

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

Misura della sezione d'urto della reazione
nucleare $^{235}\text{U}(n,f)$ indotta da neutroni di
alta energia a n_ToF

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Matteo Martelli

Correlatore:
Dott.ssa Alice Manna

Sommario

Una delle principali sfide che l'umanità dovrà affrontare nel corso del ventunesimo secolo è il raggiungimento del Net Zero per arrestare il riscaldamento globale. Per combattere la crisi climatica è necessario l'aiuto di tutte le più moderne tecnologie per abbattere l'emissione di gas serra, incluse le nuove tecnologie per la produzione di energia nucleare.

Vedremo in che modo anche la ricerca di base dà i suoi contributi nello sviluppo di tecnologie per abbattere le emissioni.

La ricerca in fisica nucleare fondamentale e le tecnologie nucleari emergenti, quali reattori di quarta generazione, necessitano, per progredire e raffinarsi, di dati sempre più precisi delle sezioni d'urto di fissione indotte da neutroni anche ad energie al di sopra di 200 MeV che ad oggi non sono disponibili.

La loro misura è lo scopo di un esperimento svolto alla facility n_TOF del CERN di Ginevra, dove è disponibile un fascio di neutroni pulsato fino ad 1 GeV e tramite il quale si intende misurare la sezione d'urto di fissione indotta da neutroni su ^{235}U , ad oggi uno standard soltanto fino a 200 MeV.

Dopo aver descritto il contesto sperimentale in cui è svolto l'esperimento, andremo un po' più nel dettaglio sulla strumentazione utilizzata per la misurazione dei parametri necessari per ricavare le sezioni d'urto, ovvero la PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) e il PRT (Proton Recoil Telescope). Infine illustreremo brevemente anche la teoria necessaria per l'esperimento e per il calcolo delle sezioni d'urto a n_TOF.

La parte finale di questa tesi sarà dedicata all'analisi dei dati della campagna sperimentale con i quali calcoleremo le sezioni d'urto.

I risultati ricavati verranno poi confrontati con altri dati provenienti da un apparato gemello presente dell'area sperimentale e con le sezioni d'urto che la IAEA (International Atomic Energy Agency) attualmente utilizza come standard.

Indice

1	Energia nucleare e sezione d'urto	5
1.1	Ruolo dell'energia nucleare nella transizione energetica	5
1.2	Reattori del presente e del futuro	7
1.3	Il problema della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ad alta energia	9
1.4	Interazione neutrone-nucleo e sezione d'urto	11
2	Misura sezione d'urto $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ a n_TOF	15
2.1	La facility n_TOF	15
2.2	Bersaglio di spallazione	17
2.3	Area sperimentale EAR-1	19
2.3.1	Camere di fissione (PPAC e PPFC)	20
2.3.2	Telescopi	21
3	Analisi dati sezioni d'urto	23
3.1	Misura della sezione d'urto	23
3.2	Principio di funzionamento del PRT	24
3.3	Analisi dati PPAC-PRT	26
3.4	Confronti con altre misurazioni e standard IAEA	29
4	Conclusioni	34

1 Energia nucleare e sezione d'urto

1.1 Ruolo dell'energia nucleare nella transizione energetica

La più grande sfida del nostro secolo che spetta affrontare alla società è la salvaguardia delle condizioni che hanno permesso all'essere umano di vivere e prosperare nel pianeta Terra. Per mitigare ed infine arrestare il global warming è necessario che la nostra società arrivi progressivamente al Net Zero, ovvero una situazione in cui il bilancio della CO₂ emessa ed assorbita dalle attività antropiche sia neutro.

Per raggiungere questo obiettivo è necessario individuare quali sono le attività antropiche che contribuiscono maggiormente alle emissioni di anidride carbonica nella nostra atmosfera. Analizzando la figura 1, possiamo notare che la produzione di energia e calore sono la prima causa di emissioni CO₂ contribuendo per più del 40% sulle emissioni totali. Va anche considerato che per decarbonizzare il settore dei trasporti (responsabile di circa il 20% delle emissioni di CO₂), sarà necessaria l'elettificazione del settore tramite l'utilizzo di batterie e delle nuove tecnologie ad idrogeno attualmente in via di sviluppo. Difatti è previsto per i prossimi decenni un enorme aumento del fabbisogno energetico globale, il che andrà a rendere ancora più rilevante l'utilizzo di fonti di produzione elettrica a basse emissioni nel prossimo futuro.

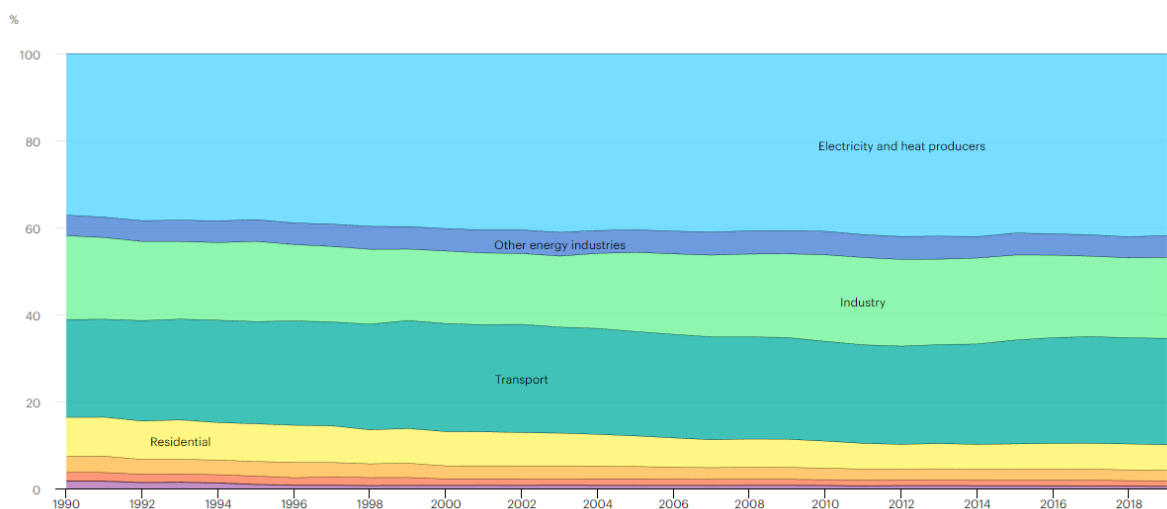


Figura 1: Emissioni globali di CO₂ per settore. Grafico tratto da [1].

Per comprendere al meglio come oggi produciamo energia, introduciamo i concetti di CO₂ equivalente (CO₂eq) e di ciclo vita di una fonte energetica. La CO₂eq è una misura che esprime l'impatto sul riscaldamento globale di una certa quantità di gas serra rispetto alla stessa quantità di anidride carbonica, viene utilizzata per potere confrontare

e sommare insieme i contributi di diversi gas serra. Il ciclo vita di una fonte energetica è l'ammontare delle emissioni di tutta la vita operativa dell'impianto, che va dalla costruzione dell'impianto, estrazione dei materiali necessari alla costruzione, emissioni durante la vita operativa, smaltimento dei rifiuti ecc...

Analizzando la figura 2 possiamo notare come più del 60% delle generazione elettrica globale dipende dai combustibili fossili, i quali sono le fonti energetiche più inquinanti ed emettitrici di una maggiore quantità di gas serra. Possiamo vedere che, a differenza della percezione comune, l'energia nucleare, insieme alle altre energie rinnovabili, presenta un impatto ambientale molto ridotto sia in termini di emissioni sia in termini di inquinamento e morti prodotte. Il JRC (Joint Research Center) ha affermato, in un suo recente report, che le attuali tecnologie nucleari rispettano i criteri del "Do No Significant Harm" (principio che prevede che gli interventi dei piani nazionali non arrechino alcun danno significativo all'ambiente) e hanno un impatto ambientale comparabile alle energie rinnovabili [2]. Questo dimostra che l'energia nucleare è idonea per poter perseguire la transizione energetica e può essere utilizzata, coadiuvandosi e complementandosi, a seconda delle situazioni e delle esigenze, assieme alle fonti di energia rinnovabile per arrivare al fondamentale obiettivo del Net Zero entro il 2050.

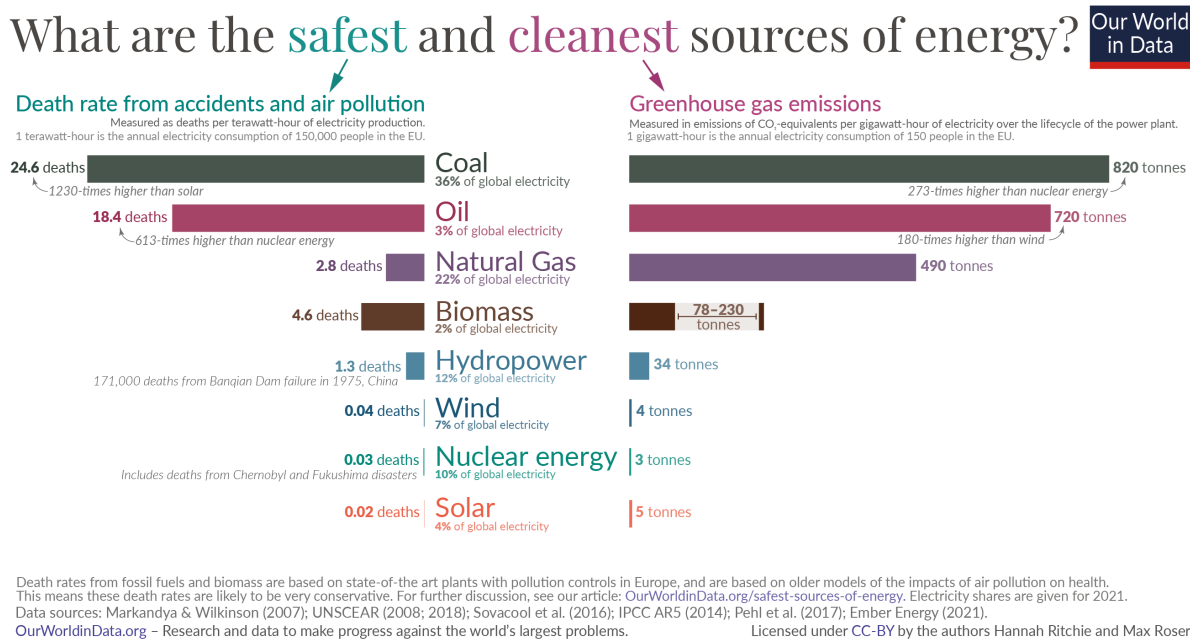


Figura 2: Emissioni globali di CO₂eq per GW/h sul ciclo vita dell'impianto e numero di morti per incidenti e inquinamento per TW/h prodotto per fonte energetica. Grafico tratto da [3].

1.2 Reattori del presente e del futuro

Esploriamo adesso le attuali e future tecnologie di reattori nucleare per la generazione di energia elettrica e termica, dedicando maggior approfondimento ai reattori di quarta generazione, in particolare agli ADSR (Accelerator Driven Subcritical Reactor), esso sarà la tipologia di reattore sulla quale sono previste la maggior parte delle ricadute tecnologiche dell'esperimento trattato in questa tesi.

