delle misure di tempo di volo lungo l’orientazione verticale. Infine, è stata installata una nuova schermatura del bersaglio al fine di consentire l’accesso all’area dedicata per ispezioni e operazioni.

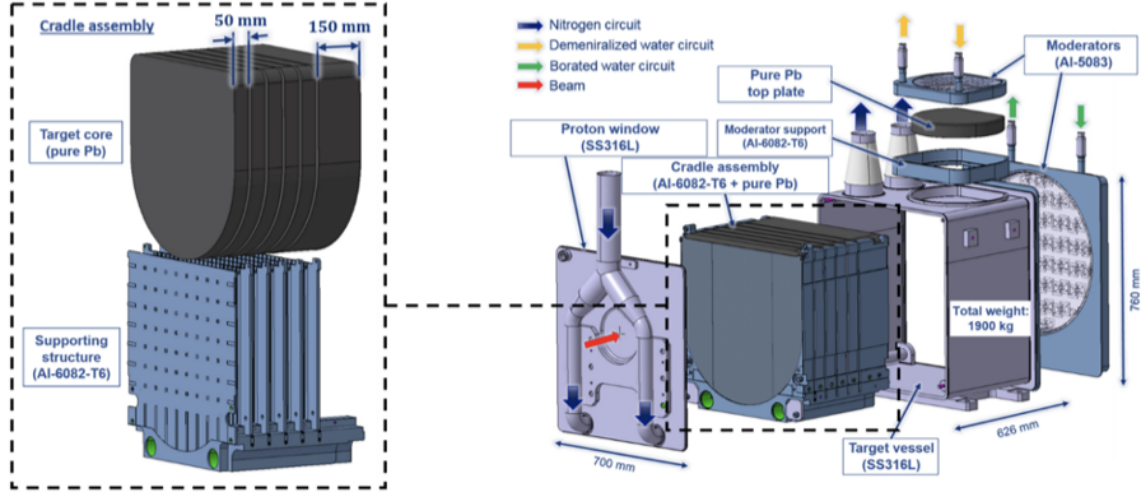


Figura 2.2: Vista esplosa del bersaglio di spallazione entrato in funzione ad Aprile 2021. A destra è rappresentata la configurazione complessiva del bersaglio, a sinistra è stato fatto uno zoom sui blocchi di piombo e sulla struttura di supporto. Fonte immagine: [31].

2.3.3 Aree sperimentali

Al momento ad n_TOF sono attive tre diverse aree sperimentali, ovvero EAR1, EAR2, mostrate in Figura 2.3, e NEAR, aggiunta con l'aggiornamento del 2021. Le tre stazioni di misura presentano peculiarità tecnologiche differenti che ne contraddistinguono l'utilizzo specifico. Alcune caratteristiche relative a EAR1 e EAR2 sono riportate in Tabella 2.1 .

	EAR1	EAR2
Intervallo di energia	10 meV - 1 GeV	10 meV - 100 MeV
Risoluzione energetica $\Delta E/E$	$10^{-4} - 10^{-2}$	$10^{-3} - 10^{-2}$
Neutroni/impulso per ogni opzione di apertura	$5.5 \times 10^5 - 1.2 \times 10^7$	$2.2 \times 10^7 - 2.0 \times 10^8$

Tabella 2.1: Caratteristiche principali delle aree sperimentali EAR1 e EAR2 di n_TOF al CERN. Fonte: [32].

EAR1: L'area sperimentale EAR1 si trova a circa 182.3 m in direzione orizzontale dal bersaglio di spallazione ed ha una lunghezza di 7.9 m. Lungo la linea di fascio sottovuoto, un magnete deflette le particelle cariche e due collimatori definiscono la forma del fascio di neutroni. In particolare, il secondo, posto poco prima dell'area sperimentale, permette la scelta tra due opzioni di apertura del fascio (uno da 18 mm e l'altro da 80 mm) [22].

Come si può dedurre dall'equazione 2.7 e come confermato nella Tabella 2.1, la significativa lunghezza della linea di fascio permette di utilizzare EAR1 per misure di sezione d'urto che richiedono un'alta risoluzione energetica [27].

EAR2: L'area sperimentale EAR2 è entrata in funzione nel 2014 ed è situata a circa 20 metri in direzione verticale dal bersaglio di spallazione. Come per EAR1, sono presenti lungo il fascio un magnete e due collimatori (il secondo permette un'apertura da 21.8 mm o 60 mm). La caratteristica principale che differenzia EAR2 è la presenza di un flusso istantaneo neutronico, ovvero il numero di neutroni per impulso, significativamente maggiore. Questo significa che EAR2 è adatto ad essere utilizzato su campioni con masse molto piccole, poiché il tempo di fascio richiesto per la misura è minore. Inoltre, il rapporto segnale/rumore per campioni altamente radioattivi risulta molto più favorevole [33].

NEAR: L'installazione di una nuova protezione attorno al bersaglio, di cui si è parlato nella precedente sottosezione, ha permesso anche lo sviluppo di una stazione sperimentale molto più vicina alla sorgente di neutroni rispetto alle due già esistenti, chiamata NEAR. Entrata in funzione nel 2021, NEAR è costituita da due sotto-stazioni, la stazione di irradiazione (i-NEAR), posta accanto al bersaglio, e la stazione di attivazione (a-NEAR), localizzata a circa 3 metri dal bersaglio, al di fuori della parete schermante. Ha quindi il vantaggio di avere un flusso neutronico estremamente elevato rispetto alle altre due stazioni, permettendo lo studio di campioni radioattivi molto piccoli e di reazioni rilevanti per l'astrofisica. Inoltre, i-NEAR può essere utilizzata per valutare gli effetti di degradazione delle radiazioni su materiali e componenti elettroniche utilizzati in tecnologie che impiegano neutroni, fornendo dati più completi e accurati rispetto a quelli finora disponibili [28, 33, 34].

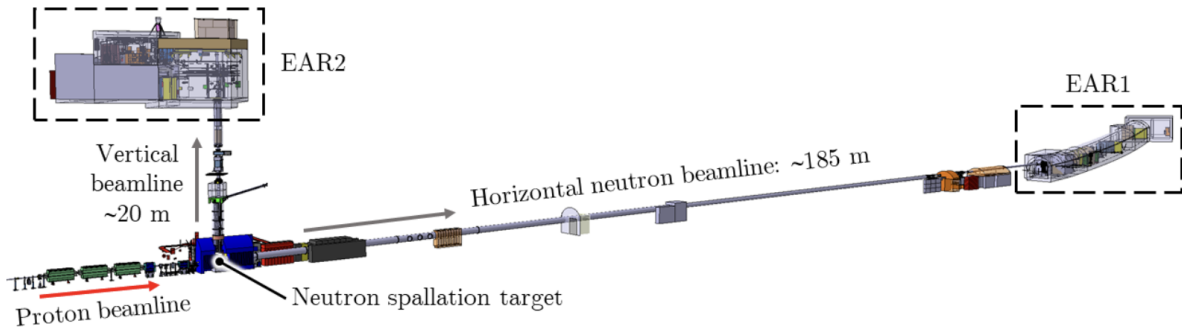


Figura 2.3: Rappresentazione schematica di EAR1 e EAR2 ad n-TOF, prima dell'introduzione di NEAR. Fonte immagine: [35].

2.4 Rivelatori di n_TOF

La misura delle sezioni d'urto neutroniche richiede l'utilizzo di diverse tipologie di rivelatori che permettano di studiare con alta efficienza i differenti canali di interazione, in un ampio spettro di energie. In particolare, si può fare una distinzione tra *rivelatori di flusso*, impiegati per monitorare l'intensità e lo spettro dei neutroni incidenti sul campione, e *rivelatori di cattura e di fissione*, dedicati allo studio delle reazioni specifiche indotte da neutroni. A prescindere dalle differenze, tutti i rivelatori odierni hanno la caratteristica comune di tradurre i segnali generati dall'interazione con la radiazione in impulsi elettrici standardizzati, che possono essere acquisiti ed elaborati da sistemi elettronici dedicati.

In questa sezione, verranno presentati i principi fisici e le specificità tecniche di base di alcuni rivelatori utilizzati a n_TOF. Verrà posta maggiore enfasi sulle proprietà dei rivelatori di flusso, mentre i rivelatori di cattura e di fissione verranno solo accennati.

2.4.1 Rivelatori di flusso

I rivelatori di flusso sono dispositivi utilizzati per misurare il numero di neutroni che attraversano il fascio in funzione dell'energia. Essendo particelle neutre, i neutroni non ionizzano direttamente il mezzo attraversato e quindi la traduzione della radiazione incidente in segnale elettrico misurabile non può avvenire immediatamente. Di conseguenza, la maggior parte dei rivelatori si basa su processi di *conversione*, nei quali si sfruttano interazioni tra neutroni e nuclei per la produzione di particelle cariche secondarie, che possono essere rilevate mediante rivelatori di radiazione. Le reazioni sfruttate per la conversione devono avere sezioni d'urto molto elevate, in modo da diminuire la dimensione dei rivelatori, e un alto Q valore, ovvero un'elevata energia dei prodotti, che permetta di discriminare rispetto a segnali di fondo o dovuti al γ -flash [36]. Quest'ultimi infatti saturano il segnale del rivelatore, impedendo la registrazione di altre particelle fino al ripristino delle normali condizioni operative [37].

Tra i rivelatori che presentano le caratteristiche elencate nel precedente paragrafo possono essere individuate due categorie: *rivelatori a gas* e *rivelatori a stato solido*. Verranno presentati di seguito due rivelatori utilizzati a n_TOF, uno a gas (*MicroMegas*) e un altro a stato solido (*SiMON*).

MicroMegas: I MicroMegas (da MICRO-MEsh-GAseous-Structure, e chiamati anche MGAS) sono rivelatori costituiti da una camera di ionizzazione, dove le particelle cariche, prodotte dalle reazioni nucleari indotte da neutroni su un materiale convertitore, ionizzano il gas, e da una regione di amplificazione, in cui gli elettroni vengono moltiplicati per dare origine a un impulso rilevabile. Le due regioni sono separate da una sottile griglia di rame con un spessore di 5 μm detta *micromesh*.

In Figura 2.4 viene illustrata la struttura tipica di un rivelatore MGAS. Come si può vedere, sulla sommità della regione superiore è stato posto il materiale convertitore, da cui si formeranno le particelle cariche che trasferiranno energia sugli atomi gassosi

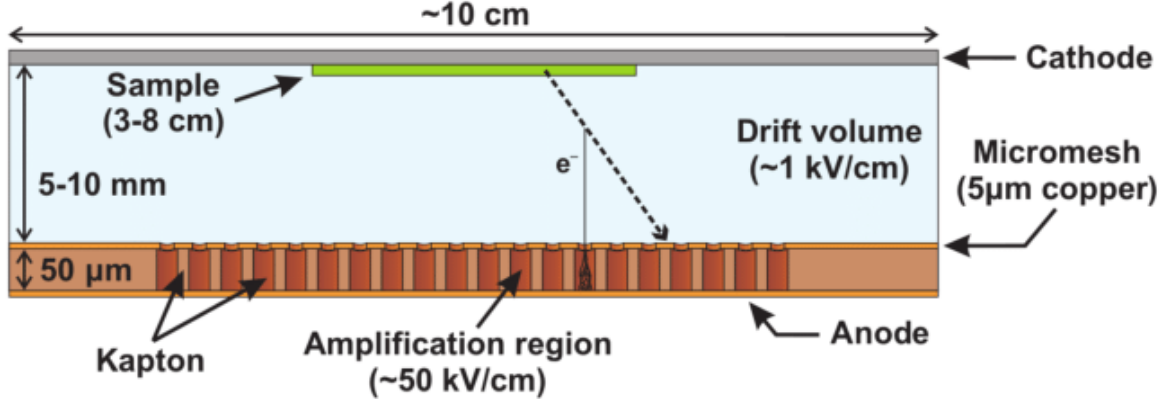
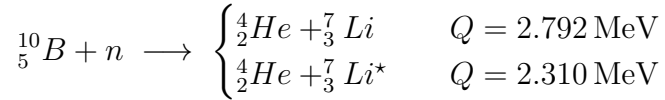


Figura 2.4: Struttura di un rivelatore MGAS. La regione superiore, dove avviene la ionizzazione degli atomi di gas, è detta *Drift volume* mentre la regione inferiore è chiamata *Amplification region*. Fonte immagine: [38].

sottostanti, producendo ioni positivi ed elettroni. Un campo elettrico debole ($\sim 1 \text{ kV cm}$) induce la deriva degli elettroni verso il basso. Nella regione di amplificazione sottostante, spesso almeno $50 \mu\text{m}$, il campo elettrico è decisamente maggiore ($> 10 \text{ kV cm}$) ed è tale da indurre una moltiplicazione a valanga degli elettroni. La micromesh permette di mantenere ben separata l'area con il campo intenso da quella con il campo debole [39].

