

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Studio di un rivelatore per la misura del flusso di neutroni ad alta energia a n_TOF

Relatore:
Dott. Cristian Massimi

Presentata da:
Michele Spelta

Correlatore:
Dott.ssa Alice Manna

Anno Accademico 2018/2019

Abstract

La ricerca in fisica nucleare fondamentale e le tecnologie nucleari emergenti quali reattori di quarta generazione ed ADS (*Accelerator Drive System*) necessitano urgentemente, per progredire e raffinarsi, di dati precisi delle sezioni d'urto di fissione indotte da neutroni ad energie al di sopra di 200 MeV che ad oggi non sono disponibili. La loro misura è lo scopo di un esperimento in corso alla *facility* n_TOF del CERN di Ginevra, dove è disponibile un fascio di neutroni 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. Un passo fondamentale dell'esperimento è rappresentato dalla misura del flusso di neutroni del fascio, dato importante nella misura della sezione d'urto, e questa tesi si inserisce proprio in questo ambito studiando il PRT (*Proton Recoil Telescope*), il rivelatore costruito dall'INFN che permette di caratterizzare il flusso di neutroni incidente misurando i protoni provenienti dallo scattering n-p del fascio su un bersaglio di polietilene. Nello studio delle prestazioni del telescopio, effettuato sulla base di simulazioni Montecarlo considerando bersagli di polietilene e di carbonio di diverso spessore, emerge come punto di forza del rivelatore la segmentazione, caratteristica che permette di guadagnare in precisione eliminando molto *background*, inteso sia come particelle diverse da protoni, sia come protoni derivanti da reazioni diverse dallo scattering n-p. Infine viene ricavata l'efficienza del rivelatore.

Indice

1	Introduzione	5
1.1	Interazione neutroni-nuclei e sezioni d'urto	5
1.2	Motivazioni: il problema della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ad alta energia	8
1.3	Applicazioni tecnologiche	11
2	La misura della $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ a n_TOF	14
2.1	La <i>facility</i> n_TOF	14
2.2	Misura della sezione d'urto	18
2.3	Apparato sperimentale	21
3	Il PRT	24
3.1	Descrizione	24
3.2	Principio di funzionamento	26
3.3	Analisi delle simulazioni	29
3.4	Studio del <i>background</i>	32
3.4.1	<i>Background</i> di altre particelle	32
3.4.2	<i>Background</i> di eventi non dal bersaglio	33
3.4.3	<i>Background</i> di protoni dal carbonio	36
3.5	Efficienza	39
	Conclusioni	42
	Bibliografia	43

Capitolo 1

Introduzione

Questo primo capitolo intende presentare le ragioni fisiche e tecnologiche e le possibili applicazioni dello studio effettuato in questa tesi collocandolo nel più ampio ambito dell'esperimento finalizzato alla misura della sezione d'urto, normalizzata a quella dello scattering n-p, di fissione dell' ^{235}U indotta da neutroni veloci in corso alla *facility* n_TOF del CERN. Nella prima sezione, infatti, viene definito il concetto di sezione d'urto con particolare attenzione a quella dei fenomeni indotti da neutroni e da essa sarà immediatamente chiaro come una precisa misura del flusso neutronico, quindi lo studio di un rivelatore per misurarlo, argomento di questa tesi, siano passi fondamentali per la sua determinazione sperimentale. La seconda sezione, descrivendo alcune importanti sezioni d'urto, introduce le motivazioni e gli obiettivi che hanno portato alla progettazione dell'esperimento toccando il tema dell'inadeguatezza dei dati ad oggi presenti ad alte energie, dati che sono, però, urgentemente richiesti dalle nuove tecnologie nucleari, accennate nella terza sezione.

1.1 Interazione neutroni-nuclei e sezioni d'urto

La fisica è una scienza che nasce con Galileo e Newton basandosi in primo luogo sull'osservazione della realtà circostante; è da questa osservazione, con una buona dose di intuito ed astrazione, che nascono la meccanica e l'elettromagnetismo classici. Con il progredire della fisica, ad esempio con la termodinamica statistica, inizia, però, a farsi strada l'idea di un mondo microscopico invisibile ad occhio nudo che pone inevitabilmente il problema di come possa essere osservato! È Rutherford, con l'esperimento delle particelle α inviate sulla lamina d'oro, a capire che le "lenti" che permettono di indagare le dimensioni più piccole sono le collisioni. Del resto il principio dell'osservazione non cambia: come è possibile osservare il mondo macroscopico grazie alla luce (quindi fasci di fotoni) che colpisce gli oggetti, allo stesso modo si può "osservare" il mondo microscopico colpendo ciò che si intende studiare con fasci di altre particelle. Ed ancora oggi, seppur

con delle migliorie e tecnologie, gli esperimenti di fisica nucleare e fisica delle particelle si fondano su questa intuizione.