Il primo prototipo di reattore nucleare è stato avviato il 2 dicembre 1942 a Chicago dall'equipe di Enrico Fermi, da lì nasce la prima generazione di reattori nucleari. Si comprendono subito le grandi potenzialità di questa tecnologia e, nel giro di un paio di decenni, tramite miglioramenti sull'efficienza e sicurezza, si è passati ai reattori di seconda generazione (tra gli attualmente operativi sono i più numerosi). Poi a partire dagli anni '90 e '00 cominciano a diffondersi anche reattori di terza generazione, i quali hanno introdotto nuove misure di sicurezza passiva sotto l'impulso del noto incidente di Chernobyl del 26 aprile 1986.

La tipologia di reattore più comune attualmente sono i reattori ad acqua leggera (PWR). I reattori ad acqua leggera sfruttano i neutroni a bassa energia, spesso chiamati neutroni termici, per indurre la fissione del ^{235}U . Tra i prodotti di fissione si ottengono anche neutroni ad alta energia, spesso chiamati neutroni veloci, che, come vedremo nel corso di questo capitolo, hanno una bassa probabilità di indurre ulteriori fissioni e quindi di innescare la reazione a catena necessaria per mantenere il reattore in regime critico (quindi non farlo spegnere). Per questo motivo abbiamo bisogno che il nocciolo del reattore sia immerso in un moderatore che ne rallenti i neutroni. Grazie a ciò la probabilità che un singolo neutrone inneschi la fissione di un altro nucleo aumenta, facilitando il raggiungimento del regime critico del reattore. Infine per rendere la catena di reazioni autoconsistente è necessaria un'ulteriore accortezza, il combustibile utilizzato non può essere l'uranio naturale, in quanto esso possiede lo 0.7% di ^{235}U fissile, è quindi necessario arricchire il combustibile arrivando a concentrazioni del 3-5% per tenere finalmente il reattore in regime critico.

In un reattore è infine necessario un refrigerante, nel caso dei reattori ad acqua leggera è l'acqua stessa, necessaria per mantenere sotto controllo la temperatura del reattore assorbendo i neutroni in eccesso mantenendo costante il tasso di fissioni all'interno del reattore. Tutti i reattori ad oggi esistenti su scala industriale hanno, con le dovute peculiarità, una logica operativa analoga, ovvero, utilizzo di ^{235}U per ricavare energia dalla fissione, moderatore e refrigerante.

Diamo adesso uno sguardo alle tecnologie nucleari che ci riserva il futuro. Prima di affrontare il discorso sui reattori a fissione di quarta generazione apriamo una breve parentesi sulla questione energia da fusione nucleare. Attualmente la fusione nucleare è un campo di ricerca che ha come suo esperimento principale il reattore sperimentale ITER situato a Saint-Paul-lès-Durance nella Francia meridionale, questo esperimento darà la possibilità di trovare una soluzione alle varie criticità fisiche, tecnologiche e ingegneri-

stiche che questa nuova frontiera dell'energia presenta. Se tutto procederà al meglio, secondo la tabella di marcia è previsto l'avvio del primo prototipo di reattore a fusione connesso alla rete elettrica, chiamato DEMO, nel 2051 [4]. Sarà poi necessario diverso tempo per arrivare alla diffusione su scala industriale di questa nuova potente tecnologia. Alla luce di ciò risulta evidente che i reattori a fissione nucleare avranno ancora un ruolo cruciale per (almeno) i prossimi 40-45 anni.

Discutiamo ora dei reattori di quarta generazione. Sono attualmente in studio differenti tecnologie che si trovano a differenti stadi di ricerca: alcuni modelli esistono già in fase prototipale, mentre altri modelli basati su differenti tecnologie sono attualmente in fase di ricerca. Ogni modello ha differenti scopi, esistono ricerche in corso sui reattori SCWR (Supercritical-water-cooled reactor) che permettono di aumentare l'efficienza dei reattori attuali e semplificano il design costruttivo, mentre altri reattori, come il VH-TR (Very-high-temperature reactor), hanno come scopo principale l'utilizzo del calore di scarto ad altissima temperatura utile per la produzione di idrogeno.

La tecnologia di quarta generazione attualmente ad uno stato di ricerca più avanzato rientra dentro ad un macro-gruppo di reattori chiamati reattori veloci autofertilizzanti (FBR Fast Breeder Reactor). Questi reattori, a causa dell'assenza del moderatore, vengono alimentati da neutroni veloci, ciò ci permette di bruciare anche ^{238}U fertile (trasformandolo in ^{239}Pu fissile da cui ricaviamo energia in completa analogia con il ^{235}U) e prodotti di fissione transuranici che rappresentano ad oggi una componente pericolosa del combustibile esausto delle attuali centrali nucleari. Questa tecnologia permette di riciclare le scorie nucleari delle centrali odierne attualmente stoccate negli appositi depositi andando quindi a ridurre notevolmente il volume delle scorie prodotte. Sono ad oggi operativi alcuni prototipi di reattori FBR, ad esempio ne abbiamo due operativi nella centrale nucleare di Belojarsk in Russia raffreddata a sodio liquido e uno operativo a Kalpakkam in India dove se ne sta costruendo un secondo di grossa taglia.

Menzioniamo infine una tipologia di reattore con una logica costruttiva e funzionale molto simile a quella dell'esperimento trattato in questa tesi, si tratta degli ADSR (Accelerator driven subcritical reactor). L'ADSR è un reattore sottocritico tenuto in vita da un acceleratore di protoni esterno che fornisce al reattore i neutroni necessari per poter proseguire le reazioni a catena. I neutroni veloci sono prodotti per spallazione facendo collidere i protoni con un bersaglio. Oltre a condividere i vantaggi dei reattori a neutroni veloci, gli ADSR hanno la possibilità di arrestare immediatamente il reattore spegnendo l'acceleratore, negando quindi la disponibilità di neutroni al nocciolo, ne segue che il reattore torna in regime sottocritico spegnendosi autonomamente. Al momento è in corso in Belgio lo studio di questo design denominato MYRRHA con un bersaglio in piombo bismuto[5].

1.3 Il problema della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ad alta energia

Le nuove tecnologie nucleari emergenti presentano importanti sfide sia sul piano tecnologico-ingegneristico sia sul piano scientifico, esse richiedono grandi sforzi internazionali e profonda cooperazione tra differenti ambiti di ricerca.

Una delle necessità per lo sviluppo di queste tecnologie, è la misura accurata della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ad elevate energie, in particolare la Nuclear Energy Agency (NEA) ha inserito la misura della sezione d'urto del $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ nel range 100-500 MeV nelle richieste ad alta priorità [6] e la International Atomic Energy Agency (IAEA) richiede da tempo di migliorare la situazione nel range che va dai 20 MeV a 1 GeV [7].

Approfondiremo il tema della sezione d'urto nel prossimo paragrafo, per ora ci basta sapere che essa è interpretabile come la probabilità che una particella incidente interagisca con il bersaglio. La sua misura non è semplice in quanto, come vedremo in questa tesi, non è facile valutare il flusso di neutroni incidenti che possono indurre la fissione. Per questo motivo sono definiti degli standard, cioè delle sezioni d'urto valutate con particolare precisione rispetto alle quali vengono riferite le misure di tutte le altre. Quella del $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ è una delle sezioni d'urto più importanti, essa viene infatti utilizzata come standard nella regione del termico (0.025 eV) e anche nell'intervallo che va dai 0.15 MeV ai 200 MeV.

Conosciamo molto bene il suo comportamento per basse energie (fig. 3), la regione corrispondente ai neutroni lenti, cioè con energia minore di 0.5 eV, mostra un andamento della sezione d'urto molto regolare ed inversamente proporzionale alla velocità dei neutroni. In questa regione, infatti, si ha il primo valore standard corrispondente ai neutroni termici, cioè quelli con energia pari a circa 0.0253 eV che sono di fondamentale importanza, nelle prime generazioni di reattori nucleari. La regione successiva, tra 0.5 eV e 10 keV circa, è quella delle risonanze, dove sono molto più frequenti le reazioni di assorbimento e la sezione d'urto assume una forma molto irregolare che da un lato è di grande importanza per lo studio degli stati eccitati del nucleo, ma dall'altro impedisce di avere uno standard. Oltre i 10 keV, cioè con i neutroni veloci, si nota un abbassamento della probabilità di fissione rispetto alle altre possibili reazioni indotte da neutroni, ma la sezione d'urto torna ad essere regolare e, quindi, utilizzabile come standard, sebbene sia proprio in questa regione che si annidano le principali problematiche e mancanze.

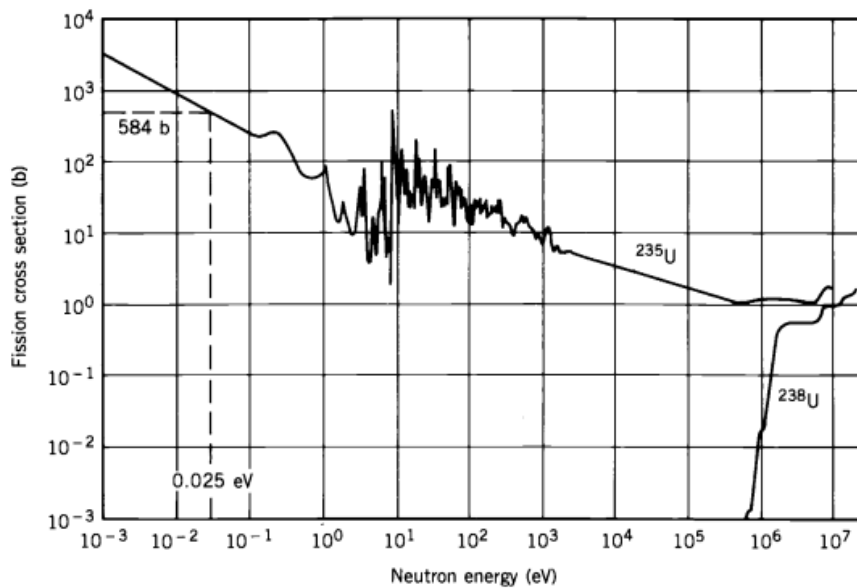


Figura 3: Sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ tra 1 meV e 10 MeV e di $^{238}\text{U}(n,f)$ tra 1 MeV a oltre 10 MeV. Immagine tratta da [8].

Nonostante la sua importanza, nel range 20-200 MeV i dati a disposizione si basano su solo due misure sperimentali, una presentata nel 1991 alla conferenza internazionale sui dati nucleari a Juelich [9], l'altra pubblicata da R. Nolte nel 2007 su "Nuclear Science and Engineering" [10]. In questo range la sezione d'urto in questione è il riferimento principale riguardo studi sugli effetti biologici dei neutroni ad alta energia.

Ad energie superiori ai 200 MeV la sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ assume un'importanza significativa anche per la fisica nucleare fondamentale. In particolare, recenti dati sulla fissione indotta da protoni, hanno indicato che ad alte energie (diverse centinaia di MeV) la fissione può essere ostacolata dalla emissione di particelle. Infatti, si è riscontrata una dilatazione temporale del processo di fissione ad alte energie, effetto significativo correlato a quantità fisiche fondamentali della materia nucleare eccitata come la viscosità.