Le reazioni di conversione utilizzate per la produzione di particelle cariche sono $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ e $^{235}\text{U}(n, f)$. In particolare, la prima, sfruttata per la facilità di produrre bersagli arricchiti di ^{10}B , può essere schematizzata come:



dove ^4_2He è la particella α . Si consideri che, quando i neutroni sono termici, circa il 94% delle reazioni produce lo stato eccitato Li^* . In tal caso, si ottiene uno spettro di energia con un picco per Li^* a 0.84 MeV e uno per E_α a 1.47 MeV.

SiMON: I SiMON (da Silicon MONitors) sono apparati costituiti da quattro rivelatori al silicio posizionati attorno a un sottile foglio di Mylar su cui è posto uno strato di ^6Li oppure di ^6LiF . La geometria è progettata in modo tale che solo il campione di ^6Li viene esposto al flusso di neutroni, mentre i rivelatori al silicio si trovano all'interno di una camera a vuoto in fibra di carbonio, ma al di fuori del fascio [27]. La reazione di conversione è $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ e infatti lo spettro di energia depositata sui rivelatori mostra un picco di tritoni (^3H) a 2.73 MeV e uno di particelle α a 2.05 MeV [36].

Per scegliere il rivelatore più adeguato per una sessione di misure è necessario valutare alcuni parametri tra cui l'intervallo di energia in cui si vogliono ottenere informazioni,

la sensibilità rispetto ai raggi γ e altri segnali di fondo, i tempi di acquisizione. In letteratura si possono trovare indicati i range di energia considerati standard per determinati rivelatori, come si può vedere nel riferimento [22]. Le informazioni riguardanti gli altri parametri sono più scarse, ma si può trovare, guardando ad esempio il riferimento [40], che negli spettri per i MGAS con bersagli di ^{10}B i prodotti di reazioni risultano ben separati dal rumore elettronico e dal fondo. Nello stesso articolo si sottolinea invece che nei SiMON oltre i 100 keV la rivelazione viene limitata dai γ -flash.

2.4.2 Rivelatori di cattura e fissione

Come spiegato nella sezione 2.1, i processi di cattura radiativa avvengono perché nuclei eccitati, dopo aver catturato un neutrone, si diseccitano emettendo radiazione γ . Un buon rivelatore di raggi γ deve essere veloce, in modo che il tempo medio tra due eventi sia molto più lungo della durata della risposta del rivelatore, deve essere il più insensibile possibile ai neutroni e deve recuperare rapidamente dai γ -flash generati nel processo di spallazione [41].

Tra i rivelatori più adeguati per la rapidità della risposta vi sono gli scintillatori. Il loro principio fisico è basato sulla proprietà posseduta da alcuni materiali per cui, quando vengono colpiti da radiazione elettromagnetica, avviene un'eccitazione di elettroni a cui segue durante la diseccitazione l'emissione di brevi lampi di luce. Se gli scintillatori vengono abbinati a dispositivi amplificatori come i fotomoltiplicatori, questi lampi possono essere trasformati in impulsi elettrici analizzabili e contabili, fornendo informazioni sulla radiazione incidente [37]. Ad n_TOF vengono utilizzati con frequenza i rivelatori basati su C_6D_6 (benzene deuterato), che garantiscono una sensibilità molto bassa ai neutroni liberi rispetto ad altri dispositivi.

Per studiare le reazioni di fissione invece, si possono impiegare le camere di fissione. Il loro funzionamento è basato sulla presenza di un gas che viene ionizzato quando colpito da frammenti di fissione prodotti da nuclei fissili. Applicando un campo elettrico tra due elettrodi, la carica generata, proporzionale all'energia di ionizzazione dei frammenti, viene misurata. Ad n_TOF si sfruttano camere di fissione tradizionali oppure dispositivi più veloci come le PPAC (Parallel-Plate Avalanche Chamber), che grazie alla moltiplicazione a valanga garantiscono tempi di risposta più rapidi senza alterare il principio fisico di base.

Capitolo 3

Misure di trasmissione su ^{63}Cu : setup sperimentale e analisi preliminare

Nel capitolo precedente è stata introdotta la grandezza della sezione d'urto e si è evidenziata l'importanza di una corretta determinazione del suo valore, per le diverse tipologie di interazione tra radiazione e materia, al fine di avere una comprensione adeguata dei fenomeni nucleari nelle applicazioni tecnologiche e nella ricerca. Inoltre, è stato illustrato come la facility n_TOF del CERN possa essere impiegata per realizzare misure sperimentali ad alta precisione per la stima delle sezioni d'urto.

In questo capitolo, verranno descritti gli aspetti sperimentali di una campagna di misure condotta ad n_TOF sugli isotopi di rame ^{63}Cu e ^{65}Cu . Successivamente, saranno presentati i risultati di un'analisi preliminare sui dati raccolti, finalizzata a valutarne la qualità e a individuarne le caratteristiche principali in vista della successiva estrazione della sezione d'urto totale.

3.1 Campagna di misure per ^{63}Cu e ^{65}Cu a n_TOF

Nel 2024 è stata avviata a n_TOF una campagna di misure di cattura e trasmissione su campioni arricchiti di ^{63}Cu e di ^{65}Cu . L'intervallo energetico di interesse per le reazioni (n, γ) è $E_n < 400$ keV, mentre per (n, tot) è $E_n < 6$ MeV. Da un'analisi combinata dei dati sperimentali è possibile ottenere una stima accurata della sezione d'urto elastica σ_e . In futuro, potrebbero essere aggiunti nuovi apparati di rivelazione per lo studio delle interazioni (n, n') e della distribuzione angolare elastica.

Di seguito vengono riportati i dettagli tecnici e le modalità sperimentali previsti nel proposal presentato al comitato di n_TOF prima dello svolgimento delle misure [42].

3.1.1 Campioni e area sperimentale

Per la campagna di misura erano previsti campioni a forma di disco, con diametro di 25 mm, prodotti a partire da due lotti di materiale arricchito di ^{63}Cu e di ^{65}Cu , rispettivamente al 99.89% e al 99.69% in peso. Per gli esperimenti di cattura, i campioni di ogni isotopo avrebbero dovuto avere una massa totale di 2 g, mentre per le misure di trasmissione era prevista una massa complessiva di 10 g. In aggiunta ai bersagli di rame, durante campagne sperimentali di questo genere vengono utilizzati anche campioni di altri materiali. Tra questi, si cita in particolare ^{197}Au , che può essere utilizzato per calibrare i rivelatori in quanto i valori delle sue sezioni d'urto e delle sue risonanze sono ben noti.

Per entrambe le tipologie di misura, si utilizza l'area sperimentale EAR1, in quanto essa possiede, come visto nella sezione 2.3, una maggiore risoluzione energetica rispetto a EAR2. In Figura 3.1 è stata riportata un'immagine dei rivelatori impiegati nella sessione di misure. Procedendo lungo la linea del fascio verso destra, si riconoscono quattro rivelatori SiMON, il campione circondato dagli scintillatori di C_6D_6 e, infine, due rivelatori MGAS posizionati in fondo alla stanza.

3.1.2 Modalità di misura e acquisizione dati

Gli esperimenti di cattura sono effettuati con gli scintillatori di C_6D_6 , che garantiscono una bassa sensibilità ai neutroni. I SiMON invece sono impiegati per monitorare la stabilità del fascio. Inoltre, per ulteriori misure di normalizzazione e di fondo vengono utilizzati, oltre al già citato ^{197}Au , anche ^{208}Pb e ^{nat}C .

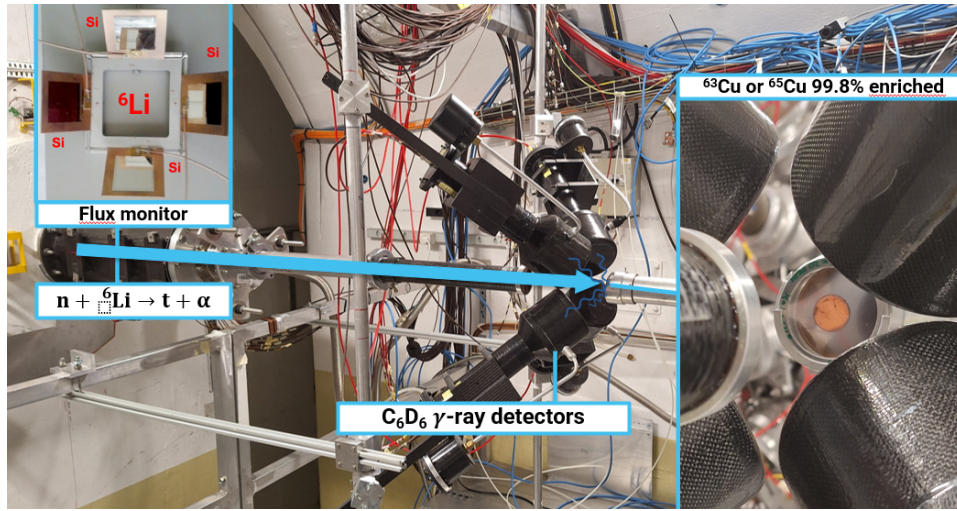
Gli esperimenti di trasmissione sono svolti con il metodo "Sample In/Sample Out", ovvero la misura degli spettri di ToF per i neutroni incidenti con il bersaglio e senza bersaglio, secondo le modalità presentate nella sezione 2.2. Per la raccolta dei dati vengono impiegati i rivelatori MGAS. Essi sono del tipo con ^{10}B come convertitore, con una densità di $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ per il rivelatore 1 e di $18.8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ per il rivelatore 2.

Nel proposal vengono elencate le stime del numero di protoni richiesti per ogni attività sperimentale prevista nella campagna di misure. La somma per gli esperimenti di cattura ammonta a 5×10^{18} e a 3×10^{18} per gli esperimenti di trasmissione, per un totale di 8×10^{18} . I protoni arrivano al bersaglio di spallazione dal PS in pacchetti di due tipologie: *dedicati* e *parassiti*. I pacchetti dedicati sono preparati appositamente per fornire un fascio conforme alle necessità di n_TOF e contengono circa 8.2×10^{12} protoni, mentre i pacchetti parassiti sono residui, aventi meno protoni (circa 3.5×10^{12}), che non sono stati utilizzati in altri esperimenti del CERN. L'intensità protonica di ogni pacchetto inviato verso n_TOF può essere misurata usando i Beam Current Transformers (BCT) [27].

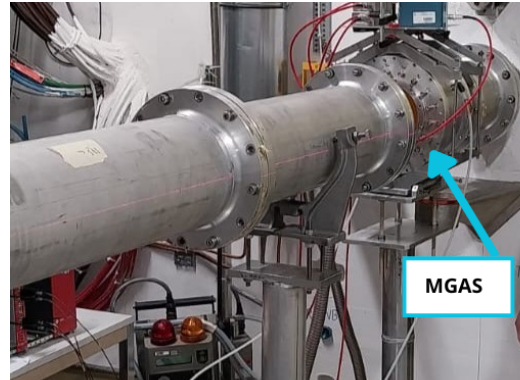
I dati sperimentali delle misure effettuate vengono registrati, processati e salvati in file nel formato ROOT [43], uno standard ampiamente utilizzato nell'ambito della fisica

nucleare per l'archiviazione e l'analisi dei dati. Ogni file corrisponde a una singola *run*, ossia a un singolo ciclo di acquisizione sperimentale. Al loro interno i dati sono registrati come eventi e sono organizzati in *tree*, che corrispondono alle diverse tipologie di rivelatori utilizzati. Ogni *tree* ha dei *branch*, che rappresentano i singoli parametri fisici misurati da ciascun sistema di rivelazione.

A partire dalla prossima sezione, si illustrerà come sia possibile ricavare informazioni utili dai dati memorizzati nei file ROOT, analizzando i diversi parametri registrati.



(a)



(b)

Figura 3.1: Rivelatori lungo la linea del fascio: in (a) i SiMON, gli scintillatori di C_6D_6 e il campione, in (b) MGAS.

3.2 Analisi preliminare dei segnali per le misure di trasmissione su ^{63}Cu

Per questo lavoro di tesi sono stati studiati i dati sperimentali corrispondenti a misure di trasmissione per ^{63}Cu . È opportuno precisare che tali dati sono stati acquisiti nel 2024 utilizzando campioni originariamente preparati per le misure di cattura, più sottili e leggeri rispetto a quelli previsti per la trasmissione nel proposal sperimentale. I dettagli specifici sono riportati nella sezione 4.3, quando vengono usati per il calcolo della sezione d'urto. Nel 2025 sono state effettuate misure ottimizzate per la trasmissione, con campioni più spessi e rivelatori MGAS di ^{235}U , i cui dati non sono stati tuttavia analizzati poiché raccolti dopo l'inizio di questo studio.

A partire dai dati disponibili, verrà illustrata la procedura analitica seguita per ottenere una stima affidabile della sezione d'urto totale σ_{tot} . In alcuni intervalli energetici, lo scattering elastico risulta significativamente più probabile rispetto agli altri canali di interazione, per cui una stima grossolana di σ_e può essere ottenuta direttamente dalla misura di trasmissione, assumendo che $\sigma_e \approx \sigma_{tot}$. Tuttavia, per una determinazione più accurata è necessario integrare anche le misure dei canali di cattura radiativa e inelastico, così da isolare in maniera precisa il contributo elastico.