Per quanto riguarda specificatamente la fisica nucleare, un proiettile di grande interesse da utilizzare negli esperimenti è il neutrone: grazie alla sua carica elettrica neutra, infatti, un neutrone inviato su un bersaglio di materia non risente di alcuna interazione dovuta agli elettroni e, muovendosi in linea retta, a qualunque energia riesce a penetrare nell'atomo andando ad interagire direttamente con il nucleo. Le interazioni che ne conseguono sono di diverso tipo, ma si possono raggruppare in *scattering*, che può essere a sua volta elastico o anelastico, e reazioni di assorbimento, tra cui cattura neutronica radiativa e fissione.

Lo *scattering* avviene quando non si ha variazione del tipo di particelle in gioco, cioè dopo l'interazione si ritrovano ancora il neutrone incidente e lo stesso nuclide. Si distinguono, tuttavia, la diffusione elastica, quando nella collisione viene modificata solo l'energia cinetica delle due particelle conservando l'energia cinetica totale, e la diffusione anelastica, quando invece parte dell'energia cinetica del neutrone incidente è convertita in energia interna di eccitazione del nucleo con conseguente non conservazione dell'energia cinetica totale.

Le reazioni di assorbimento, invece, sono, in generale, reazioni che prevedono l'assorbimento del neutrone e la formazione di un nucleo composto che successivamente può decadere in vario modo generando diversi prodotti finali di reazione. La cattura neutronica radiativa, ad esempio, è la reazione in cui il nucleo composto formatosi dall'assorbimento si assesta semplicemente nel suo stato fondamentale emettendo un fotone γ .

Un altro esempio di reazione di assorbimento è la fissione indotta da neutroni, sulla quale, essendo la reazione di interesse nell'esperimento studiato, conviene spendere qualche parola in più. Il primo esempio di fissione indotta da neutroni venne osservato nel 1938 a Berlino da Otto Hahn e Fritz Strassmann i quali, bombardando con dei neutroni dell' ^{235}U con lo scopo di creare nuclei transuranici, a sorpresa ottennero nuclei più leggeri tra cui il ^{141}Ba . La spiegazione dell'inatteso fenomeno venne avanzata l'anno successivo da Lise Meitner e Otto Frisch: alcuni elementi come ^{235}U quando bombardati da neutroni possono dare luogo ad una reazione di assorbimento con la formazione di un nucleo composto che successivamente si scinde in due nuclei più leggeri e qualche neutrone liberando, tra l'altro, una grande quantità di energia sotto forma di energia cinetica dei frammenti di fissione. Questa scoperta subito attirò l'interesse della tecnologia che vide la possibilità, grazie alla presenza dei neutroni nei prodotti della scissione, di innescare reazioni di fissione a catena che producessero quantità enormi di energia, possibilità che presto si realizzò nei primi reattori e, purtroppo, nelle bombe nucleari.

Le reazioni descritte, tuttavia, non avvengono con uguale probabilità per qualunque nucleo ed a qualunque energia ed è a questo proposito che viene introdotto il concetto

di sezione d'urto di una reazione e, per reazioni indotte da neutroni come quelle trattate in questa tesi, di sezioni d'urto neutroniche.

Le sezioni d'urto neutroniche, infatti, si possono definire come la misura delle diverse interazioni dei neutroni con i nuclei e perciò costituiscono il cuore dell'intera fisica dei neutroni e di buona parte di quella nucleare: essendo misurabili attraverso gli esperimenti di collisione di cui si parlava, infatti, sono tra le poche vie sperimentali quantitative che, seppur indirettamente tramite lo studio delle loro interazioni, permettono di accedere alla struttura interna dei nuclei e, quindi, di testarne i modelli matematici, fungendo da importante punto di contatto tra teoria e realtà.