Come possiamo notare dalla figura 4, dai 200 MeV ai 600 MeV abbiamo solo due previsioni teoriche a disposizione, la prima è stata effettuata dal JENDL/HE [11] e l'altra dalla IAEA [7], i cui risultati mostrano valori e andamenti discordanti. Infine, ad energie superiori ai 600 MeV, non abbiamo a disposizione nessun calcolo teorico e nessuna misurazione sperimentale.

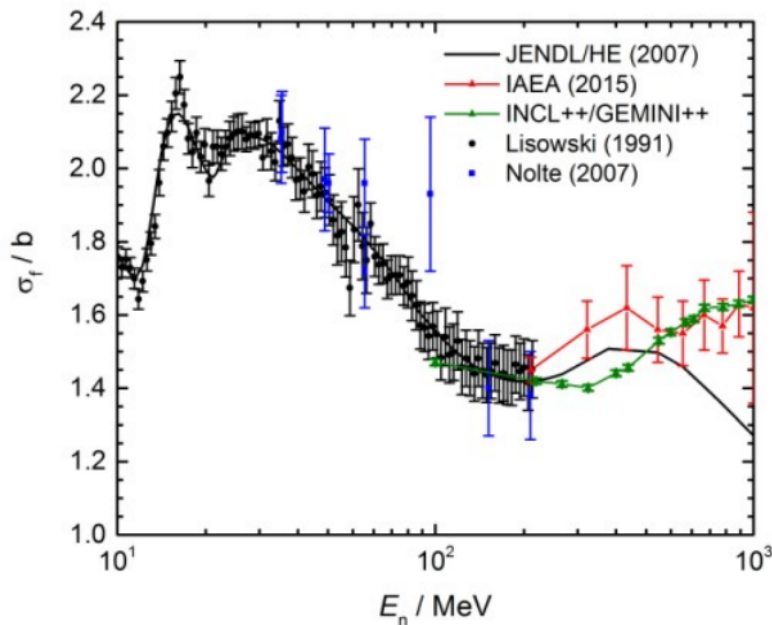


Figura 4: Sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ oltre 10 MeV: misure di Nolte e Lisowski normalizzate alla sezione d'urto dello scattering n-p fino a 200 MeV e stime teoriche della JENDL/HE (2007), dell'IAEA (2015) e attraverso i modelli INCL++ e GEMINI++ (2015) fino a 1 GeV. Immagine tratta da [12].

Risultano chiare quindi le motivazioni che hanno indotto alla realizzazione di questo esperimento in quanto esso va a soddisfare una domanda che arriva da diversi campi della fisica fondamentale e della fisica applicata.

1.4 Interazione neutrone-nucleo e sezione d'urto

Nella fisica moderna uno dei metodi principali per comprendere e legare il mondo microscopico con il mondo macroscopico è interpretare le interazioni tra particelle tramite la loro collisione.

Per quanto riguarda la fisica nucleare un proiettile spesso utilizzato negli esperimenti è il neutrone, grazie alla sua carica neutra esso non interagisce con gli elettroni orbitanti attorno al nucleo potendo quindi interagire indisturbatamente con quest'ultimo. Le interazioni che ne conseguono sono di diverso tipo e possiamo suddividerle nel seguente modo: lo scattering, elastico o anelastico, quando non c'è una variazione delle particelle in gioco tra prima e dopo l'interazione, e l'assorbimento, che comprende la cattura neutronica e la fissione.

Lo scattering avviene quando non c'è una variazione delle particelle in gioco tra prima e dopo l'interazione. Quando nella collisione viene modificata solo l'energia cinetica

delle due particelle conservando l'energia cinetica totale, siamo nel caso della diffusione elastica, altrimenti quando quando parte dell'energia cinetica del neutrone incidente è convertita in energia interna di eccitazione del nucleo, con conseguente non conservazione dell'energia cinetica totale, siamo nel caso di diffusione anelastica. In una reazione di assorbimento, invece, il neutrone viene assorbito e si ha la formazione di un nucleo composto che successivamente può decadere in vario modo generando diversi prodotti di reazione, un esempio è l'interazione in cui il nucleo formatosi dall'assorbimento si assesta semplicemente nel suo stato fondamentale emettendo un fotone γ . Un ulteriore esempio di reazione di assorbimento, che sarà la reazione di interesse nell'esperimento trattato, è la fissione indotta da neutroni (fig. 5). In questo caso il neutrone incidente viene assorbito dal bersaglio, il bersaglio diventa quindi instabile andando a decadere liberando due frammenti di fissione, neutroni e una grande quantità di energia sotto forma di energia cinetica.

Le reazioni descritte non avvengono con la stessa probabilità, esse dipendono, ad esempio, dal tipo di nucleo e dalle energie in gioco.

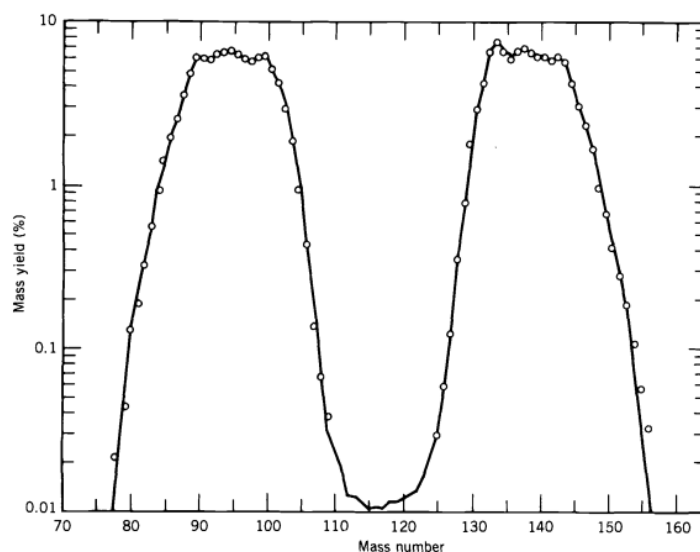


Figura 5: Distribuzione della massa dei prodotti di fissioni del ^{235}U [8].

A questo punto introduciamo l'importante concetto di sezione d'urto di una reazione, considerando un modello classico in cui abbiamo un fascio di N_f particelle che in un intervallo di tempo Δt hanno avuto la possibilità di interagire con le N_b particelle del bersaglio, il numero di particelle deflesse ΔN a seguito dell'urto vale:

$$\Delta N = N_f N_b \frac{\sigma}{\Sigma}, \quad (1)$$

dove σ è la sezione trasversale della particella bersaglio, più comunemente detta sezione d'urto, e Σ è la sezione trasversale del fascio, il rapporto tra queste due quantità chia-

ramente rappresenta la probabilità che una singola particella del fascio interagisca con una singola particella del bersaglio.

Notiamo ora che le N_f particelle del fascio sono contenute all'interno di un parallelepipedo di area Σ e altezza $v\Delta t$, mentre le N_b particelle del bersaglio sono contenute all'interno del parallelepipedo di base Σ e altezza Δx , Possiamo quindi scrivere:

$$N_f = n_f v \Delta t \Sigma, \quad N_b = n_b \Sigma \Delta x, \quad (2)$$

dove n_f e n_b sono rispettivamente la densità volumetrica di particelle del fascio e del bersaglio. Sostituendo (2) a (1) otteniamo:

$$\Delta N = n_f v \Delta t \Sigma n_b \Sigma \Delta x \frac{\sigma}{\Sigma}, \quad (3)$$

da cui possiamo ricavare la sezione d'urto:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{\Delta t} \frac{1}{n_f v n_b \Sigma \Delta x}. \quad (4)$$

La misura della sezione d'urto ci permette di stabilire un legame con la struttura interna dei nuclei, essa è una quantità adoperata per descrivere un processo d'interazione tra particelle, come la diffusione o l'assorbimento, quantificando la probabilità che uno stato iniziale di particella risulti trasformato, a seguito dell'evento d'interazione, in un nuovo stato. Ha le dimensioni di un'area, ed è abitualmente misurata in barn ($1b = 10^{-24} cm^2$), possiamo quindi interpretare questa grandezza come l'area che il nucleo espone ai neutroni incidenti per interagire tramite la particolare reazione considerata.

Il modello appena descritto è sviluppata in ambito classico. I dati sperimentali ci indicano che le sezioni d'urto di isotopi di uno stesso elemento possano differire anche di molto e che, in generale, i valori misurati siano molto più grandi delle dimensioni nucleari dimostrando come le sezioni d'urto non abbiano niente a che fare con le effettive sezioni dei nuclei, ma abbiano un significato puramente probabilistico che può essere compreso solo attraverso la meccanica quantistica.

Al fine di generalizzare la definizione precedentemente data nell'ambito della meccanica quantistica consideriamo il fascio incidente come un flusso di neutroni definito come il numero di neutroni N che fluiscono attraverso un'unità di superficie Σ in un'unità di tempo Δt :

$$\Phi_f = \frac{N_f}{\Delta t \Sigma}, \quad (5)$$

e scrivendoci N_f nella forma:

$$N_f = n_f \Sigma \Delta x, \quad (6)$$

possiamo mettere insieme le due equazioni appena enunciate riconoscendo la definizione di v :

$$\Phi_f = n_f v. \quad (7)$$

Utilizzando la (7) nella (4) otteniamo:

$$\sigma = \frac{\Delta N}{\Delta t} \frac{1}{\Phi_f n_b \Sigma \Delta x}. \quad (8)$$

Questo rapporto mette in luce l'interpretazione probabilistica della sezione d'urto, potendo essere facilmente letta come la probabilità che, in una collisione neutrone-nucleo, si manifesti l'interazione considerata. La sezione d'urto di un'interazione, in altre parole, esprime una media del numero di interazioni al secondo quando un fascio di neutroni unitario è inviato su un singolo nucleo.

Per ottenere la sezione d'urto di una reazione risulta quindi necessario non solo studiare il numero di interazioni ma anche misurare nel mondo più preciso possibile il flusso incidente che, come vedremo nel prosieguo di questa tesi, non è un compito banale.

2 Misura sezione d'urto $^{235}\text{U}(n,f)$ a n_TOF

2.1 La facility n_TOF

La facility n_TOF (neutron Time Of Flight) venne costruita al CERN di Ginevra con lo scopo di fornire un intenso fascio di neutroni in un ampio spettro di energie tramite il quale poter ottenere nuove misure di sezione d'urto di reazioni indotte da neutroni. Di particolare interesse sono le reazioni di fissione e cattura neutronica, utili nel campo della astrofisica nucleare, nella fisica medica e nello sviluppo di nuove tecnologie nucleari come quelle citate nel precedente capitolo. L'apparato è entrato in funzione nel 2001, da allora sono stati effettuati degli aggiornamenti al bersaglio, il primo aggiornamento è stato terminato nel 2008 e dopo dieci anni di attività, nel 2018, è stata progettata la terza generazione del bersaglio, entrato in funzione nel 2021.