3.2.1 Modalità di analisi

L'analisi statistica è stata condotta su tutte le run effettuate per l'isotopo ^{63}Cu , che d'ora in avanti indicheremo con la sigla "Cu". Per i motivi spiegati nella sezione precedente, sono state analizzate anche le run effettuate per ^{197}Au , per le quali si userà la sigla "Au". Infine, come già spiegato, la stima di σ_{tot} a partire da un esperimento di trasmissione richiede anche l'analisi delle acquisizioni eseguite in assenza di campione, denominate "Empty".

L'analisi dei dati è stata effettuata con ROOT, un framework sviluppato al CERN che, tramite codici scritti in C++, permette la gestione e la visualizzazione di grandi set di dati sperimentali. ROOT permette di operare su più run simultaneamente attraverso lo strumento *Chain*. Sono state quindi costruite tre Chain, una per ognuna delle tipologie di target. L'unico tree considerato per i file ROOT di ogni Chain è quello relativo ai rivelatori MGAS, chiamato "FIMG".

In alcuni dei grafici illustrati in questa tesi sono state introdotte delle selezioni basate su valori di specifici branch nei file ROOT. In particolare, il branch "PSpulse" è stato utilizzato per distinguere tra fasci dedicati (PSpulse=2) e parassiti (PSpulse=3), mentre il branch "detn" ha permesso di scegliere tra i dati acquisiti dal primo rivelatore di MGAS (detn=1) o dal secondo (detn=2).

Inoltre, tutti gli istogrammi sono stati normalizzati rispetto al numero totale di protoni che hanno originato gli eventi analizzati. Va considerato quindi che ogni volta che

sull'asse y si legge *Counts* in realtà si intende *Counts/Protoni*. Per la normalizzazione sono stati impiegati i branch “BunchNumber”, che identifica il pacchetto di protoni da cui ha avuto origine ciascun evento, e “PulseIntensity”, che memorizza il numero esatto di protoni di ogni pacchetto.

3.2.2 Forma del segnale nei MGAS

Si vuole iniziare l'analisi dei dati raccolti con lo studio della forma di un segnale ricevuto, utilizzando a tale scopo due parametri: “risetime” e “fwhm”. Il risetime rappresenta il tempo impiegato dal segnale per crescere dal 10 % e il 90% della sua ampiezza, fornendo quindi una misura della rapidità di risposta del sistema di rivelazione. La fwhm invece, ovvero la “Full Width at Half Maximum”, corrisponde alla larghezza del segnale a metà della sua altezza massima e permette di valutarne la durata e verificare la risoluzione del rivelatore, ovvero la capacità di distinguere due segnali vicini in energia. Per entrambi i parametri, i picchi dei conteggi dovrebbero trovarsi idealmente a valori bassi.

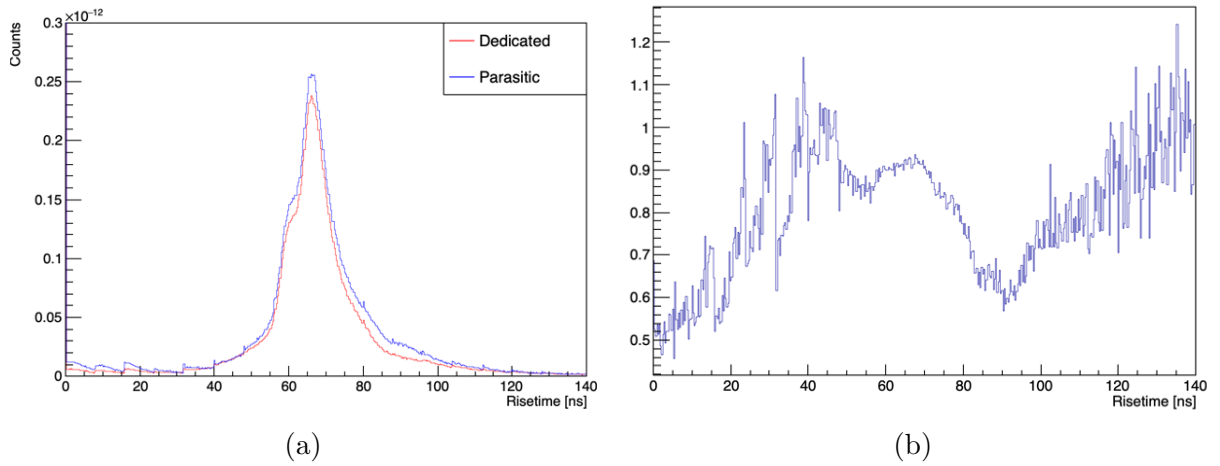


Figura 3.2: Istogramma di risetime per MGAS, con confronto tra eventi dedicati (rosso) e parassiti (blu): in (a) la distribuzione di risetime, in (b) il rapporto tra distribuzioni dedicate e parassite.

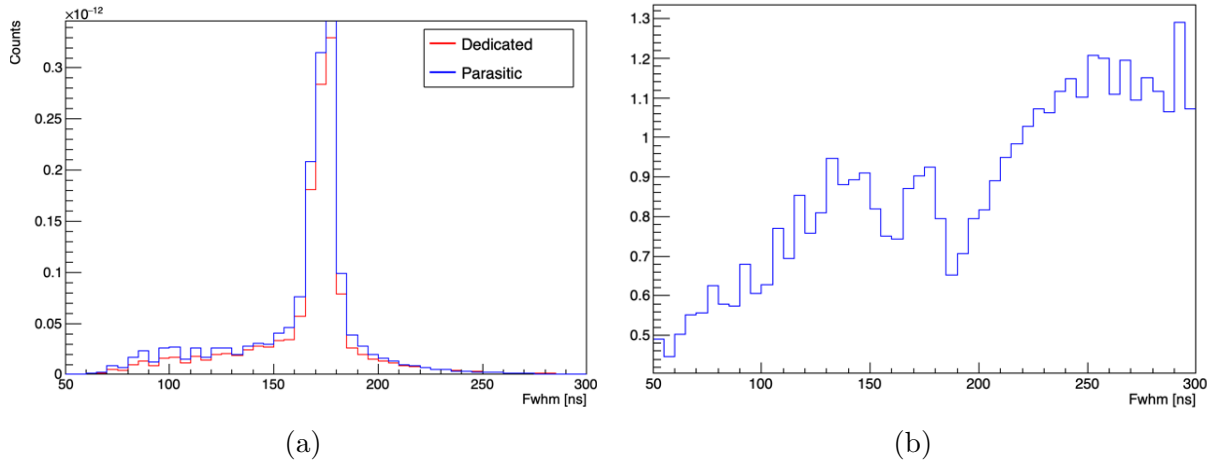


Figura 3.3: Istogramma di fwhm per MGAS, con confronto tra eventi dedicati (rosso) e parassiti (blu): in (a) la distribuzione di risetime, in (b) il rapporto tra distribuzioni dedicate e parassite.

In Figura 3.2a è stata riportata la distribuzione del parametro risetime, mentre in Figura 3.3 la distribuzione di fwhm. Entrambe sono state costruite sui dati raccolti dal rivelatore MGAS durante la campagna di ^{63}Cu , distinguendo tra eventi generati da fasci dedicati o parassiti. Gli istogrammi per Au e Empty non sono riportati, in quanto risultano molto simili a quelli di Cu: ciò indica che la risposta del sistema di rivelazione non dipende dal tipo di bersaglio.

Come si può notare, entrambi gli istogrammi presentano una distribuzione piccata, centrata attorno a 68 ns per risetime e a 175 ns per fwhm. Questo significa che i segnali ricevuti sembrano avere un comportamento regolare e uniforme tra loro, senza la presenza di code anomale o popolazioni spurie. Tuttavia, nell'istogramma di risetime si può vedere un piccolo picco aggiuntivo attorno a 60 ns. Uno stadio successivo dell'analisi consisterà, dopo aver introdotto l'ampiezza e averne studiata la distribuzione, nel verificare con istogrammi bidimensionali se il picco è legato a una popolazione particolare di eventi.

Infine, si vuole verificare se il sistema di rivelazioni si comporta allo stesso modo a prescindere dalla tipologia di fascio. A tale scopo, si osservano i rapporti bin per bin tra le distribuzioni di dedicati e parassiti riportati nelle Figure 3.2b e 3.3b, concentrando l'attenzione sugli intervalli dei picchi principali. Si può notare come in queste regioni, sia per risetime che per fwhm, il rapporto non sia attorno a 1, come dovrebbe essere idealmente, ma leggermente minore. Questo può suggerire che, per determinate condizioni, la risposta dei rivelatori è diversa tra pacchetti dedicati e parassiti.

Successivamente in questo capitolo, si mostrerà come queste discrepanze siano legate alla rivelazione degli eventi altamente energetici, ed in particolare si parlerà del rallentamento della registrazione per gli eventi dedicati e della presenza di fenomeni non neutronici.

3.3 Spettri di ampiezza

Si consideri ora la distribuzione dei segnali raccolti dai rivelatori in funzione della loro *ampiezza*. Nei file ROOT l'ampiezza è un parametro espresso in termini di canali di ADC, dove ciascun canale corrisponde a un intervallo discreto di tensione misurata dal sistema di acquisizione, proporzionale alla carica totale depositata nel rivelatore da un singolo evento. Gli spettri di ampiezza permettono quindi di caratterizzare quantitativamente gli impulsi registrati.

Riprendendo la relazione 2.18, per tutti gli istogrammi stampati in questa sezione non sono stati considerati eventi con $t = t_n - t_\gamma + L/c < 10^4$ ns, ricordando che L è la lunghezza di EAR1, t_n è il tempo di volo misurato e t_γ il tempo misurato del γ -flash (t_n viene salvato nei file come “tof”, mentre t_γ come “tflash”). Si vogliono infatti escludere eventi altamente energetici, ovvero a bassi t come si vede nell'equazione 2.6, originati dai cosiddetti raggi γ ritardati (e quindi non dai neutroni). La scelta del valore usato come soglia verrà giustificata nella prossima sezione.

3.3.1 Calibrazione in energia

Per dare una prima interpretazione qualitativa agli spettri, in Figura 3.4a è stato riportato come esempio l'istogramma di ampiezza, espressa in canali di ADC, per il rivelatore 1. Nello spettro si possono riconoscere chiaramente due picchi principali. Riprendendo quanto spiegato nella sezione 2.4, si può intuire come essi corrispondano all'energia depositata dai prodotti di reazione più probabili per un rivelatore MGAS con un convertitore in ^{10}B , ovvero Li^* e la particella α .

Per attribuire un significato fisico all'ampiezza misurata in canali di ADC è utile effettuare una calibrazione in energia. A tale scopo, si parta osservando ancora Figura 3.4a. In essa sono visibili in rosso i due intervalli su cui è stato effettuato un fit gaussiano per individuare il centro di ogni picco. Dopo aver associato il valore ottenuto per il picco di sinistra, corrispondente a Li^* , a 0.84 MeV, e il valore per il picco di destra, relativo ad α , a 1.47 MeV, è stato eseguito un fit lineare, visibile in Figura 3.5, per determinare i parametri della funzione ampiezza-energia. Infine, questa relazione è stata utilizzata per costruire gli spettri di ampiezza calibrati, come si può vedere in Figura 3.4b.

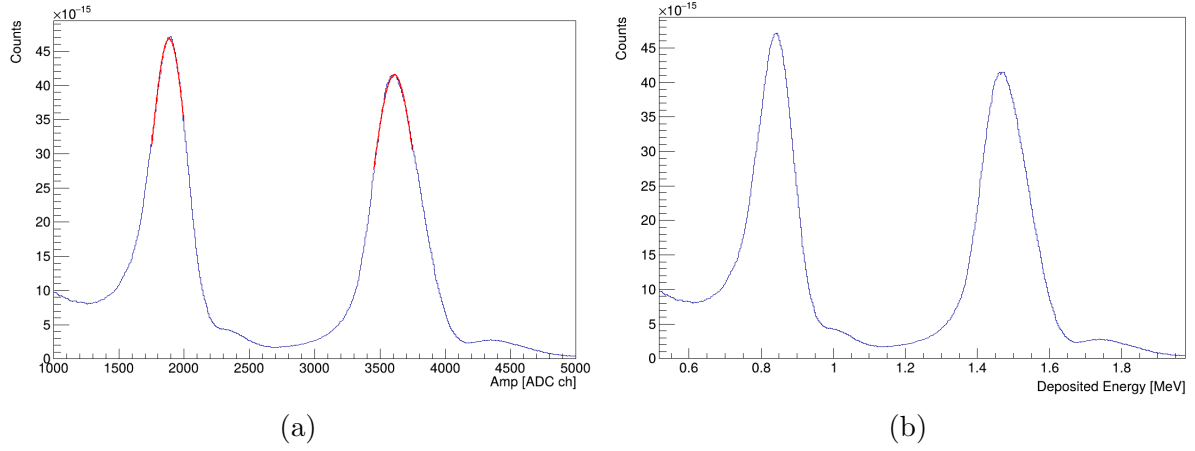


Figura 3.4: Istogrammi di ampiezza di MGAS per il rivelatore 1: in (a) i valori di ampiezza sono espressi in canali di ADC, in (b) sono stati calibrati in unità di energia (MeV).