Per definire in modo formale la sezione d'urto neutronica e capire fisicamente di cosa si tratta si può sfruttare un modello classico semplificato di un esperimento di collisione in cui si abbia un fascio di neutroni con densità neutronica volumica n_f e velocità v che collide contro N' nuclei di un bersaglio sottile. Il numero di neutroni per unità di tempo coinvolti in una particolare interazione neutrone-nucleo ΔN è dato da:

$$\frac{\Delta N}{\Delta t} = N' n_f v \sigma, \quad (1.1)$$

dove σ è proprio la sezione d'urto dell'interazione che, quindi, invertendo la (1.1) può essere definita in primo luogo come

$$\sigma = \frac{\Delta N}{\Delta t N' n_f v} \quad (1.2)$$

e può essere interpretata come l'area (da cui il nome "sezione") che il nucleo espone ai neutroni incidenti per interagire tramite la particolare reazione considerata; ogni tipo di interazione, infatti, ha una propria sezione d'urto, cioè un nucleo espone una diversa area ai proiettili per ogni possibile interazione con essi [1]. È possibile, tuttavia, introdurre anche la sezione d'urto totale neutronica, definita come la somma di tutte le sezioni d'urto delle possibili interazioni neutrone-nucleo ed interpretabile, quindi, come l'area esposta dai nuclei ai neutroni per una qualunque interazione.

Oltre a dipendere dall'interazione e, comprensibilmente, dal nucleo e dal proiettile che ne sono coinvolti, le sezioni d'urto, come sarà descritto in dettaglio nella sezione successiva, dipendono fortemente anche dall'energia del fascio incidente. Questo aspetto è tra le principali evidenze che il modello classico della sezione d'urto non è del tutto soddisfacente. Oltre a ciò, i fatti 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 dimostrano 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 data inizialmente perchè possa essere estesa in modo semplice alla meccanica quantistica, quindi, si può ricorrere al flusso di neutroni,

definito come il numero di neutroni N che fluiscono attraverso un'unità di superficie ΔA in un'unità di tempo Δt

$$\Phi_n = \frac{N}{\Delta t \Delta A} \quad (1.3)$$

e che, scrivendo N come

$$N = n_f \Delta A \Delta x \quad (1.4)$$

e riconoscendo la definizione di velocità v , si può anche esprimere

$$\Phi_n = n_f v. \quad (1.5)$$

Utilizzando la (1.5), quindi, la (1.2) si può riscrivere come

$$\sigma = \frac{\Delta N}{\Delta t N' \Phi_n}, \quad (1.6)$$

cioè, in sostanza, come il rapporto tra il numero di neutroni interagenti nell'unità di tempo secondo la reazione considerata ed i neutroni incidenti nell'unità di tempo e di area. Questo rapporto, generalizzando quella classica, diventa la definizione corretta di sezione d'urto e, pur avendo le dimensioni di un'area, ne mette in luce l'interpretazione puramente probabilistica 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 (ed è qui il significato probabilistico) del numero di interazioni al secondo quando un fascio di neutroni unitario è inviato su un singolo nucleo.

Infine, dalla definizione si intuisce già una via sperimentale per la determinazione delle sezioni d'urto attraverso la misura del numero di interazioni e del flusso incidente che, seppur da raffinare e da descrivere in dettaglio nel secondo capitolo, centra in pieno l'obiettivo di questa sezione: misurare in modo più preciso possibile il flusso di neutroni incidente, e quindi studiare un apposito rivelatore, è un passo fondamentale ed imprescindibile per la misura di una sezione d'urto! È per questo motivo che questa tesi si può inserire nel contesto più ampio della misura delle sezioni d'urto di fissione ad alte energie ed in particolare di quella dell' ^{235}U ed è in questo ambito che se ne possono comprendere le motivazioni e le applicazioni, argomenti delle prossime sezioni.

1.2 Motivazioni: il problema della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(\text{n},\text{f})$ ad alta energia

Nonostante il metodo sperimentale presentato alla fine della sezione precedente sia concettualmente semplice, nei fatti non risulta affatto facile misurare le sezioni d'urto assolute, in quanto ci si scontra con la difficoltà della valutazione precisa di flussi di neutroni

Tabella 1.1: Reazioni la cui sezione d'urto è considerata standard negli intervalli di energia dei neutroni riportati secondo il primo rapporto del 1987 e quello del 2007. Tabella tratta da [2].