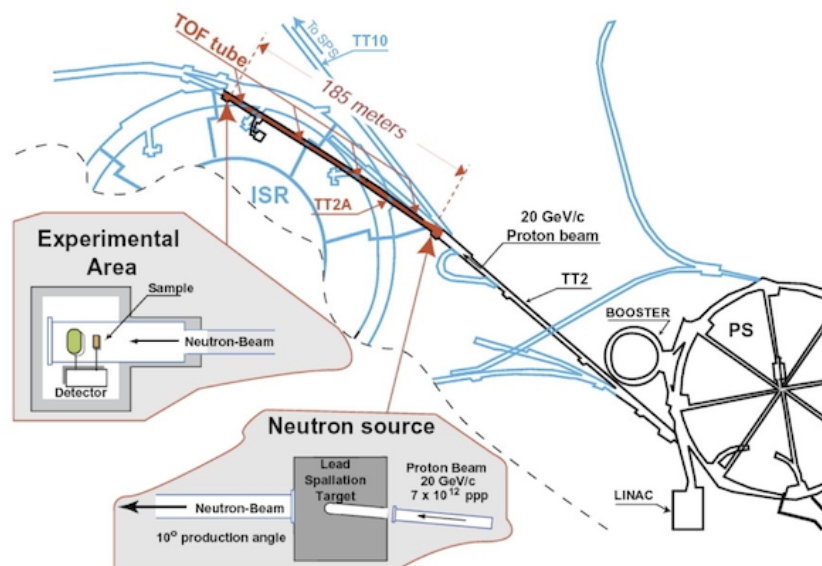


Figura 6: Illustrazione del complesso n_TOF al CERN di Ginevra. Immagine tratta da [13].

Il fascio di neutroni è generato per spallazione. La spallazione è un processo tramite il quale può essere creato un fascio di neutroni tramite il bombardamento atomico di un bersaglio con particelle di energia superiore ai 100 MeV. Questa metodologia, sebbene non sia conveniente da un punto di vista economico rispetto ad altre tecniche, risulta molto utile poiché permette di ottenere un fascio di neutroni pulsato. In n_TOF è possibile ottenere particelle ad alta energia sfruttando gli acceleratori già presenti al Cern (fig. 6). Il fascio utilizzato per generare i neutroni è un fascio costituito da pacchetti di protoni, contenenti fino ad un massimo di 10^{13} protoni per pacchetto, accelerati dal

booster e dal PS (Proton Synchrotron) fino ad un impulso di 20 GeV/c, con pulsazione minima di 1.2 secondi. Il fascio viene fatto collidere contro un bersaglio in piombo andando a generare fino a 300 neutroni per collisione. Uscendo dal bersaglio di spallazione opportunamente moderati, i neutroni, prodotti principalmente nella direzione del fascio incidente, entrano in un tubo a vuoto che li conduce fino all'area sperimentale (EAR-1) posta a 182.3 m dal bersaglio. Tuttavia, come si può sempre vedere nella figura 6, il tubo è inclinato di 10° rispetto alla direzione incidente dei protoni per fare una prima selezione che escluda dal fascio le particelle diverse dai neutroni prodotte nella spallazione. Allo stesso scopo, lungo il tubo a 145.4 m dal bersaglio è posto un magnete che deflette le particelle cariche (come protoni o particelle alfa) lasciando proseguire i neutroni. Sempre lungo il tubo si trovano anche due collimatori, il primo posto a 136.7 m dal bersaglio, l'altro a 178 m. Tramite il secondo collimatore, inoltre, è possibile scegliere il diametro del fascio tra 18 mm, utilizzato per gli esperimenti di cattura neutronica, e 80 mm, utilizzato per gli esperimenti di fissione. Per completezza, facciamo cenno alla seconda area sperimentale presente in n_TOF anche se non è coinvolta in questo esperimento. Essa è chiamata EAR-2 ed è entrata in funzione nel 2014, è collegata al bersaglio di spallazione da un tubo posto perpendicolarmente al fascio di protoni ed è lungo solo 20 m.

Il principale scopo di n_TOF è quello di misurare con precisione le sezioni d'urto indotte da neutroni. Come visto, esse presentano una dipendenza molto forte dall'energia dei neutroni incidenti, è quindi fondamentale caratterizzare con precisione l'energia dei neutroni del fascio e la sua risoluzione energetica. In n_TOF a questo proposito si utilizza (come suggerisce il nome), la tecnica del tempo di volo. Questa tecnica è applicabile solo con fasci pulsati, spiegando così la predilezione per essi, e si basa su un concetto basilare della meccanica per cui conoscendo la base di volo L di una particella e misurando il tempo TOF che essa impiega a percorrerla si può calcolare la sua velocità:

$$v = \frac{L}{TOF}. \quad (9)$$

Da questa, nota la massa a riposo della particella m_0 , si può ottenere anche l'energia cinetica tramite la formula relativistica:

$$E = m_0 c^2 (\gamma - 1), \quad (10)$$

dove $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ e c è la velocità della luce. Scendendo più nel dettaglio di questa tecnica, in prima analisi la base di volo L può considerarsi nota per costruzione come la distanza tra il bersaglio di spallazione e l'area sperimentale dove sono impiantati i rivelatori e si può spostare il problema sulla misura del tempo di volo. Questo, per definizione, è esprimibile con la differenza:

$$TOF = t_f - t_i, \quad (11)$$

tra l'istante in cui il neutrone giunge nell'area sperimentale t_f e quello in cui viene prodotto nel bersaglio di spallazione t_i . Se il primo dato è facilmente determinabile perché fornito dalla rivelazione dei prodotti delle reazioni che il neutrone induce nei bersagli montati nell'area sperimentale, la misura diretta del secondo istante è impossibile. La soluzione consiste nello sfruttare il cosiddetto γ -flash, cioè i raggi γ prodotti nel bersaglio durante la spallazione che raggiungono l'area sperimentale e qui depositano energia nei rivelatori ad un istante t_γ ; noto che la loro velocità è quella della luce c , si può risalire all'istante in cui avviene la loro produzione nel bersaglio e quindi quella dei neutroni con la formula:

$$t_i = t_\gamma - L/c, \quad (12)$$

Infine, sostituendo la (12) nella (11) si ottiene:

$$TOF = t_f - t_\gamma + L/c, \quad (13)$$

In realtà, in un'analisi più approfondita le cose non sono così semplici in quanto la relazione tra l'energia dei neutroni ed il loro tempo di volo non è univoca, bensì è data da una distribuzione descritta dalla funzione di risoluzione. In pratica, neutroni con la stessa energia possono arrivare nell'area sperimentale ad istanti leggermente diversi a causa della diversa distanza percorsa nel bersaglio di spallazione, dipendente dal punto preciso dove sono stati prodotti, o di quella percorsa nel moderatore, in base a quanti urti hanno subito in esso. Inoltre bisogna anche considerare la larghezza temporale del fascio di protoni che induce la spallazione che è circa di 7 ns e che pure introduce un elemento di variabilità nella relazione tra tempo di volo ed energia. Per questi motivi è opportuno definire la risoluzione energetica del fascio, legata all'incertezza da associare all'energia dei neutroni con un dato tempo di volo e stimata come:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta TOF}{TOF}\right)^2}, \quad (14)$$

dove la proporzionalità deriva dalla formula 10 per il fatto che la massa del neutrone si considera nota e la velocità è l'unica altra dipendenza, mentre l'uguaglianza deriva dalla valutazione dell'incertezza tramite somma in quadratura dalla (9). La migliore risoluzione, quindi, si ottiene progettando tubi sempre più lunghi in modo da massimizzare L e TOF e utilizzando bersagli di spallazione sempre più compatti bombardati da fasci pulsati sempre più istantanei in modo da minimizzare ΔL e ΔTOF . Il vantaggio dell'alta risoluzione energetica è principalmente quello di riuscire a valutare con precisione le sezioni d'urto nella regione delle risonanze. La risoluzione energetica del fascio di n_TOF è pari ad un rapporto $\Delta E/E$ dell'ordine di 10^{-4} - 10^{-5} .

2.2 Bersaglio di spallazione

Il nuovo bersaglio di spallazione è costituito da 6 strati di piombo ed è supportato da delle lastre di alluminio poste tra i bersagli. Il design del supporto in alluminio gioca

inoltre un ruolo fondamentale per il raffreddamento del bersaglio, all'interno di esse sono presenti dei canali che permettono al gas refrigerante di distribuirsi in maniera ottimale garantendo un raffreddamento efficiente (fig.7).

Il nuovo refrigerante è l'azoto, esso va a sostituire l'acqua utilizzata nella generazione precedente, con lo scopo di ottenere una minore corrosione e una minore contaminazione del target in piombo. Il vessel è in acciaio inossidabile con un basso contenuto di cobalto, progettato per reggere una pressione dell'azoto di 0.5 bar.

I neutroni generati attraversano un moderatore in acqua, immesso in un circuito a 2.5 bar, necessario per rallentarne una parte, coprendo così un ampio spettro energetico (da alcune decine di meV fino a 1 GeV), per poi essere mandati alla sala sperimentale. Per il moderatore è stata scelta una specifica lega in alluminio che ha ottime proprietà meccaniche, buona resistenza alla corrosione, capacità di resistere alla pressione causata dall'azoto e dal gradiente termico [14].

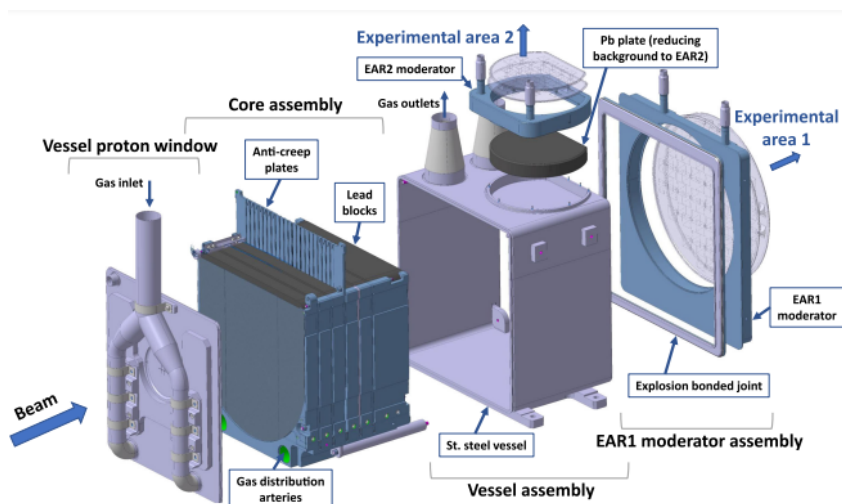


Figura 7: Dettaglio del bersaglio di spallazione. Immagine tratta da [14].

Le nuove caratteristiche del bersaglio di spallazione comportano anche dei vantaggi sul rumore di fondo causato dai raggi γ . Abbiamo due contributi principali, i primi sono chiamati raggi γ *prompt*, essi sono generati all'interno del bersaglio di spallazione e sono direttamente proporzionali alla quantità di materiale attraversato dai protoni primari, questa quantità è rimasta pressoché invariata nel nuovo bersaglio. I secondi sono chiamati γ *delayed*, essi sono generati per cattura neutronica dall'idrogeno presente nel moderatore in acqua e nei materiali strutturali del bersaglio, in figura possiamo notare che, grazie al nuovo aggiornamento, abbiamo una diminuzione di un fattore 4-5 del rumore di fondo associato a questi raggi [14].