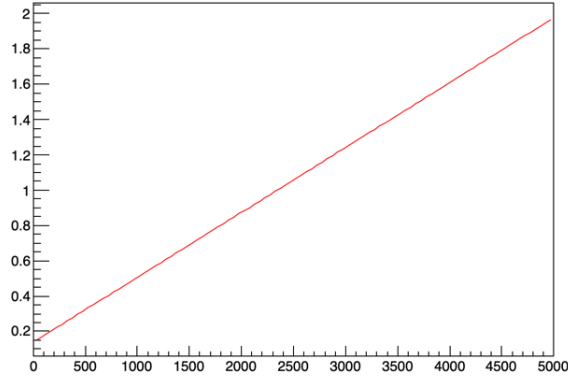


Figura 3.5: Fit lineare tra i valori dei picchi di ampiezza (asse x) e di energia depositata dai prodotti di reazioni (asse y).

3.3.2 Spettri per i tre target e per i due rivelatori

Nelle Figure 3.6, 3.7 e 3.8 sono riportati gli spettri di ampiezza calibrati in energia delle tre tipologie di target, per il rivelatore 1 e per il rivelatore 2, distinguendo tra eventi dedicati e parassiti.

Si osserva che gli istogrammi per i tre target presentano caratteristiche qualitative simili, con la tipica forma a due picchi già vista in Figura 3.4. Inoltre, le curve relative agli eventi dedicati e parassiti coincidono quasi completamente, confermando che la risposta dei rivelatori per i due tipi di fascio, nell'intervallo di t scelto, è praticamente identica. Si nota una discrepanza a bassi depositi di energia, sotto 0.6 MeV, dove il contributo

di rumore elettronico o eventi di fondo diventa rilevante e influenza la rilevazione; per questo motivo, tale intervallo non è stato incluso nella rappresentazione grafica finale dell'istogramma.

Una differenza che appare è quella tra gli spettri per il rivelatore 1 e quelli per il rivelatore 2. Infatti, nel rivelatore 2 il picco di sinistra, relativo a Li^* , risulta meno definito e più smussato, con un contributo relativo di eventi più elevato per valori di ampiezza inferiori al picco. La motivazione fisica è che nel rivelatore 2, dove la densità di ^{10}B è maggiore rispetto al rivelatore 1, la probabilità che i neutroni interagiscano è più alta, perciò gli eventi possono originare particelle cariche in posizioni diverse all'interno del materiale. Poiché la carica depositata nel gas attivo dipende dal percorso della particella nel gas, questa variabilità genera una maggiore dispersione dell'ampiezza misurata. Oltre a questo effetto interno ai rivelatori, anche la disposizione dei due rivelatori uno dietro l'altro lungo la direzione del fascio influisce ulteriormente sia sul numero complessivo di conteggi che sulla qualità degli spettri.

Gli spettri di ampiezza presentati permettono di identificare con precisione gli intervalli corrispondenti ai picchi dei prodotti della reazione di conversione. Questi intervalli potranno essere utilizzati nella sezione successiva, dedicata all'analisi degli spettri di tempo di volo, come criterio di selezione degli eventi. In questo modo, verranno considerati esclusivamente i segnali effettivamente riconducibili all'interazione dei neutroni, riducendo così il contributo di eventi spuri o di rumore elettronico.

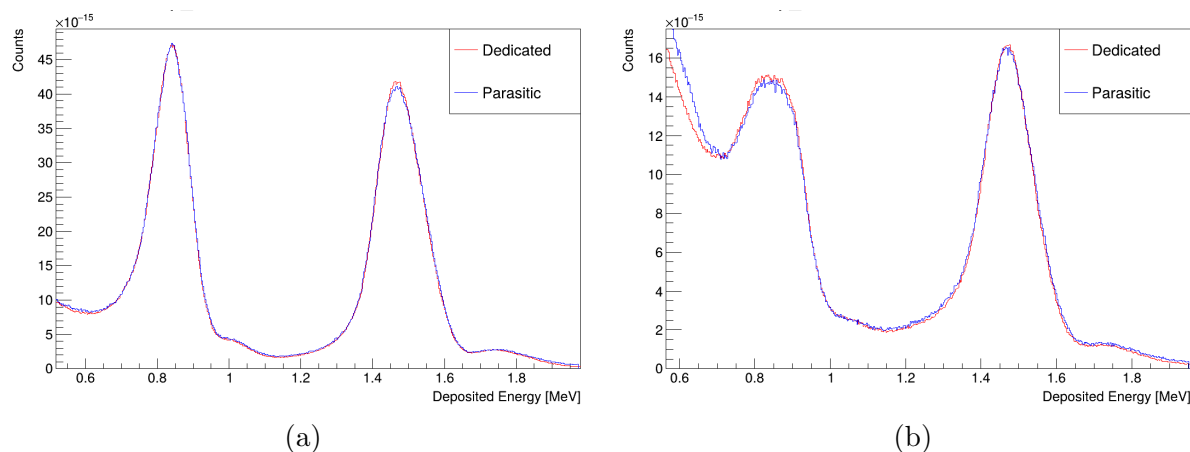


Figura 3.6: Istogrammi di ampiezza calibrata in energia durante le misure di Sample-in con Cu su fascio, distinguendo tra eventi dedicati e parassiti: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

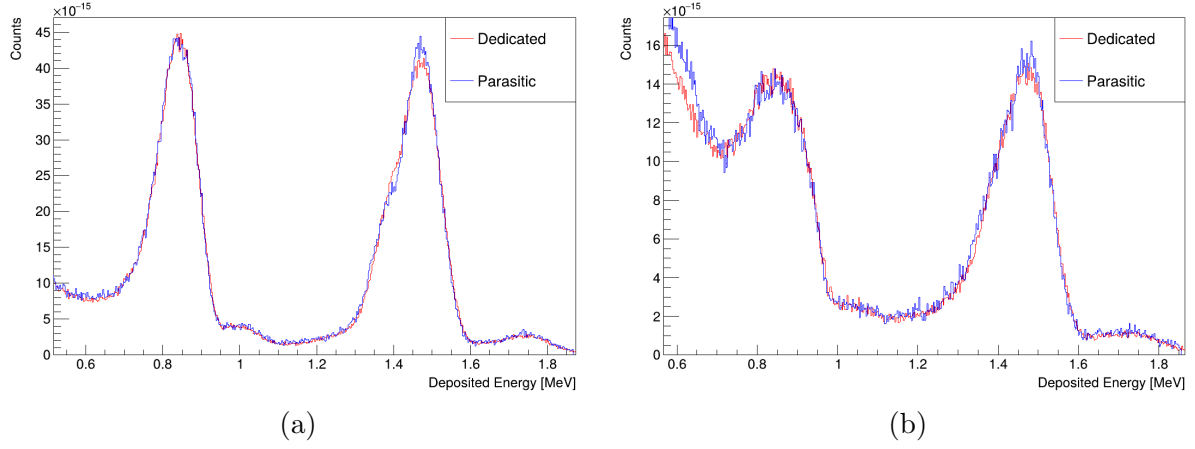


Figura 3.7: Istogrammi di ampiezza calibrata in energia durante le misure di Sample-in con Au su fascio, distinguendo tra eventi dedicati e parassiti: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

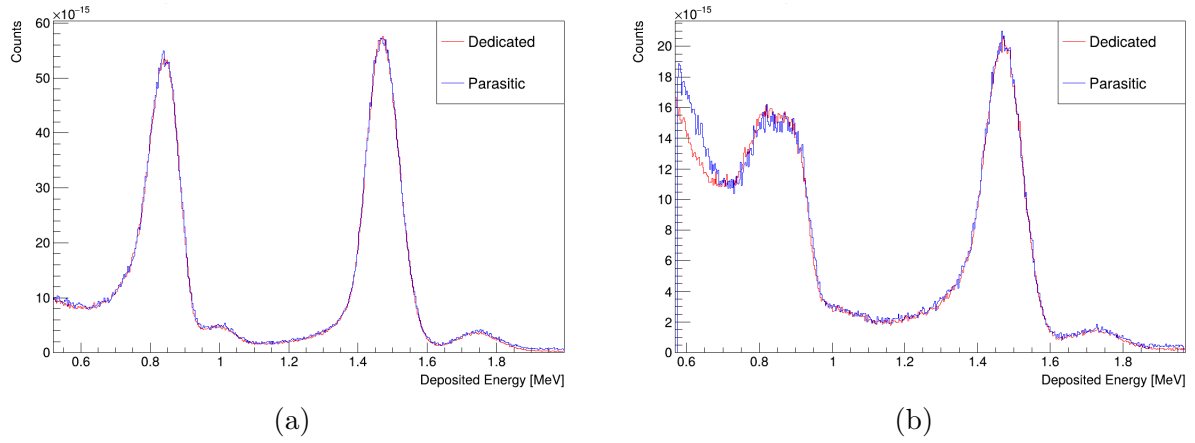


Figura 3.8: Istogrammi di ampiezza calibrata in energia durante le misure di Sample-out (anche detto Empty), distinguendo tra eventi dedicati e parassiti: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

3.3.3 Istogrammi 2D Ampiezza-Risetime

Nella sezione precedente, si era parlato della volontà di dare un'interpretazione agli eventi del picco secondario attorno a 60 ns nell'istogramma di risetime. A questo scopo, in Figura 3.9 sono stati riportati gli Istogrammi bidimensionali, con l'ampiezza sulle ascisse e il risetime sulle ordinate, per il rivelatore 1 e per il rivelatore 2. Osservando i grafici, gli eventi del picco secondario sembrano essere correlati ai picchi di ampiezza principali e in quanto tali non possono essere scartati.

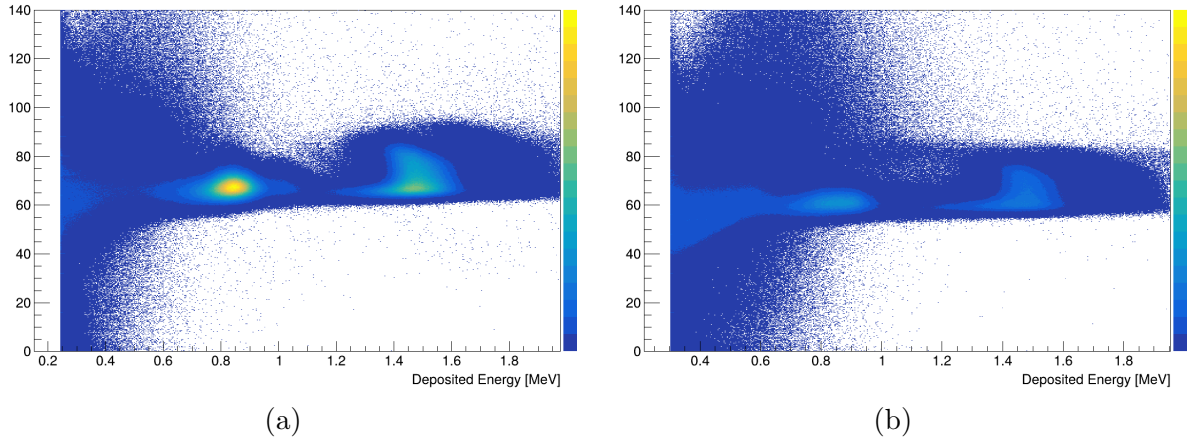


Figura 3.9: Istogrammi 2D di ampiezza calibrata in energia e risetime di Cu: in (a) l'istogramma per il rivelatore 1, in (b) l'istogramma per il rivelatore 2.

3.4 Spettri di tempo di volo

Gli spettri di tempo di volo (ToF) rappresentano uno strumento fondamentale per l'analisi dei dati raccolti, in quanto permettono di collegare il segnale registrato dai rivelatori al tempo impiegato dai neutroni per percorrere la distanza tra il punto di produzione e l'area sperimentale. Come si è visto nella sezione 2.2, la loro rappresentazione costituisce un passaggio preliminare alla successiva conversione in energia cinetica, necessaria per la determinazione delle sezioni d'urto in un esperimento di trasmissione.

In questa sezione, si confronteranno, per il caso di Cu, i grafici normalizzati per dati dedicati e parassiti e si osserveranno le differenze di comportamento dei due rivelatori (per Au e Empty le considerazioni sono analoghe). Infine, si esporranno in maniera completa gli spettri di tempo di volo dei tre target analizzati.