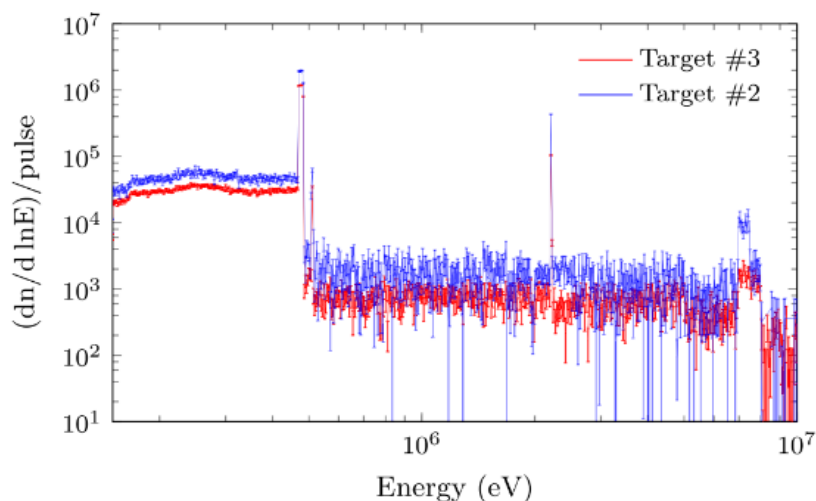


Figura 8: Distribuzione dei raggi γ *delayed* in EAR-1 per il target 2 (blu) e il target 3 (rosso). Immagine tratta da [14].

2.3 Area sperimentale EAR-1

In figura 9 viene mostrato l'apparato sperimentale montato nella EAR-1 di n_TOF per l'esperimento di misura della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ relativa a quella di $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$. Si è scelto un approccio ridondante, costituito da due camere per la misurazione degli eventi di fissione e tre detector per la misurazione del flusso incidente di neutroni.

Da come abbiamo visto nel primo capitolo (e da come vedremo più approfonditamente nel prossimo), si sa che ciò che deve essere misurato sperimentalmente è il numero di fissioni indotte dai neutroni del fascio ed il flusso neutronico incidente. Per effettuare queste misurazioni utilizziamo un fascio collimato con un diametro di 18 mm.

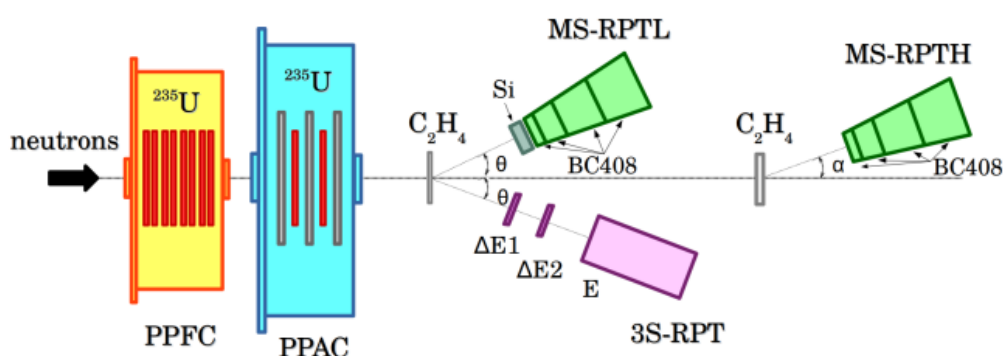


Figura 9: Setup area sperimentale EAR-1 per la misura della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$. Immagine tratta da [15].

2.3.1 Camere di fissione (PPAC e PPFC)

Il primo rivelatore di frammenti di fissione è una camera a ionizzazione a elettrodi paralleli (PPFC) fornita dal Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB). La camera è riempita di gas (90% argon e 10% metano) a pressione atmosferica ed è composta da lastre parallele di elettrodi, nei quali è stato posto il campione di uranio. Il passaggio di particelle cariche, come i frammenti di fissione, induce la ionizzazione degli atomi del gas con cui queste interagiscono direttamente. Gli ioni e gli elettroni formati vengono poi attirati nei rispettivi elettrodi dove, misurando una corrente elettrica, si ottiene un segnale del passaggio della particella da cui è possibile anche risalire all'energia che questa ha perso nel gas. In questa configurazione il rivelatore ha un'efficienza di circa il 95%.

Il limite di questo rivelatore è che, operando a pressione atmosferica, risulta molto sensibile anche ai fotoni, che pure possono indurre ionizzazione negli atomi del gas. Questo produce un background che, se per le reazioni a bassa energia è facilmente individuabile in quanto le fissioni generano un segnale molto più energetico, è difficilmente eliminabile per gli eventi ad alta energia che sono temporalmente molto vicini al γ -flash il quale, essendo molto esteso temporalmente, oscura gli eventi di fissione. Per questo motivo la PPFC perde di precisione per energie superiori ai 100-200 MeV. Infatti essa viene utilizzata per misurare le sezioni d'urto ad energie inferiori a quelle appena citate e, essendo particolarmente precisa, per calibrare l'altra camera di fissione (la PPAC) ad energie al di sotto dei 100 MeV [16].

Il secondo rivelatore utilizzato è, come appena anticipato, la PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters) sviluppata dall'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay. Essi appartengono ad un'altra tipologia di rivelatori che, pur basandosi sulla ionizzazione degli atomi, vengono definiti proportional counters perché si basano sulla moltiplicazione del segnale nel gas. Sono composti da tre elettrodi posti in parallelo ognuno ad una distanza di 3.2 mm al fine di ottenere un intenso campo elettrico e una rapida trasmissione del segnale. Questi rivelatori sfruttano il campo elettrico tra gli elettrodi (dell'ordine di 10^6 V/m) che accelerano gli elettroni e gli ioni direttamente prodotti dal passaggio di particelle cariche nel gas a tal punto che questi possono indurre a loro volta la ionizzazione di altri atomi, producendo così un effetto a valanga che porta ad un'amplificazione del segnale iniziale. Di questi rivelatori le PPAC sono quelle più veloci a registrare il segnale di una particella a discapito, però, della risoluzione energetica.

Quelle impiegate nell'esperimento sono costituite da un anodo posto tra due catodi tra i quali è iniettato un gas a bassa pressione. Inoltre, operando a bassa pressione le PPAC sono poco sensibili ai fotoni e, quindi, al γ -flash. Queste caratteristiche rendono questi rivelatori adatti a contare le fissioni indotte ad alta energia da neutroni fino ad 1 GeV. Infatti, i bersagli di uranio sono frapposti tra due PPAC e gli eventi di fissione vengono identificati dai segnali coincidenti dei frammenti di fissione in due rivelatori consecutivi; in questo modo, per altro, è possibile rigettare molto background dovuto

alle particelle α e ad altre particelle prodotte per spallazione nei materiali dei rivelatori e di supporto ai bersagli.

I principali problemi delle PPAC risiedono nella difficoltà di valutare con precisione l'efficienza di rivelazione dei frammenti di fissione, essa varia al variare dell'energia dei neutroni incidenti, e nel poter rivelare solo i frammenti distribuiti in un cono di circa 65° di apertura rispetto alla direzione del fascio.

2.3.2 Telescopi

Il flusso incidente necessario per il calcolo della sezione d'urto è valutato relativamente alla ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ tramite i tre PRT (Proton Recoil Telescope). Questi telescopi rivelano i protoni di rinculo prodotti dallo scattering dei neutroni del fascio contro due bersagli di polietilene (C_2H_4) di diverso spessore. In particolare, un solo telescopio è utilizzato per un bersaglio più spesso, posto a un angolo di 20° rispetto al fascio, mentre su quello meno sottile ne sono puntati due, posti ad un angolo di $\pm 25^\circ$. Questi due telescopi si basano, però, su concetti e design differenti, uno costruito dal PTB e l'altro dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN).

Il PRT, come mostrato in figura 10, possiede una struttura segmentata in più rivelatori che, dovendo sottendere tutti lo stesso angolo solido, ne danno una forma complessiva a tronco di piramide. I primi due rivelatori che compongono il telescopio sono rivelatori al silicio quadrati dal lato di 30 mm e dallo spessore di 0.3 mm posti rispettivamente a 110 e 116 mm dal bersaglio. Questi rivelatori a semiconduttore sono particolarmente sensibili alla radiazione perché in questi materiali è necessaria poca energia per promuovere elettroni di valenza alla banda di conduzione creando coppie elettrone-lacuna che possono dare testimonianza del passaggio di una particella. Inoltre, per il fatto che sono materiali solidi con alta densità, la radiazione perde molta energia in essi e si possono costruire rivelatori di questo tipo molto sottili pur conservando dei distinti segnali. Per questi motivi i rivelatori al silicio sono utilizzati all'inizio del telescopio, dove i protoni, essendo ancora molto veloci, perdono poca energia che serve, però, registrare efficientemente.

Gli altri rivelatori, invece, sono quattro scintillatori plastici dalla forma a tronco di piramide. In particolare, sono costituiti da una base polimerica in poliviniltoluene (C_9H_{10}) ed i loro spessori aumentano allontanandosi dal bersaglio con lo scopo di riuscire a fermare particelle sempre più energetiche. I diversi spessori sono di 5 mm per il primo scintillatore, 30 mm per il secondo e 60 mm per il terzo ed il quarto. Gli scintillatori si basano sulla proprietà di alcuni materiali, detti scintillanti, per cui quando una particella li attraversa depositando parte della sua energia i loro atomi si eccitano e successivamente emettono fotoni per tornare allo stato fondamentale. Se il materiale è trasparente, questi fotoni possono essere rivelati con l'aiuto di fotomoltiplicatori che ne amplifichino il segnale e si può registrare il passaggio della particella e l'energia depositata.

Per evitare che i fotoni emessi dal materiale scintillante si disperdano senza essere rivelati o andando a generare segnale di background nei rivelatori vicini ciascuno

scintillatore è totalmente ricoperto con sottilissimi fogli riflettenti di teflon e di mylar alluminizzato. Infine, si ha una ulteriore copertura dei quattro rivelatori con una plastica nera che impedisce l'ingresso di luce dall'esterno che disturberebbe le misure.

Lasciamo al prossimo capitolo la descrizione del principio di funzionamento dei PRT.

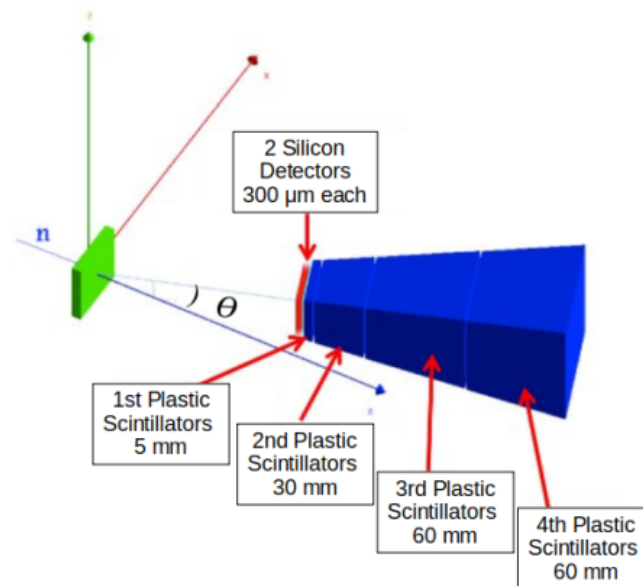


Figura 10: Schema geometrico del Proton Recoil Telescope: due detector in silicio (in rosso) seguiti da quattro scintillatori (in blu). Immagine tratta da [15].