Tutti gli istogrammi sono stati riempiti adottando un binning logaritmico, ovvero una tecnica di suddivisione dei dati in cui l'ampiezza degli intervalli dei bin cresce in progressione logaritmica, non lineare. In questo modo, si garantisce una buona risoluzione relativa su più ordini di grandezza e una rappresentazione adeguata per distribuzioni che si estendono su ampi intervalli di valori.

3.4.1 Confronto tra dedicati e parassiti

In Figura 3.10 è stato riportato un confronto tra gli spettri originati da fasci dedicati e da fasci parassiti per Cu. In particolare, in Figura 3.10a sono state rappresentate entrambe le curve, mentre in Figura 3.10b è stato raffigurato il loro rapporto. Si vuole infatti verificare se i due grafici, ciascuno normalizzato rispetto al numero totale di protoni da cui è stato originato, coincidono tra loro, come ci si aspetta in presenza di una corretta

normalizzazione, e individuare gli intervalli in cui ciò non avviene. Queste discrepanze permettono infatti di trarre conclusioni di natura fisica, ad esempio sull'identificazione di valori da scartare o su fenomeni che influenzano la misura.

In Figura 3.10b si può notare come il rapporto si mantenga approssimativamente costante e pari a 1 per un ampio intervallo di valori di t , superiore a circa 10^4 ns. Questo evidenzia che la normalizzazione è stata eseguita correttamente e che in quel range sono presenti eventi rilevanti legati ai neutroni prodotti.

Tuttavia, per t inferiori a 10^4 ns il rapporto mostra oscillazioni e si discosta dall'unità. Tale comportamento è dovuto, oltre che alla presenza dei già menzionati raggi γ , anche a una risposta meno affidabile nei dati dedicati ad alte energie. Poiché questi ultimi sono originati da neutroni prodotti, come si è visto, da un numero maggiore di protoni rispetto ai dati parassiti, ad alte energie il loro flusso di eventi può essere particolarmente elevato. Questo può portare a fenomeni di “Pile-up”, ovvero la sovrapposizione di due o più segnali, o alla perdita di eventi per un “tempo morto”, ovvero l'intervallo successivo alla registrazione di un evento durante il quale il sistema non è in grado di rivelare o processare ulteriori segnali, non adeguato.

Queste osservazioni giustificano la scelta del valore di soglia utilizzato come condizione di riempimento per l'istogramma di ampiezza. Inoltre, chiariscono perché negli istogrammi 3.2b e 3.3b il rapporto tra distribuzioni dedicate e parassite, rispettivamente per risetime e fwhm, risulti leggermente inferiore a 1 in corrispondenza dei picchi principali delle stesse.

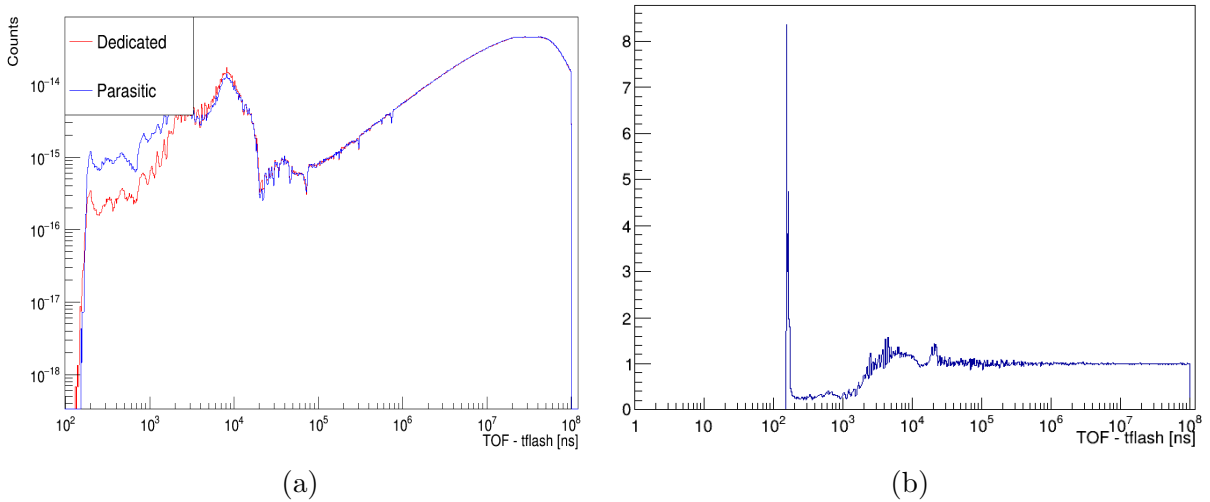


Figura 3.10: Istogramma di tempo di volo per la misura di Sample-in con Cu su fascio, con confronto tra eventi dedicati e parassiti: in (a) lo spettro di tempo di volo, in (b) il rapporto tra spettri dedicati e parassiti

3.4.2 Confronto tra rivelatori

Si vuole ora studiare la differenza di risposta tra i due rivelatori usati. In Figura 3.11 sono stati riportati gli spettri di tempo di volo di Sample-in con Cu per il rivelatore 1 e per il rivelatore 2, in modo da poterne osservare la forma, mentre in Figura 3.12 è riportato il rapporto con il rivelatore 1 a numeratore e il rivelatore 2 a denominatore.

Come si può notare, il quoziente mantiene un valore costante (≈ 2.3) su un ampio intervallo dello spettro. Tale andamento indica che i rivelatori presentano efficienze differenti, dato che il rapporto non è unitario, per i motivi già presentati precedentemente, ovvero lo spessore diverso del materiale e il fatto che sono uno davanti all'altro. La costanza della curva suggerisce comunque che il loro funzionamento rimane stabile. Tuttavia, anche in questo caso, la coerenza si perde a t bassi, dove il rapporto presenta oscillazioni. Tale comportamento può essere ricondotto a fenomeni di saturazione, cioè all'incapacità dei dispositivi di registrare correttamente l'ampiezza degli eventi più energetici perché essa eccede il range disponibile dell'ADC, o a una differente sensibilità al fondo γ . L'analisi conferma quindi ulteriormente la necessità di non includere valori di t bassi.

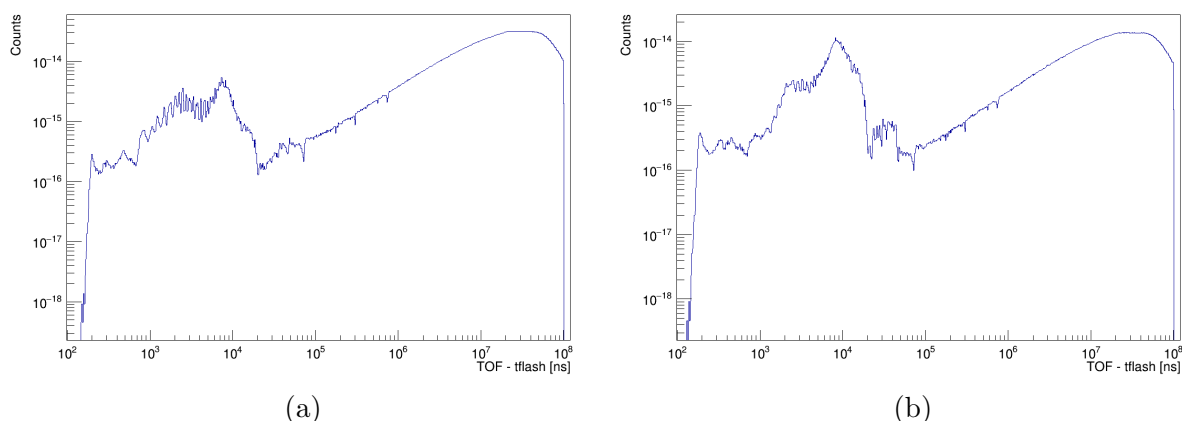


Figura 3.11: Istogramma di tempo di volo per la misura di Sample-in con Cu su fascio: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

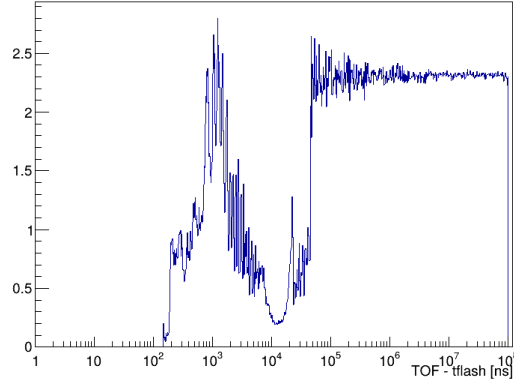


Figura 3.12: Istogramma con rapporto tra tempi di volo del rivelatore 1 e del rivelatore 2.

3.4.3 Spettri per i tre target

In aggiunta agli spettri di Sample-in con Cu già visti in 3.11, in 3.13 e 3.14 sono stati riportati anche gli spettri di Sample-in con Au e di Sample-out, per il rivelatore 1 e per il rivelatore 2. Gli andamenti degli istogrammi risultano simili nei tre casi, ma negli spettri di Cu e Au si individuano delle piccole differenze rispetto a quelle di Empty. Si riconoscono infatti dei minimi, corrispondenti a regioni energetiche in cui un numero significativo di neutroni è stato rimosso dal fascio incidente a causa di interazioni con il bersaglio. L'effetto di queste differenze risulterà più chiaro nel Capitolo 4, quando gli spettri di tempo di volo verranno convertiti in spettri di energia e verrà valutato il fattore di Trasmissione T . A quel punto, sarà possibile valutare come i minimi influenzino l'andamento delle sezioni d'urto.

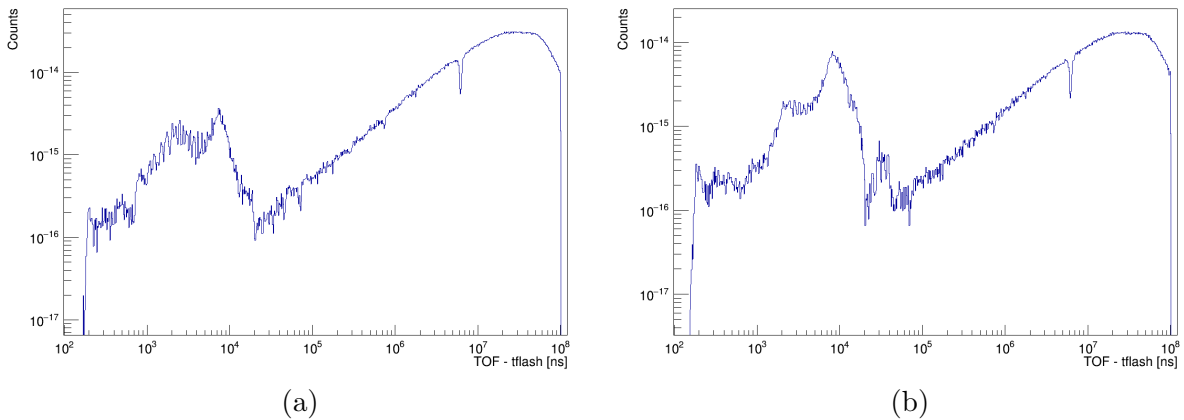
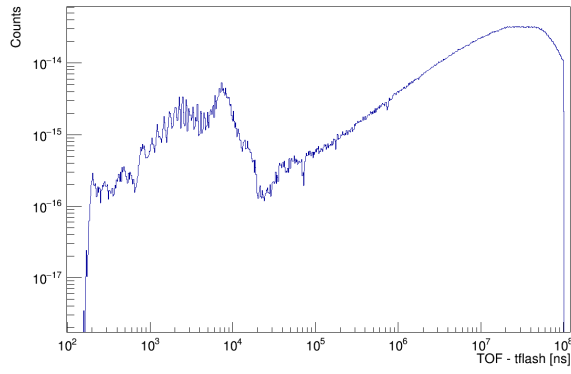
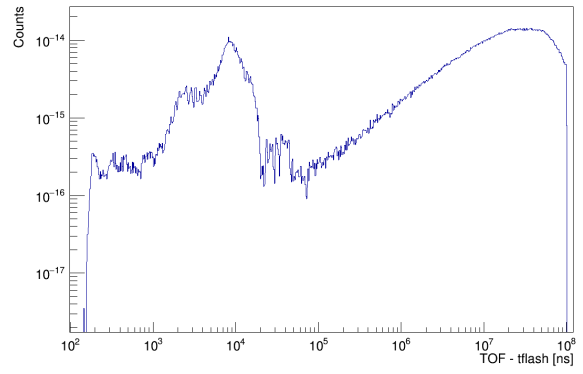


Figura 3.13: Istogramma di tempo di volo per la misura di Sample-in con Au su fascio: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.



(a)



(b)

Figura 3.14: Istogrammi di tempo di volo per le misure di Sample-out (Empty): in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

Capitolo 4

Determinazione della sezione d'urto totale σ_{tot}

Nel Capitolo 3 è stata presentata la campagna di raccolta dati per campioni di rame a n_TOF del CERN ed è stata riportata un'analisi dei principali parametri fisici acquisiti nelle misure di trasmissione per ^{63}Cu e ^{197}Au .