3 Analisi dati sezioni d'urto

3.1 Misura della sezione d'urto

Nel primo capitolo abbiamo introdotto il concetto della sezione d'urto e del suo calcolo nella forma generale (8), andiamo ora a descrivere più in dettaglio come questa tecnica sperimentale, pur rimanendo basata sullo stesso concetto e sulle stesse effettive misure, venga raffinata e migliorata.

In n_TOF, come abbiamo detto, abbiamo dei fasci pulsati, abbiamo quindi la necessità di ridefinire il flusso del fascio incidente per unità di pacchetto invece che per unità di tempo come avevamo scritto nella (5), riscriviamo quindi il flusso nella seguente forma:

$$\Phi_f = \frac{N_f}{pulse \cdot \Sigma}. \quad (15)$$

Detto questo, la tecnica di misura della sezione d'urto di una reazione prevede che il fascio di neutroni venga fatto collidere con il bersaglio montato nell'area sperimentale. In questo modo vengono indotte, seppur con le loro diverse probabilità, tutte le possibili reazioni derivanti dall'interazione neutroni-nuclei descritte nel primo capitolo e i cui prodotti si osservano, quindi, in uscita dal bersaglio. La rivelazione del numero e del tipo di questi prodotti è molto importante perché permette di risalire ai tipi di reazioni avvenute ed alla loro frequenza, ovvero di selezionare la reazione di interesse per lo studio e sapere quanti neutroni del fascio ne sono stati coinvolti, dato di cruciale importanza per la determinazione della sezione d'urto.

Quindi, quello che viene valutato è lo yield delle reazioni, cioè il rapporto tra il numero di neutroni coinvolti in un tipo di reazione ed il numero totale. In dettaglio, lo yield sperimentale Y di una reazione è rappresentato dalla seguente formula:

$$Y^{sp}(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \Phi_f(E) \cdot \Sigma}, \quad (16)$$

dove $C(E)$ rappresenta l'interazione di nostro interesse, ovvero il numero di fissioni individuate dal rivelatore, numero che però deve essere corretto da $\epsilon(E)$ a causa della sua efficienza non unitaria e dal fatto che sottende un angolo solido Ω , mentre i prodotti di reazione sono emessi in tutte le direzioni. $\Phi_f(E)$ rappresenta il flusso del fascio di neutroni e Σ la sezione del fascio. Sottolineiamo ancora una volta il fatto che i parametri non geometrici appena mostrati dipendono dall'energia dei neutroni incidenti.

D'altra parte, lo yield della stessa reazione può essere valutato anche teoricamente, infatti, è noto che il fascio di neutroni, incidendo sul bersaglio, dà luogo a diverse reazioni attenuandosi di un fattore esponenziale dipendente dalla probabilità di queste reazioni. Nel dettaglio l'attenuazione dipende dal prodotto della sezione d'urto totale neutronica σ_{tot} per la densità superficiale di nuclei n_b , dal quale possiamo intuire la probabilità che

una particella interagisca con il bersaglio come la probabilità complementare. Infine, per ottenere la probabilità che l'interazione avvenga proprio attraverso la reazione di interesse è sufficiente moltiplicare per la sezione d'urto della reazione σ normalizzata a quella totale σ_{tot} ottenendo:

$$Y^{th}(E) = (1 - e^{-n_b \sigma_{tot}(E)}) \frac{\sigma(E)}{\sigma_{tot}(E)}, \quad (17)$$

Sotto l'ipotesi di bersagli sottili, che giustifica anche il fatto di avere ignorato il fenomeno del multiple scattering nell'equazione precedente, può essere fatta un'ulteriore semplificazione sviluppando la parte esponenziale in serie di Taylor al primo ordine:

$$e^{-n_b \sigma_{tot}(E)} \simeq 1 - n_b \sigma_{tot}(E), \quad (18)$$

ottenendo quindi:

$$Y^{th} = n_b \sigma_{tot}. \quad (19)$$

Uguagliando lo yield sperimentale (16) e lo yield teorico (19) otteniamo la relazione dalla quale ricaviamo la sezione d'urto cercata:

$$\sigma(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \Phi_f(E) \cdot \Sigma \cdot n_b}. \quad (20)$$

Nella prossima sezione vedremo che il flusso incidente di neutroni, necessario a valutare la sezione d'urto, è determinato tramite questa stessa equazione opportunamente riarrangiata che quindi sarà in funzione di una sezione d'urto che di norma è scelta tra quelle standard, di cui si è già parlato, per la loro precisione. È per questo motivo che la misura sperimentale delle sezioni d'urto è spesso normalizzata ad un'altra, come del resto avviene anche nell'esperimento sotto esame che intende determinare la sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ relativa a quella di $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$.

3.2 Principio di funzionamento del PRT

I neutroni sono più difficili da rivelare rispetto ad altre particelle a causa del fatto che essi non interagiscono elettromagneticamente. Quindi, la strategia utilizzata per valutare il fascio è utilizzare le reazioni che gli elettroni costituenti inducono nella materia ricavando da essi particelle cariche che possono essere rivelate tramite i metodi tradizionali. Tuttavia, statisticamente soltanto una frazione dei neutroni totali incorre nella reazione su cui si basa la rivelazione. Pertanto, il numero C di prodotti rivelati può essere correlato al flusso di neutroni tramite la sezione d'urto σ della reazione, che appunto esprime la sua probabilità e quindi statisticamente quella percentuale di neutroni che ne è coinvolta. Infatti è proprio dalla formula (20) che esprimeva la sezione d'urto, opportunamente riarrangiata, che si ottiene un'equazione per la valutazione sperimentale del flusso:

$$\Phi_f(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \sigma(E) \cdot \Sigma \cdot n_b}, \quad (21)$$

dove ϵ , Ω e Σ sono i soliti parametri tipici di un rivelatore.

Il limite di questa strategia è il fatto di essere una rivelazione indiretta di particelle, ciò introduce la dipendenza della misura ad un ulteriore parametro che la caratterizza, ovvero la sezione d'urto, quindi, le misure di flusso di neutroni sono sempre relative alla sezione d'urto della reazione utilizzata per rivelarli. Da qui si intuisce l'importanza di avere uno standard di riferimento valutati con grande precisione e, come già notato in precedenza, estese ad energie elevate.

Il PRT per rivelare i neutroni veloci utilizza lo scattering n-p indotto dal fascio su atomi di idrogeno (^1H), per questo motivo la misura del flusso ottenuta è relativa alla sezione d'urto di $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$. Nel dettaglio, il fascio incidente viene fatto collidere contro bersagli di polietilene (C_2H_4) nei quali avviene lo scattering, cioè i neutroni del fascio urtano i protoni negli atomi di idrogeno trasferendogli parte della loro energia cinetica E_n e questi, di conseguenza, sono emessi dal bersaglio in tutte le direzioni con un'energia cinetica E_p che è funzione dell'angolo di scattering θ secondo la relazione:

$$E_p = E_n \cos^2 \theta. \quad (22)$$

Utilizziamo il polietilene perché esso è un materiale con un buon rapporto di atomi di idrogeno, cioè quelli a cui siamo interessati. Tuttavia non è del tutto trascurabile la presenza del carbonio che pure può essere coinvolto in reazioni con i neutroni incidenti generando prodotti che sono rivelati dal telescopio costituendo eventi di background. La scelta dello spessore dei bersagli è importante: da un lato devono essere abbastanza sottili per minimizzare la perdita di energia dei protoni di rinculo, dall'altro sufficientemente grandi per far sì che si verifichi un maggior numero di diffusioni diminuendo così l'incertezza statistica legata alla rivelazione dei protoni e, di conseguenza, dei neutroni.

Il compromesso trovato nell'esperimento è che dei tre telescopi utilizzati, due puntano ad un bersaglio di spessore di 1 o 2 mm per valutare il flusso a bassa energia mentre il terzo telescopio punta ad un bersaglio di 5 mm per valutare il flusso ad alta energia (fig 9).

Il principale difetto del PRT è la scarsa efficienza di rivelazione, ma d'altra parte i vantaggi di questo rivelatore sono molteplici. Per prima cosa, in virtù della formula (22) che lega l'energia dei protoni al loro angolo di diffusione, i telescopi, essendo stati posti a due angoli fissi di 25° e 20° rispetto alla direzione dei neutroni incidenti, sono in grado di rivelare un segnale dei protoni di rinculo molto piccato in energia che permette di distinguerli facilmente dal background. Il principale punto di forza del PRT è la segmentazione. Un rivelatore singolo rivelerebbe tutte le particelle cariche prodotte nel bersaglio senza nessuna distinzione, considerando invece due rivelatori consecutivi, un primo sottile nel quale viene osservata la particella ed un secondo più spesso nel quale si ferma, il vantaggio è enorme. Nel primo rivelatore, infatti, in ragione della formula di Bethe-Bloch nel limite non relativistico l'energia ΔE depositata dalla particella vale:

$$\Delta E = k \frac{z^2}{v^2} \ln(k'v^2), \quad (23)$$

dove k e k' sono costanti che dipendono, dalle caratteristiche e dallo spessore dei rivelatori, z e v sono rispettivamente la carica elettrica e la velocità della particella.

Nel secondo rivelatore la particella di massa M , fermandosi, deposita tutta la sua energia E che, sempre nel limite non relativistico per semplicità, vale:

$$E = \frac{1}{2} M v^2 \quad (24)$$

Si osserva, quindi, che il prodotto del (23) e del (24):

$$\Delta E \cdot E = K \cdot M \cdot z^2. \quad (25)$$

è costante, dove K è una costante dove si è inglobato anche il logaritmo. Questo comporta che graficando l'energia depositata nei due rivelatori successivi con ΔE in ordinata ed E in ascissa, si ottengono delle famiglie di iperboli corrispondenti ai diversi prodotti massa per carica che permettono di distinguere il tipo di particelle rivelate e, conseguentemente, di eliminare una cospicua parte di background.

3.3 Analisi dati PPAC-PRT

Nell'ambito di questa tesi ci limitiamo a ricavare le sezioni d'urto utilizzando i dati della camera di fissione PPAC e del PRT che lavora a basse energie, ovvero quello che punta al bersaglio di polietilene più sottile.

Il campione analizzato ha un spessore di (0.280 ± 0.03) mg/cm², in questo caso la sezione attraversata dal fascio ha uno spessore di 0.282 mg/cm². Per poter poi esprimere la sezione d'urto in barn, convertiamo questo dato al valore di $2.82 \cdot 10^{-31}$ kg/barn. Il bersaglio è composta per il 92.7% da ²³⁵U, 6.3% da ²³⁸U, 0.7% da ²³⁴U e 0.3% da ²³⁶U [15]. Ricordando ora che il peso atomico di ²³⁵U è 235.044 e utilizzando il fattore di conversione 1 uma = $1.66 \cdot 10^{-27}$ kg, possiamo facilmente ricavare che la massa di un singolo atomo di ²³⁵U è $3.903 \cdot 10^{-25}$ kg.