A partire dalle considerazioni fatte nel Capitolo precedente, in questo Capitolo verranno delineati i passaggi fondamentali della procedura utilizzata per stimare la sezione d'urto totale σ_{tot} . In primo luogo, gli istogrammi di tempo di volo trovati nella sezione 3.4 verranno convertiti in spettri di energia. Successivamente, per ognuno dei campioni verrà trovato l'andamento della trasmissione T , per verificare quanti neutroni hanno interagito con il bersaglio. Infine, sfruttando i risultati di T e utilizzando la formula nota, si mostrerà il grafico ottenuto di σ_{tot} , che verrà confrontato con quanto presente nelle librerie dati.

4.1 Spettri di Energia

I valori delle sezioni d'urto presenti in letteratura sono riportati in funzione dell'energia cinetica dei neutroni incidenti. Se si vogliono ottenere risultati per σ_{tot} che possano essere confrontati con i dati delle librerie, è quindi necessario convertire gli spettri di tempo di volo in spettri di energia. A tale scopo, si utilizza l'equazione 2.6, dove si nota l'inversa proporzionalità tra t e l'energia E_n . A un minore tempo necessario per raggiungere l'area sperimentale corrisponde infatti una maggiore energia cinetica.

Il valore di L utilizzato è quello della lunghezza della linea di fascio di EAR1, ovvero 182.3 m. In analisi più approfondite è tuttavia possibile determinare con maggiore precisione la base di volo calibrando lo spettro di tempo di volo tramite risonanze di energia nota.

Gli istogrammi sono stati normalizzati rispetto al numero totale di protoni che hanno originato gli eventi analizzati. Pertanto, come visto per il Capitolo 3, quando si legge *Counts* ci si riferisce a *Counts/protoni*.

4.1.1 Confronto tra dedicati e parassiti

In Figura 4.1 è stato riportato il confronto tra gli spettri normalizzati di eventi dedicati e parassiti, per il rivelatore 1 e per il rivelatore 2, nel caso di Cu. Si vuole infatti individuare il valore soglia, corrispettivo di $t \approx 10^4$ ns osservato negli spettri di tempo di volo, oltre il quale la normalizzazione non è più precisa a causa dei problemi, legati agli eventi altamente energetici, elencati nella sezione 3.4. Come si può vedere, i grafici iniziano a mostrare differenze per valori di E compresi tra 10^6 e 10^7 eV. Risultati analoghi si ottengono per Au e Empty. L'individuazione di questi intervalli di discordanza è utile per le analisi successive, in cui gli istogrammi verranno riportati senza distinguere tra dedicati e parassiti, permettendo di focalizzare l'attenzione sui risultati più significativi.

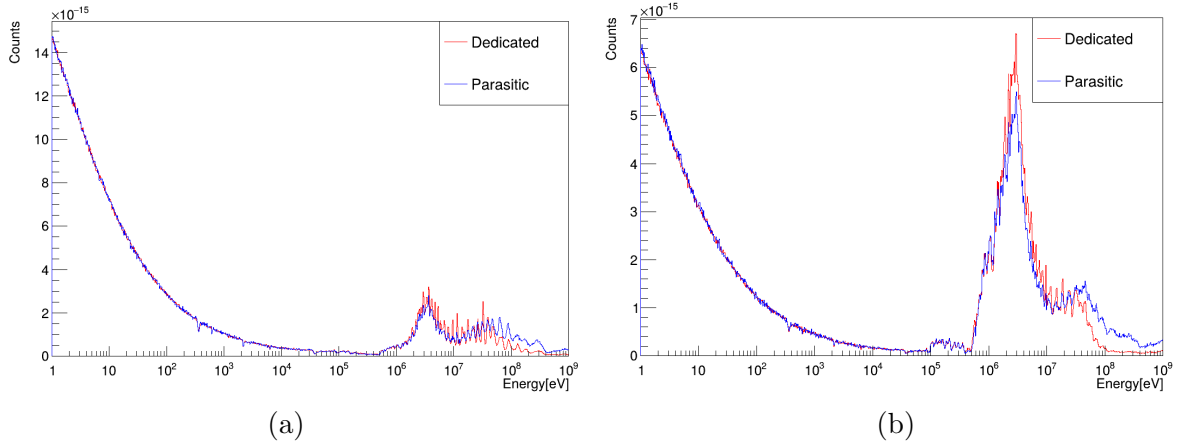


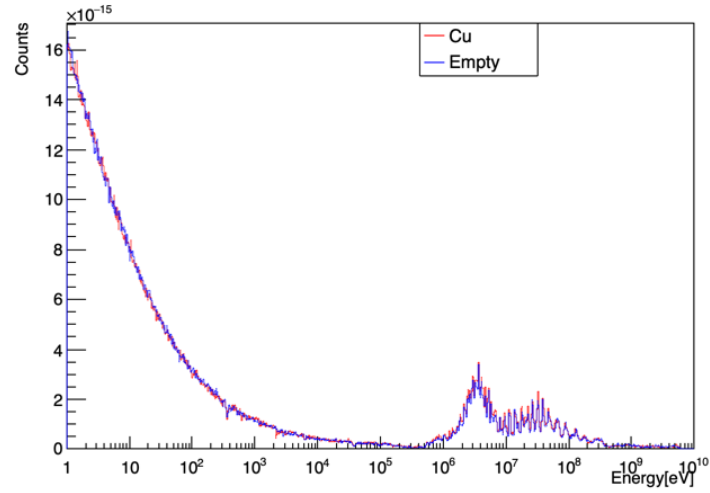
Figura 4.1: Istogrammi di energia cinetica per le misure di Sample-in con Cu su fascio, distinguendo tra eventi dedicati e parassiti: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

4.1.2 Confronto tra spettri dei campioni e Empty

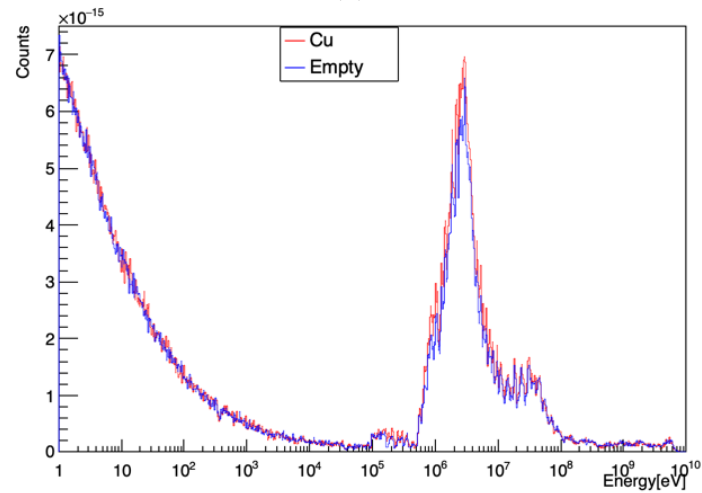
Nelle Figure 4.2 e 4.3 sono stati raffigurati i confronti tra gli istogrammi di energia di Sample-out e quelli di Sample-in con rispettivamente Cu e Au sul fascio, per il rivelatore 1 e rivelatore 2. I minimi e le caratteristiche grafiche che si intravedevano negli spettri di ToF dei due campioni si possono adesso visualizzare meglio.

Osservando gli istogrammi nell'intervallo energetico fino a 10^6 eV, si può notare come l'entità delle differenze rispetto alla rivelazione senza bersaglio sia maggiore per Au

rispetto a Cu. Questo significa che per il primo ci sono più neutroni che interagiscono col bersaglio rispetto al secondo, prevedendo per esso valori di σ_{tot} maggiori.

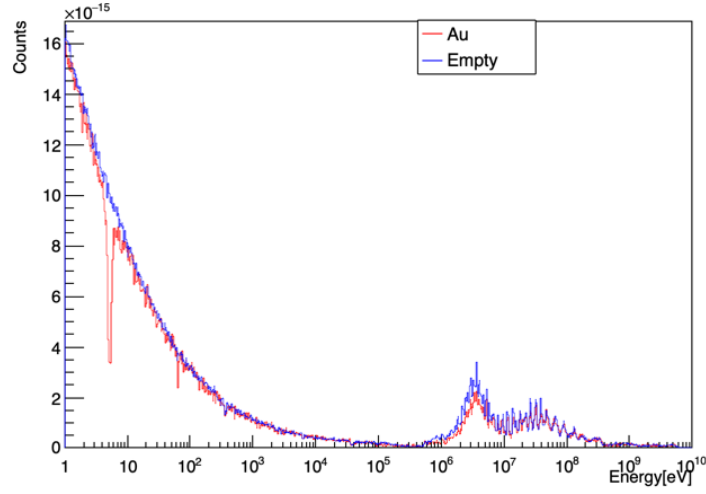


(a)

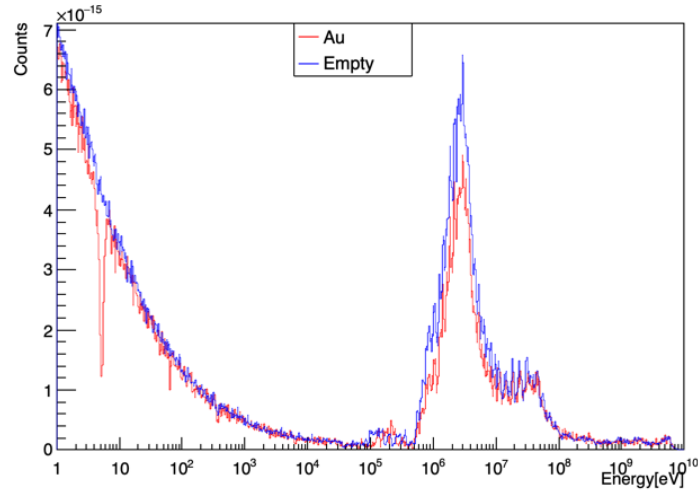


(b)

Figura 4.2: Istogrammi di energia cinetica, con confronto tra Sample-in con Cu su fascio e Sample-out (Empty), per i due rivelatori: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.



(a)



(b)

Figura 4.3: Istogrammi di energia cinetica, con confronto tra Sample-in con Au su fascio e Sample-out (Empty), per i due rivelatori: in (a) lo spettro del rivelatore 1, in (b) lo spettro del rivelatore 2.

4.2 Trasmissione

Per quantificare le differenze tra gli spettri con bersaglio (Cu e Au) e quelli senza bersaglio è necessario fare un rapporto bin per bin tra i conteggi delle due curve. In questo modo, come si può vedere nella relazione 2.12, si può stimare il fattore di trasmissione T in funzione dell'energia, equivalente alla probabilità che un neutrone non abbia interagito con il campione.

I rapporti tra gli spettri di Sample-in con Cu e lo spettro di Sample-out sono stati illustrati in Figura 4.4, mentre quelli tra gli spettri di Sample-in con Au e lo spettro di Sample-out in Figura 4.5. Si può vedere come a basse energie il fattore di trasmissione T risulti ben determinato e si riconoscano chiaramente gli assorbimenti principali. Queste zone, avendo una trasmissione minore, sono quelle in cui si avranno valori di sezione d'urto maggiori.

Ad energie maggiori si notano invece delle barre verticali più lunghe, superando in alcuni casi il valore 1. Per definizione T deve risultare compreso tra 0 e 1, poiché il bersaglio può solo attenuare il fascio incidente. I valori $T > 1$ che compaiono in alcuni intervalli energetici non hanno quindi significato fisico, ma riflettono imprecisioni di tipo statistico e sistematico che verranno discusse maggiormente nella prossima sezione.

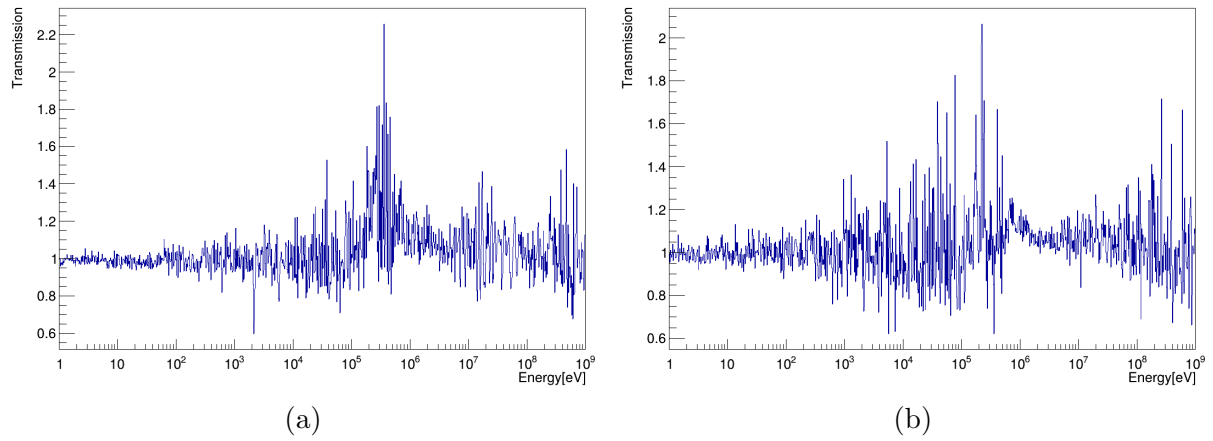


Figura 4.4: Fattore di trasmissione T per Cu: in (a) il grafico del rivelatore 1, in (b) il grafico del rivelatore 2.

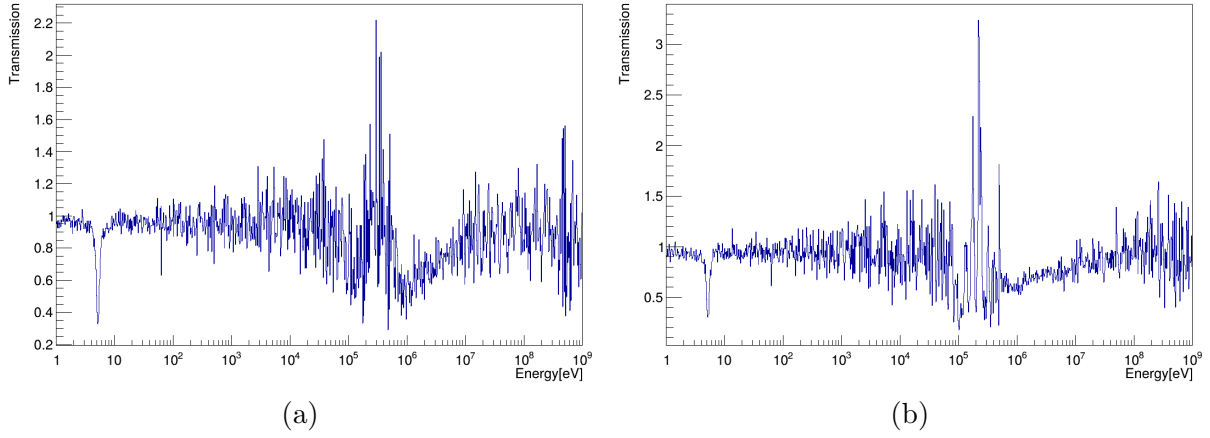


Figura 4.5: Fattore di trasmissione T per Au: in (a) il grafico del rivelatore 1, in (b) il grafico del rivelatore 2.

4.3 Sezione d'urto

Si può ora procedere con il calcolo della sezione d'urto totale σ_{tot} bin per bin. A tale scopo si sfrutta l'equazione 2.10. Per T si utilizzano i valori trovati nella sezione precedente per ogni bin di energia. Il fattore NX , dove N è la densità atomica volumica e X lo spessore, si può scrivere invece come:

$$NX = \frac{f m N_A}{M V} X = \frac{f m N_A}{M A} \quad (4.1)$$

dove f (adimensionale) è la frazione di arricchimento isotopico, m (g) la massa del campione, N_A (mol^{-1}) il numero di Avogadro, M (g/mol) la massa molare e A (cm^2) la sezione.

Nella Tabella 4.1 sono state riportate le caratteristiche principali dei campioni di Cu e Au impiegati nella sessione di misure. Nell'equazione 4.1 i valori di Massa indicati nella tabella si sostituiscono ad m , mentre il Raggio viene usato per calcolare A . Infine, i valori di massa molare M utilizzati sono stati $M = 63.546$ g/mol per Cu e $M = 196.967$ g/mol per Au. f in entrambi casi è stato approssimato a 1.

Campione	Massa (g)	Raggio (cm)	Spessore (cm)	Densità areale (atomi/barn)
^{63}Cu	1.03	1	0.0367	0.0031
^{197}Au	0.645	1	0.0106	0.0006

Tabella 4.1: Caratteristiche principali dei campioni utilizzati di Cu e Au

4.3.1 Grafici ottenuti e confronto con la letteratura

Nelle Figure 4.6 e 4.7 sono stati riportati in blu i grafici calcolati di σ_{tot} , per il rivelatore 1 e il rivelatore 2, rispettivamente di Cu e Au. Inoltre, per valutare e confrontare i risultati ottenuti, sono stati aggiunti in rosso gli andamenti registrati nella libreria dati ENDF/B-VIII.0. Come per tutte le principali librerie nucleari, i dati riportati non derivano da un singolo esperimento, ma da un processo di valutazione che combina misure sperimentali e modelli teorici, in modo da restituire un riferimento continuo della sezione d'urto. La sezione d'urto è espressa in unità di barn (b), con $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Osservando in Figura 4.6 i grafici per Cu, si nota come la sezione d'urto ottenuta sperimentalmente abbia approssimativamente lo stesso ordine di grandezza dei dati di riferimento in letteratura e ne riproduca alcune delle strutture principali. Tuttavia, la curva sperimentale presenta grandi fluttuazioni su tutto l'intervallo energetico, anche nelle regioni a bassa energia dove l'andamento di riferimento è invece descritto da una linea continua.

Per quanto riguarda i grafici per Au in Figura 4.7, si osserva che l'andamento sperimentale riproduce le caratteristiche principali visibili nei dati di riferimento, come la risonanza saturata a 4.9 eV. Gli ordini di grandezza risultano in accordo attorno a 1 eV e ad energie intermedie, approssimativamente tra 10^2 e 10^3 , differendo invece negli altri intervalli. Inoltre, anche in questo caso, la curva sperimentale è decisamente più oscillante di quella presa dalla letteratura nei range dove quest'ultima è più definita.

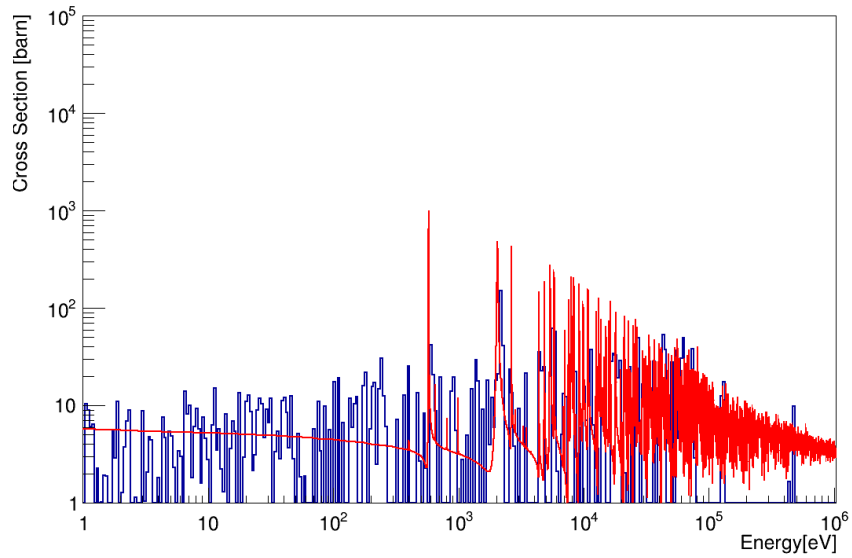
4.3.2 Discussione dei risultati

A cause delle fluttuazioni riscontrate per entrambi i campioni, si può concludere che i risultati sperimentali presentano un grado di precisione minore rispetto ai dati di riferimento in letteratura. Questo può essere imputato in primo luogo al setup sperimentale che, come accennato nella sezione 3.2, era stato concepito per misure di cattura e non di trasmissione. Il fatto che i campioni utilizzati fossero sottili, per evitare l'attenuazione dei gamma di cattura, e che le camere utilizzate per la trasmissione si trovassero nella stessa stanza del bersaglio ha comportato che anche alcuni neutroni che avevano interagito con i campioni raggiungessero i rivelatori. Per ridurre questo effetto, nel setup della successiva campagna del 2025, ottimizzato per la trasmissione, sono stati introdotti un muro di schermatura e un collimatore del fascio dopo il campione.

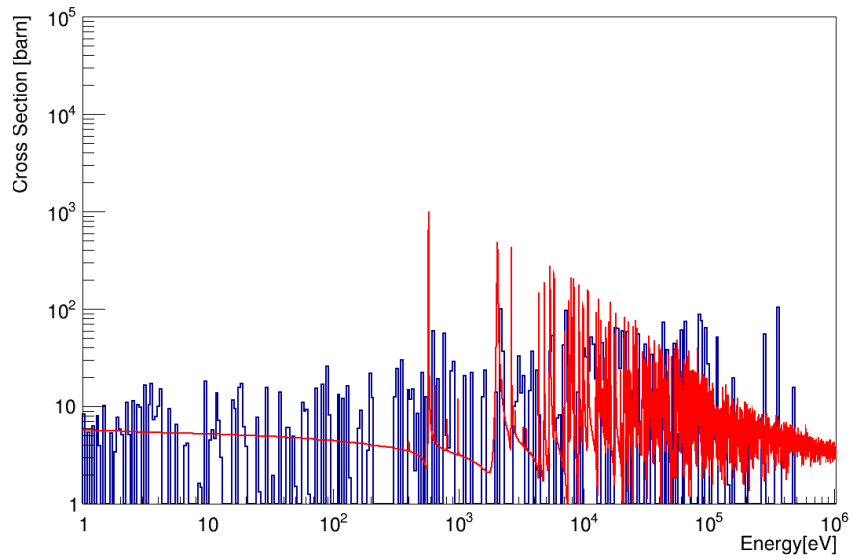
Un altro elemento che può influire sulla precisione dei risultati è l'assenza di alcune correzioni sistematiche. Per il calcolo di T ad esempio è stato fatto semplicemente il rapporto tra i conteggi con il bersaglio e senza bersaglio invece di usare la formula completa riportata nell'equazione 2.11, escludendo quindi un trattamento completo dei contributi di background e dell'efficienza del rivelatore. Inoltre, durante l'analisi preliminare si sarebbe potuto aggiungere lo studio di possibili fenomeni di pile-up o dell'influenza

del tempo morto. Infine, una statistica più estesa avrebbe sicuramente contribuito ad avere risultati più accurati.

I risultati ottenuti, pur essendo qualitativamente modesti, riproducono comunque i tratti fondamentali attesi, confermando la validità complessiva dell'approccio e costituendo un buon punto di partenza per analisi più accurate.

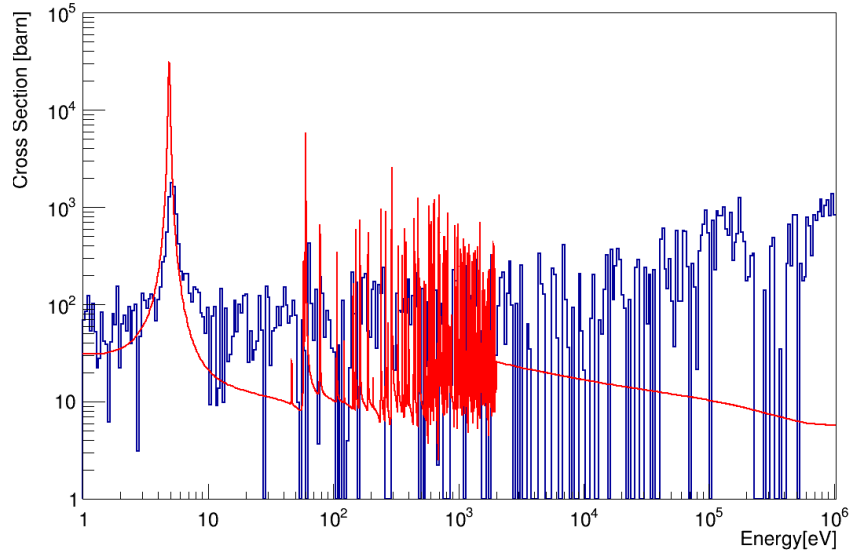


(a)

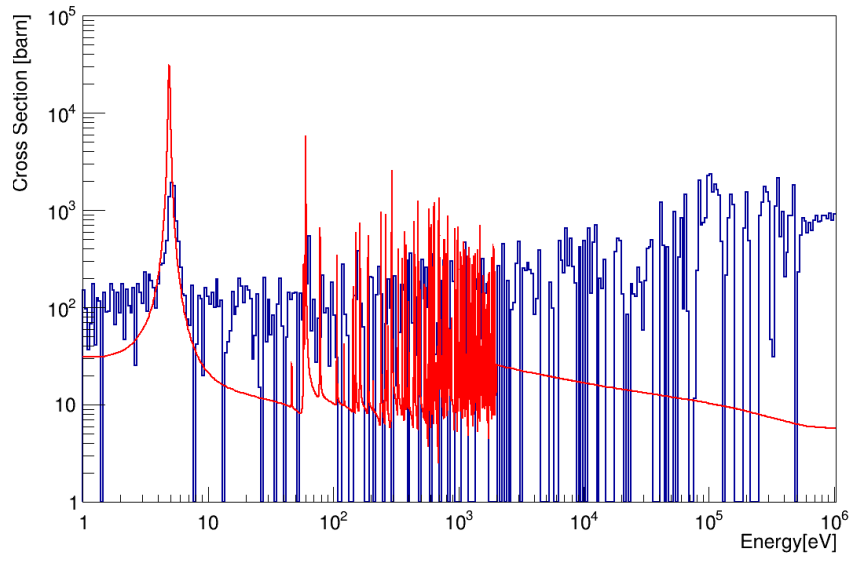


(b)

Figura 4.6: Istogrammi con sezione d'urto totale σ_{tot} (in barn) di Cu: in (a) il grafico del rivelatore 1, in (b) il grafico del rivelatore 2.