A questo punto possiamo ottenere la densità superficiale n_b di ²³⁵U nel bersaglio utilizzando la relazione:

$$n_b = \frac{\rho}{m_U \cdot 0.927}, \quad (26)$$

dove ρ e m_U sono, rispettivamente, lo spessore e la massa di ²³⁵U appena calcolate. Otteniamo così un valore di $n_b = 7.794 \cdot 10^{-7}$ atomi/barn.

Una volta ottenuto n_b possiamo utilizzare la formula (20) per procedere con il calcolo della sezione d'urto. Prima di fare ciò è necessario precisare che la camera a fissione e il telescopio hanno interagito con $5.3 \cdot 10^5$ pacchetti di neutroni, quindi è necessario andare a dividere per questo numero la formula (20) appena citata.

Riportiamo in tabella 1 i dati ricavati dall'apparato sperimentale nel range di energia 11-36 MeV e le sezioni d'urto calcolate relative all'intervallo di energia considerato. In

questo range i protoni di rinculo sono stati individuati attraverso la coincidenza dei due rivelatori al silicio posti davanti agli scintillatori plastici. Ad energie più alte, ovvero nel range 38-238 MeV, i protoni di rinculo sono stati individuati tramite la coincidenza tra gli scintillatori plastici, riportiamo in tabella 2 i dati relativi a questo range.

Le unità di misura (che non sono riportate nella tabella per una migliore fruibilità grafica) sono in MeV per l'intervallo di energia del fascio di neutroni incidente, numero di particelle/barn per Φ_f e $\Delta\Phi_f$ e in barn per σ e $\Delta\sigma$.

L'errore sul numero dei conteggi di fissione ΔC corrisponde a \sqrt{C} . L'errore $\Delta\sigma$ è stato ottenuto tramite la nota relazione:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\Phi_f}{\Phi_f}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2}. \quad (27)$$

bin	efficienza	C	Φ_f	$\Delta\Phi_f$	ΔC	σ	$\Delta\sigma$
11.3-12.7	0.5468	1090	2911.48	37.25	60.38	1.658	0.071
12.7-14.2	0.5521	1164	2751.22	29.90	61.80	1.855	0.075
14.2-16.0	0.5573	1248	2641.03	27.10	63.39	2.053	0.079
16.0-18.0	0.5571	1336	2703.92	25.76	65.60	2.147	0.079
18.0-20.3	0.5544	1186	2801.85	27.26	62.12	1.848	0.072
20.3-23.5	0.5513	1662	3282.85	31.24	73.95	2.223	0.076
23.5-27.2	0.5479	1695	3483.41	36.02	75.15	2.150	0.074
27.2-31.4	0.5445	1778	3761.45	44.45	77.45	2.102	0.075
31.4-36.4	0.5410	1807	3930.99	51.11	78.56	2.057	0.075

Tabella 1: Dati del PRT per le basse energie e dati camera di fissione PPAC. Nella parte destra, delimitata dalla doppia interlinea, tabuliamo l'errore associato ai conteggi e i risultati dei calcoli relativi alle sezioni d'urto ricercate nel range 11-36 MeV.

bin	efficienza	C	Φ_f	$\Delta\Phi_f$	ΔC	σ	$\Delta\sigma$
38.2-40.1	0.5376	644	1410.93	18.56	47.20	2.055	0.085
40.1-42.1	0.5365	652	1422.78	26.23	47.60	2.068	0.090
42.1-44.2	0.5353	630	1429.88	27.76	46.89	1.992	0.088
44.2-46.4	0.5342	670	1465.14	29.49	48.45	2.072	0.090
46.4-48.8	0.5333	614	1447.69	31.00	46.46	1.925	0.088
48.8-51.2	0.5325	649	1529.04	34.06	47.84	1.930	0.087
51.2-54.3	0.5316	764	1871.33	41.37	52.00	1.859	0.079
54.3-57.5	0.5306	795	1910.10	26.75	53.13	1.899	0.072
57.5-61.0	0.5296	743	1932.37	28.48	51.46	1.757	0.069
61.0-64.6	0.5287	732	1916.67	30.26	51.18	1.749	0.070
64.6-68.5	0.5277	742	1960.08	33.41	51.62	1.737	0.070
68.5-72.6	0.5267	725	1985.23	35.77	51.12	1.679	0.069
72.6-77.0	0.5257	745	1985.26	38.36	51.92	1.728	0.072
77.0-81.6	0.5247	732	2035.30	41.70	51.56	1.689	0.070
81.6-86.5	0.5237	758	2076.12	44.88	52.57	1.688	0.071
86.5-91.7	0.5224	733	2077.26	48.73	51.83	1.635	0.072
91.7-97.2	0.5211	696	2043.57	60.52	50.63	1.582	0.076
97.2-103.0	0.5198	711	2025.32	60.18	51.30	1.635	0.078
103.0-110.2	0.5184	785	2368.19	105.76	54.05	1.548	0.088
110.2-117.9	0.5169	756	2355.82	119.99	53.20	1.503	0.094
117.9-126.2	0.5154	751	2328.69	77.10	53.18	1.515	0.075
126.2-135.0	0.5138	718	2260.10	74.42	52.15	1.497	0.074
135.0-144.5	0.5123	709	2298.79	59.95	51.98	1.457	0.067
144.5-154.6	0.5108	676	2249.26	63.82	50.90	1.424	0.068
154.6-168.5	0.5091	917	2819.16	77.58	59.48	1.547	0.066
168.5-183.7	0.5081	802	2767.09	82.69	55.73	1.380	0.064
183.7-200.2	0.5072	796	2640.28	75.37	55.62	1.439	0.065
200.2-218.2	0.5063	801	2454.97	81.76	55.90	1.560	0.076
218.2-237.9	0.5054	744	2611.28	87.88	53.97	1.365	0.068

Tabella 2: A sinistra i dati del PRT per le basse energie e dalla camera di fissione PPAC. A destra (dopo la doppia interlinea, tabuliamo l'errore associato ai conteggi e i risultati dei calcoli relativi alle sezioni d'urto ricercate nel range 38-238 MeV.

In figura 11 è riportata la sezione d'urto appena calcolata.

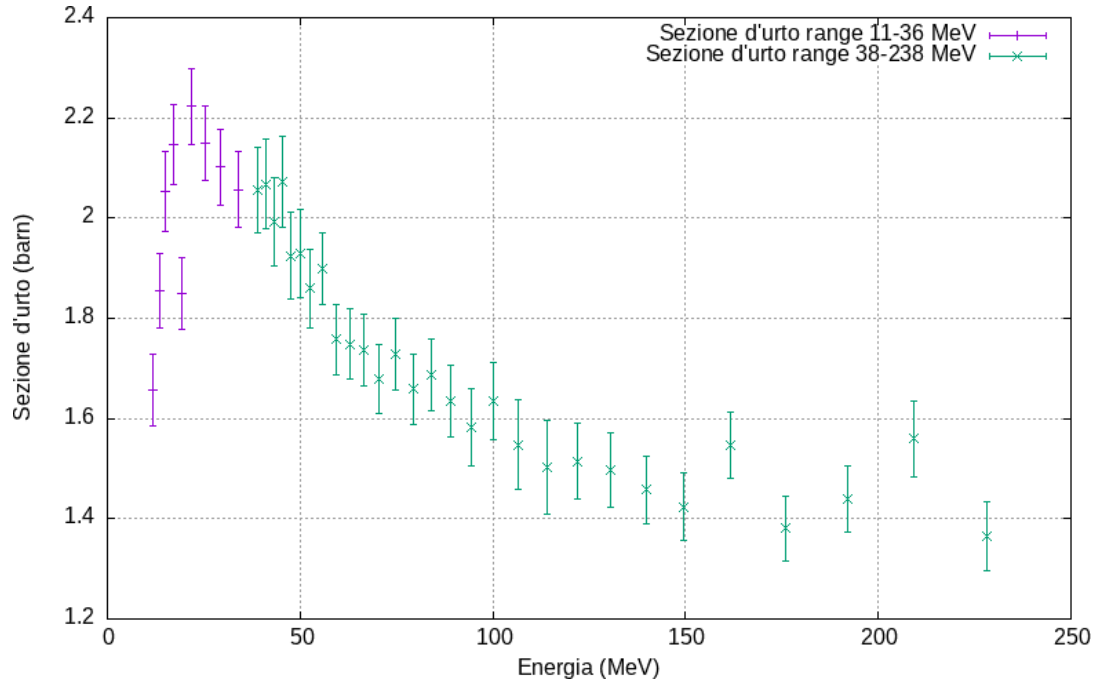


Figura 11: Sezioni d'urto di ^{235}U ricavati dalla coppia PPAC-PRT, nel range 11-36 MeV la rivelazione dei protoni di rinculo è avvenuta grazie ai silici, nel range 38-238 MeV è avvenuta grazie agli scintillatori plastici.

3.4 Confronti con altre misurazioni e standard IAEA

Una volta estratta la sezione d'urto, possiamo confrontarla con i dati ottenuti dall'altra coppia di rivelatore di fissioni e telescopio presente nell'apparato sperimentale (fig. 9), ovvero la coppia PPFC-3SPRT. Riportiamo in tabella 3 i dati provenienti da questa coppia camera di fissione-telescopio.

E (MeV)	σ (barn)	$\Delta\sigma$ (barn)
29.218	2.1745	0.0759
30.679	2.1309	0.0727
32.212	2.1577	0.0744
33.823	2.1742	0.0505
35.514	2.0866	0.0491
37.290	2.1045	0.0509
39.155	1.9874	0.0495
41.112	1.9683	0.0512
43.168	1.9619	0.0541
45.326	2.0252	0.0433
47.593	2.0343	0.0469
49.972	1.8799	0.0447
52.727	1.9463	0.0430
55.891	1.8942	0.0445
59.244	1.8704	0.0482
62.799	1.8345	0.0507
66.567	1.8060	0.0531
70.561	1.7707	0.0550
74.794	1.7188	0.0583
79.282	1.7549	0.0622
84.039	1.7065	0.0626
89.081	1.6949	0.0701
94.426	1.5903	0.0665
100.095	1.5689	0.0791
106.612	1.5911	0.1047
114.075	1.5159	0.1039
122.060	1.4984	0.1160
130.604	1.4540	0.1020
139.747	1.4975	0.1113

Tabella 3: Dati sperimentali provenienti dalla coppia PPFC-3SPRT.

Un altro confronto possibile possiamo farlo direttamente con i dati IAEA attualmente utilizzati come standard [17].

Ora possiamo inserire in un grafico tutte le sezioni d'urto che abbiamo a disposizione (fig. 12).

Per poter confrontare i dati ottenuti in figura 12 facciamo il rapporto tra la sezione d'urto calcolata nella nostra analisi e la sezione d'urto con la quale vogliamo confrontarla per ogni bin energetico (fig. 13).