(a)



(b)

Figura 4.7: Istogrammi con sezione d'urto totale σ_{tot} (in barn) di Au: in (a) il grafico del rivelatore 1, in (b) il grafico del rivelatore 2.

Conclusioni

In questa tesi sono stati presentati i concetti fisici relativi alle tecnologie nucleari a fissione per la produzione di energia e sono stati illustrati i modelli innovativi attualmente in fase di ricerca, con particolare riferimento ai prototipi che impiegano neutroni veloci. È stata quindi evidenziata l'importanza di approfondire le conoscenze sulle proprietà dei materiali impiegabili nelle applicazioni nucleari, per un ampio intervallo di energie dei neutroni incidenti. A tale scopo, sono state descritte le diverse tipologie di interazione che possono avvenire tra neutroni e materia e, per quantificarne le probabilità, è stata introdotta la grandezza della sezione d'urto.

Successivamente, sono state presentate le metodologie sperimentali utilizzate per la misura delle sezioni d'urto di materiali in funzione dell'energia. In particolare, è stata descritta la facility n_TOF del CERN, che consente misure ad alta precisione sfruttando neutroni prodotti attraverso il processo di spallazione e impiegando la tecnica del tempo di volo.

Nel 2024, è stata avviata a n_TOF una campagna di misure dedicata in particolare alla determinazione delle sezioni d'urto del rame, materiale che può essere utilizzato nei reattori nucleari, ad esempio come riflettore di neutroni. Dopo aver descritto l'apparato sperimentale impiegato, è stata riportata l'analisi, svolta tramite il framework ROOT, dei dati raccolti per campioni di ^{63}Cu ^{197}Au . L'obiettivo è stato quello di definire una procedura che permettesse di trovare le condizioni adeguate per estrarre accuratamente la sezione d'urto totale σ_{tot} .

Lo studio della forma e dell'ampiezza dei segnali ricevuti dai rivelatori è stato condotto per identificare gli eventi effettivamente riconducibili all'interazione tra neutroni e atomi del campione. Sulla base di tali risultati, sono stati quindi stabiliti specifici criteri di selezione per il riempimento degli spettri di tempo di volo. In particolare, sono stati inclusi unicamente gli eventi riconducibili ai due picchi principali di ampiezza e sono stati scartati quelli altamente energetici.

Gli spettri di tempo di volo sono stati poi convertiti in spettri di energia cinetica mediante una relazione diretta tra tempo e energia. Questi ultimi sono fondamentali perché σ_{tot} può essere ricavata attraverso il fattore di trasmissione T , ovvero il rapporto tra i conteggi di energia con il campione e quelli senza campione. Utilizzando i risultati di T e i dati sulle proprietà fisiche dei campioni, sono stati ottenuti i grafici delle stime di σ_{tot}

in funzione dell'energia, successivamente confrontati con degli andamenti di riferimento presi dalla letteratura.

Il confronto tra i risultati sperimentali e i dati di riferimento ha mostrato come entrambi presentino ordini di grandezza e caratteristiche qualitative simili, suggerendo la correttezza formale della procedura adottata. Tuttavia, i grafici sperimentali evidenziano una maggiore oscillazione nei valori rispetto alla letteratura, suggerendo la presenza di imprecisioni di tipo statistico o sistematico. Tali discrepanze possono essere attribuite ai limiti della configurazione sperimentale, non ottimizzata per misure di trasmissione, e alla mancanza di ulteriori analisi e correzioni per possibili effetti strumentali e di rivelazione.

Si può quindi concludere che, pur essendo i risultati ottenuti qualitativamente modesti, la coerenza mostrata rispetto alle tendenze dei dati presenti in letteratura indica la validità complessiva della metodologia seguita e ne suggerisce l'impiego come riferimento per future analisi di trasmissione.

Bibliografia

- [1] International Energy Agency, “Global energy review,” 2025. <https://www.iea.org/reports/global-energy-review-2025>.
- [2] R. Jaffe and W. Taylor, *The Physics of Energy*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2018.
- [3] International Energy Agency, “World energy mix,” 2025. <https://www.iea.org/world/energy-mix>.
- [4] International Energy Agency, “World energy-related co₂ emissions,” 2025. <https://www.iea.org/world/emissions>.
- [5] United Nations Environment Programme, “Emissions gap report 2024,” 2024. <https://www.unep.org/resources/emissions-gap-report-2024>.
- [6] IPCC Working Group III, *Mitigation of Climate Change: Annex III – Technology-specific cost and performance parameters*. Geneva, Switzerland: Intergovernmental Panel for Climate Change, 2014.
- [7] World Nuclear Association, “Carbon dioxide emissions from electricity,” 2023. <https://world-nuclear.org/information-library/energy-and-the-environment/carbon-dioxide-emissions-from-electricity>.
- [8] United Nations Economic Commission for Europe, “Lifecycle greenhouse gas emissions from nuclear electricity generation,” tech. rep., UNECE, 2020. <https://unece.org/info/Energy/Nuclear-energy>.
- [9] J. R. Lamarsh and A. J. Baratta, *Introduction to Nuclear Engineering*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, 3rd ed., 2001.
- [10] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. New York: Wiley, 1988.
- [11] World Nuclear Association, “Advanced nuclear power reactors,” 2024. <https://world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/nuclear-power-reactors/advanced-nuclear-power-reactors>.

- [12] Generation IV International Forum, “Generation iv criteria and technologies,” 2024. <https://www.gen-4.org/generation-iv-criteria-and-technologies>.
- [13] International Atomic Energy Agency, “Status of fast reactor research and technology development,” Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1691, IAEA, 2013. https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/TE_1691_CD/PDF/IAEA-TECDOC-1691.pdf.
- [14] W. Hannum, G. Marsh, and G. Stanford, “Nuclear fast reactors: Sa-1205,” tech. rep., National Center for Nuclear Research, 2005. <https://www.nationalcenter.org/NuclearFastReactorsSA1205.pdf>.
- [15] A. Mengoni, “Lezioni del corso di fisica dell’energia,” 2023. <https://www.unibo.it/it/studiare/insegnamenti-competenze-trasversali-moocs/insegnamenti/insegnamento/2025/492559>.
- [16] ENEA - Dipartimento Nucleare, “Impianto rsv tapiro,” 2025. <https://www.ricercanucleare.enea.it/il-dipartimento/tecnologie-impianti-e-materiali-per-la-fissione-nucleare/laboratorio-reattori-nucleari-di-ricerca/tecnologie-laboratorio-rnr/55-impianto-rsv-tapiro.html>.
- [17] ENEA - Knowledge Exchange Program, “Reattore di ricerca tapiro,” 2025. <https://www.kep.enea.it/elenco-completo/impianti/reattore-di-ricerca-tapiro.html>.
- [18] N. Colonna, F. Gunsing, and F. Käppeler, “Neutron physics with accelerators,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 101, pp. 177–203, 2018.
- [19] J. S. Lilley, *Nuclear Physics: Principles and Applications*. Chichester, UK: Wiley, 1st ed., 2001. Includes bibliographical references and index.
- [20] N. Semprini Cesari, “Fisica nucleare e subnucleare,” 2023. Appunti di Lezione.
- [21] P. Schillebeeckx, B. Becker, Y. Danon, K. Guber, H. Harada, J. Heyse, A. Junghans, S. Kopecky, C. Massimi, M. Moxon, N. Otuka, I. Sirakov, and K. Volev, “Determination of resonance parameters and their covariances from neutron induced reaction cross section data,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 113, no. 12, pp. 3054–3100, 2012. Special Issue on Nuclear Reaction Data.
- [22] C. Guerrero, A. Tsinganis, E. Berthoumieux, M. Barbagallo, F. Belloni, *et al.*, “Performance of the neutron time-of-flight facility n_tof at cern,” *The European Physical Journal A*, vol. 49, no. 2, pp. 1–15, 2013.
- [23] L. F. Curtiss, *Introduction to Neutron Physics*. Cambridge, MA: Boston Technical Publishers, 1965. Contributed by Internet Archive; Collection: marygrovecollege, internetarchivebooks, americana, inlibrary, printdisabled.

- [24] P. Schillebeeckx, “Neutron resonance experiments,” in *Proceedings of the International Workshop on Neutron Cross Section Measurements for Nuclear Energy Applications*, 2018. <https://agenda.infn.it/event/11646/contributions/9599/attachments/6975/7829/SCHILLEBEECKX.pdf>.
- [25] CERN, “Cds record 363828.” <https://cds.cern.ch/record/363828>.
- [26] CERN, “The n_tof facility at cern.” <https://ntof-exp.web.cern.ch/>.
- [27] U. Abbondanno, S. A. Andriamonje, P. Cennini, E. Chiaveri, M. Dario, A. Mengoni, P. Pavlopoulos, F. Saldaña, V. Vlachoudis, and H. Wendler, “Cern n_tof facility: Performance report,” Tech. Rep. CERN-INTC-O-011, INTC-2002-037, CERN-SL-2002-053-ECT, CERN, 2003. <https://cds.cern.ch/record/601511/files/intc-2002-037.pdf>.
- [28] G. Tagliente, O. Aberle, V. Alcayne, S. Amaducci, J. Andrzejewski, *et al.*, “The n_tof facility at cern,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 292, p. 12002, 2024. <https://cds.cern.ch/record/2939795/files/fulltext.pdf>.
- [29] A. Krása, “Neutron sources for ads,” *Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering*, May 2010. Archived 2019-03-03.
- [30] CERN, “n_tof poised for 10 more years of research with third-generation neutron spallation target,” 2021. <https://home.web.cern.ch/news/news/experiments/ntof-poised-10-more-years-research-third-generation-neutron-spallation-target>.
- [31] R. Esposito, O. Aberle, M. Calviani, T. Coiffet, M. Crouvizier, R. F. Ximenes, V. Maire, A. P. Fontenla, and M. Timmins, “Third-generation cern n_tof spallation target: Final design and examinations of irradiated prototype,” in *Proc. IPAC’21*, no. 12 in International Particle Accelerator Conference, pp. 3555–3558, JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 08 2021. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-WEPAB364>.
- [32] IAEA, “S9.a_2_154 patronis full paper.” https://conferences.iaea.org/event/264/contributions/21053/attachments/11378/22012/S9.A.2.154_Patronis_Full-Paper.pdf.
- [33] J. Pavón-Rodríguez, J. Lerendegui-Marco, A. Manna, S. Amaducci, M. Sabaté-Gilarte, *et al.*, “Features of the ear2 neutron beam following the spallation target upgrade at the n_tof facility at cern,” 2025.
- [34] M. Ferrari, D. Senajova, O. Aberle, Y. Aguiar, D. Baillard, *et al.*, “Design development and implementation of an irradiation station at the neutron time-of-flight facility at cern,” 2022.

- [35] CERN, “Cds record 2773824 plots.” <https://cds.cern.ch/record/2773824/plots>.
- [36] C. Massimi, *Improved cross-section on $n+^{197}\text{Au}$ from high resolution time-of-flight measurements at n_TOF and GELINA: the road to a new standard*. PhD thesis, Università di Bologna, Maggio 2009.
- [37] N. Pieretti, “Discriminazione n/γ tramite l’analisi della forma dell’impulso di uno scintillatore di stilbene deuterato,” tesi di laurea, Università di Bologna, Ottobre 2022.
- [38] A. Stamatopoulos and the n_TOF Collaboration, “Preliminary results on the study of $^{237}\text{np}(n,f)$ at n_tof/ear2 in energies related to nuclear waste transmutation,” *HNPS Advances in Nuclear Physics*, vol. 27, p. 18–24, Apr. 2020.
- [39] S. Andriamonje, M. Calviani, Y. Kadi, R. Losito, V. Vlachoudis, *et al.*, “The fission experimental programme at the cern n_tof facility: status and perspectives,” *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 59, no. 23, p. 1597, 2011. <https://doi.org/10.3938/jkps.59.1597>.
- [40] M. Barbagallo, C. Guerrero, A. Tsinganis, D. Tarrío, S. Altstadt, *et al.*, “High-accuracy determination of the neutron flux at n_tof,” *The European Physical Journal A*, vol. 49, 12 2013.
- [41] Fraval, K., “Measurement and analysis of the $^{241}\text{Am}(n,\gamma)$ cross section at the cern n tof facility.”
- [42] CERN, “Proposal to isolate and n_tof for the cu campaign.” <https://cds.cern.ch/record/2886127/files/INTC-P-689.pdf>.
- [43] ROOT Project, “Root: Data analysis framework.” <https://github.com/root-project/root/?tab=readme-ov-file#cite>.