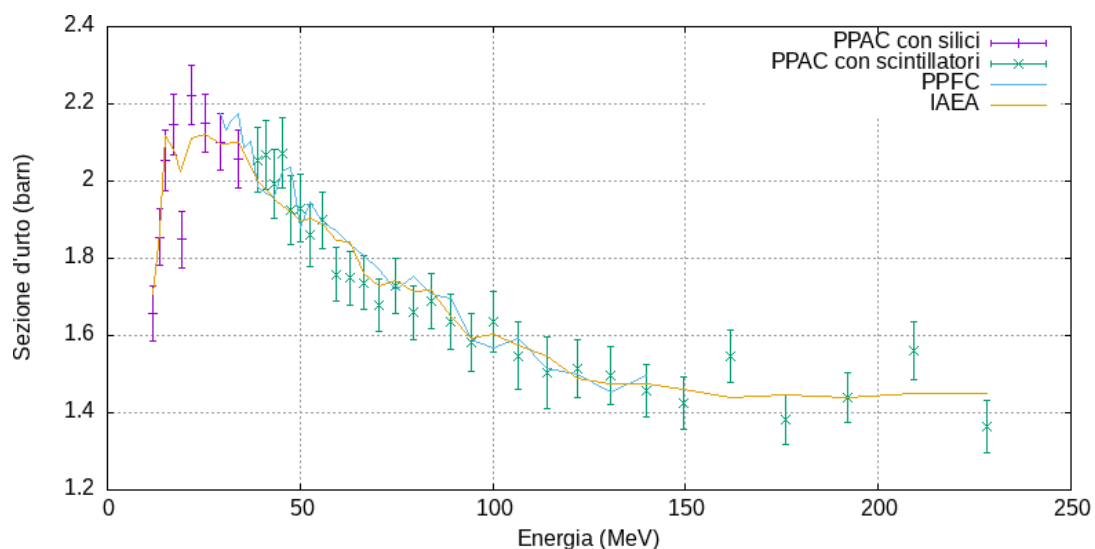


Figura 12: Sezioni d'urto di ^{235}U calcolati nel nostro esperimento (analogo fig. 11), provenienti dalla coppia PPFC-3SPRT e standard della IAEA.

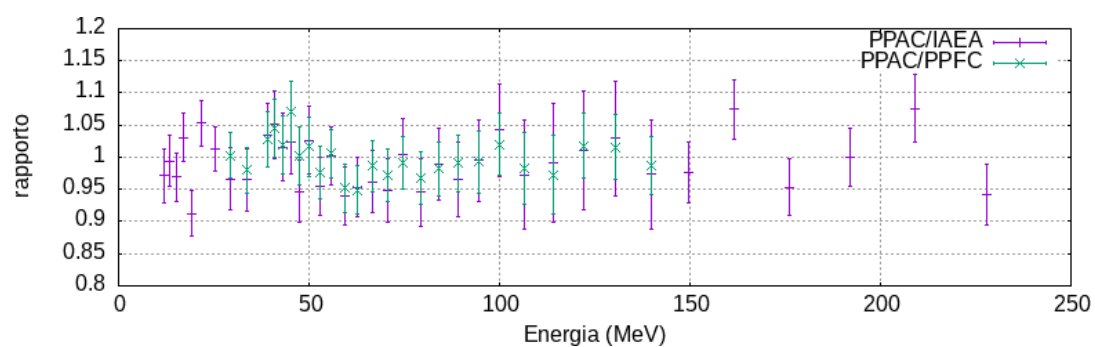


Figura 13: Rapporto tra le sezioni d'urto calcolate nel nostro esperimento con le sezioni d'urto provenienti dalla coppia rivelatore telescopio PPFC-3SPRT e dalla IAEA.

Nel nostro esperimento otteniamo dei valori delle sezioni d'urto compatibili con i valori della IAEA e delle misurazioni della coppia PPFC-3SPRT. Più nello specifico, in media, dal confronto delle misurazioni otteniamo una deviazione in media dello 0.2% rispetto agli standard IAEA e rispetto alla coppia PPFC-3SRPT. Riportiamo in tabella 4 i rapporti per ogni bin energetico.

L'errore associato al calcolo del rapporto tra le misure delle sezione d'urto è:

$$\frac{\Delta Ratio}{Ratio} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\sigma_{PPAC}}{\sigma_{PPAC}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma_{PPFC}}{\sigma_{PPFC}}\right)^2}. \quad (28)$$

Invece per quanto riguarda lo standard IAEA, esso ha un errore trascurabile quindi l'errore associato al rapporto sarà:

$$\frac{\Delta Ratio}{Ratio} = \frac{\Delta\sigma_{PPAC}}{\sigma_{PPAC}}. \quad (29)$$

$E(\text{MeV})$	$\frac{PPAC}{PPFC}$	$\Delta \frac{PPAC}{PPFC}$	$\frac{PPAC}{IAEA}$	$\Delta \frac{PPAC}{IAEA}$
11.94			0.9718	0.0418
13.43			0.9937	0.0399
15.103			0.9692	0.0374
16.993			1.0309	0.0380
19.115			0.9120	0.0354
21.818			1.0528	0.0358
25.26			1.0129	0.0351
29.243	0.9665	0.0482	1.0029	0.0356
33.852	0.9652	0.0487	0.9796	0.0358
39.155	1.0341	0.0501	1.0282	0.0427
41.115	1.0506	0.0531	1.0456	0.0453
43.17	1.0156	0.0530	1.0190	0.0452
45.325	1.0232	0.0497	1.0710	0.0467
47.59	0.9463	0.0484	1.0017	0.0458
49.97	1.0264	0.0524	1.0167	0.0459
52.725	0.9552	0.0457	0.9764	0.0414
55.89	1.0024	0.0449	1.0055	0.0383
59.245	0.9396	0.0443	0.9520	0.0376
62.8	0.9533	0.0465	0.9494	0.0382
66.57	0.9616	0.0481	0.9865	0.0399
70.565	0.9479	0.0490	0.9718	0.0401
74.795	1.0053	0.0538	0.9915	0.0410
79.28	0.9454	0.0522	0.9682	0.0409
84.04	0.9890	0.0554	0.9820	0.0415
89.085	0.9648	0.0581	0.9904	0.0433
94.43	0.9949	0.0634	0.9925	0.0477
100.095	1.0421	0.0724	1.0200	0.0488
106.615	0.9729	0.0848	0.9823	0.0562
114.075	0.9915	0.0921	0.9729	0.0609
122.06	1.0110	0.0928	1.0181	0.0502
130.605	1.0293	0.0886	1.0155	0.0505
139.745	0.9732	0.0849	0.9872	0.0451
149.53			0.9761	0.0467
161.545			1.0752	0.0462
176.08			0.9535	0.0441
191.925			1.0002	0.0455
209.2			1.0763	0.0523
228.03			0.9415	0.0467

Tabella 4: Rapporto tra le misurazioni delle sezioni d'urto della coppia PPAC-PRT con la coppia PPFC-3SPRT e con standard IAEA.

4 Conclusioni

Nella parte iniziale di questa tesi abbiamo affrontato la problematica del riscaldamento globale che deve essere affrontata nel corso di questo secolo.

Abbiamo posto particolare attenzione a come l'utilizzo delle attuali e future tecnologie per la produzione di energia nucleare possano dare un importante contributo ad abbattere le emissioni di CO₂ nel settore energetico.

Per lo sviluppo della quarta generazione di reattori nucleari, la IAEA richiede urgentemente nuovi dati sulle sezioni d'urto ad alta energia (200-1000 MeV) per ampliare gli attuali standard.

Abbiamo poi descritto la facility n_TOF del Cern di Ginevra e il set-up sperimentale utilizzato per la misura della sezione d'urto di ²³⁵U relativa a quella di ¹H(n,n)¹H.

Dopo avere mostrato le motivazioni che hanno indotto la realizzazione di questo esperimento, abbiamo calcolato le misure della sezione d'urto della coppia rivelatore di fissioni PPAC e telescopio PRT nel range 11-238 MeV.

Calcolata la sezione d'urto, l'abbiamo confrontata con il risultato ottenuto dalla coppia gemella rivelatore telescopio PPFC-3SPRT presente dell'area sperimentale EAR-1 e con le sezioni d'urto attualmente utilizzate come standard dalla IAEA.

Dal confronto delle misure si ottengono dei risultati consistenti, ciò ci indica che l'apparato sperimentale pensato per l'esperimento può fornire dei risultati affidabili per energie più elevate (fino a 1 GeV). A queste energie si hanno pochissime informazioni a disposizione riguardanti la sezione d'urto di ²³⁵U e quindi è necessario fornire nuovi dati sperimentali potenzialmente utilizzabili per allargare il range energetico nel quale la reazione ²³⁵U(n,f) è definita standard.

Riferimenti bibliografici

- [1] IEA, “<https://www.iea.org/data-and-statistics>,”
- [2] S. Abousahl, P. Carbol, B. Farrar, H. Gerbelova, R. Konings, K. Lubomirova, *et al.*, “Technical assessment of nuclear energy with respect to the ‘do no significant harm’ criteria of regulation (eu) 2020/852 (‘taxonomy regulation’),” *doi*, vol. 10, p. 665806, 2021.
- [3] “<https://ourworldindata.org/safest-sources-of-energy>,”
- [4] K. H. Nordlund *et al.*, “European research roadmap to the realization of fusion energy,” 2018.
- [5] “<https://www.myrrha.be>,”
- [6] A. Plompen, T. Fukahori, H. Henriksson, A. Ignatyuk, T. Iwasaki, G. Manturov, R. McKnight, G. Rimpault, and D. Smith, “The near high priority nuclear data request list for future needs,” pp. 765–768, 2007.
- [7] B. Marcinkevicius, S. Simakov, and V. Pronyaev, “ ^{209}Bi (n, f) and nat pb (n, f) cross sections as a new reference and extension of the ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu (n, f) standards up to 1 gev,” 2015.
- [8] K. S. Krane, *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, 1991.
- [9] A. Carlson, O. Wasson, P. Lisowski, J. Ullmann, and N. Hill, “Measurements of the ^{235}U (n, f) cross section in the 3 to 30 mev neutron energy region,” pp. 518–520, 1992.
- [10] R. Nolte, M. Allie, F. Brooks, B. Buffler, *et al.*, “Cross sections for neutron-induced fission of ^{235}U , ^{238}U , ^{209}Bi , and nat pb in the energy range from 33 to 200 mev measured relative to n-p scattering,” *Nuclear science and engineering*, vol. 156, no. 2, pp. 197–210, 2007.
- [11] Y. Watanabe, K. Kosaka, S. Kunieda, S. Chiba, R. Fujimoto, Harada, *et al.*, “Status of jendl high energy file,” 2011.
- [12] C. Massimi, R. Nolte, and L. Cosentino, “Measurement of the ^{235}U (n, f) cross section relative to np scattering up to 1 gev,” 2017.
- [13] CERN, “<https://ntof-exp.web.cern.ch/>,”
- [14] R. Esposito, M. Calviani, O. Aberle, M. Barbagallo, *et al.*, “Design of the third-generation lead-based neutron spallation target for the neutron time-of-flight facility at cern,” *Physical Review Accelerators and Beams*, vol. 24, no. 9, p. 093001, 2021.

- [15] A. Manna, “Measurement of the ^{235}u (n, f) cross section relative to the neutron-proton elastic scattering up to 500 meV at n_tof,” 2021.
- [16] A. Manna, O. Aberle, V. Alcayne, S. Amaducci, J. Andrzejewski, L. Audouin, V.-S. Babiano, M. Bacak, M. Barbagallo, S. Bennett, *et al.*, “Setup for the measurement of the ^{235}u (n, f) cross section relative to np scattering up to 1 GeV,” vol. 239, p. 01008, 2020.
- [17] IAEA, “<https://www-nds.iaea.org/standards/>,”