Reazione	Intervallo di energia dei neutroni	
	1987	2007
${}^3\text{He}(n,p)$	0.0253 eV - 50 keV	0.0253 eV - 50 keV
${}^6\text{Li}(n,t)$	0.0253 eV - 1 MeV	0.0253 eV - 1 MeV
${}^{10}\text{Be}(n,\alpha)$	0.0253 eV - 250 keV	0.0253 eV - 1 MeV
$\text{C}(n,n)$	0 eV - 1.8 MeV	0 eV - 1.8 MeV
${}^{197}\text{Au}(n,\gamma)$	0.0253 eV, 0.2 MeV - 2.5 MeV	0.0253 eV, 0.2 MeV - 2.5 MeV
${}^{235}\text{U}(n,f)$	0.0253 eV, 0.15 MeV - 20 MeV	0.0253 eV, 0.15 MeV - 200 MeV
${}^{238}\text{U}(n,f)$	soglia - 20 MeV	2 MeV - 200 MeV

che, come dimostra questa stessa tesi e come sarà più chiaro nel terzo capitolo, è piuttosto complicata. 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. La prima valutazione di uno standard per le reazioni indotte da neutroni risale al 1987 con le librerie NEANDC/INDC (*Nuclear Energy Agency Nuclear Data Committee/International Nuclear Data Committee*) e ENDF/B (*Evaluated Nuclear Data File*), ma venne rivalutata, ampliata ed aggiornata all'inizio del nuovo millennio con la pubblicazione di un report finale nel 2007 in ragione delle nuove tecnologie e nuove metodologie sviluppate che permettevano misure di gran lunga più precise rispetto ai due decenni precedenti. *In primis* nello standard va annoverata la sezione d'urto di diffusione ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ che, essendo un sistema di due soli corpi (protone e neutrone), risulta studiabile anche analiticamente ed è perciò il riferimento assoluto per molte misure. Le altre reazioni indotte da neutroni la cui sezione d'urto è considerata standard sono elencate in tabella 1.1.

A complicare ulteriormente la questione vi è il fatto che, come già si accennava, le sezioni d'urto dipendono fortemente dall'energia dei neutroni incidenti e quindi, come si nota ancora nella tabella, anche gli standard vengono riferiti a precisi intervalli energetici dove la sezione d'urto è abbastanza regolare. Si consideri come esempio la sezione d'urto di fissione indotta da neutroni dell' ${}^{235}\text{U}$, protagonista dell'esperimento a cui fa riferimento questa tesi e principale standard per la fissione indotta da neutroni, graficata nella figura 1.1.

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. Inoltre, dal con-

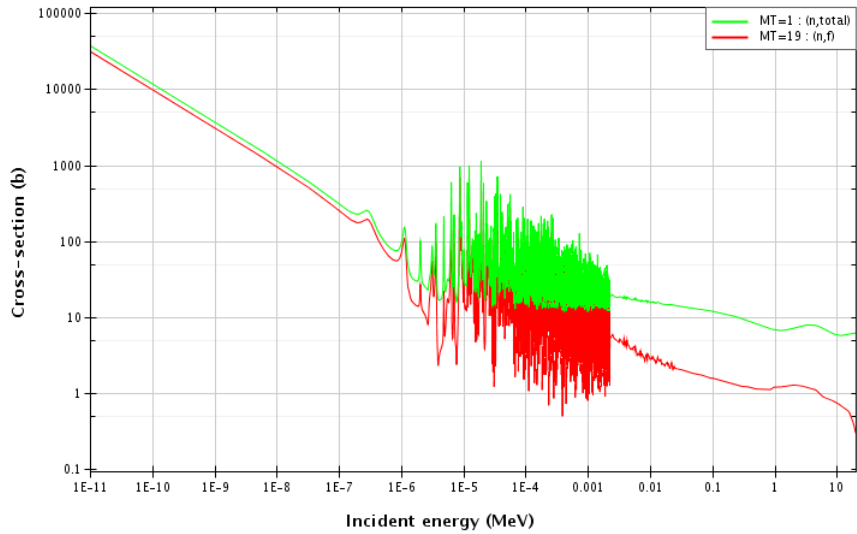


Figura 1.1: Confronto tra la sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ in rosso e la sezione d'urto totale di $^{235}\text{U}(n,tot)$ in verde valutate nella libreria ENDF/B-VII.1 (2011) tra 0.01 meV e 20 MeV. Immagine tratta da [3].

fronto con la sezione d'urto totale, si nota che la fissione a bassa energia è la reazione con la maggiore probabilità. La regione successiva, tra 0.5 eV e 10 keV circa, è quella dei neutroni di risonanza, 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 (15 keV per l'esattezza), 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, ben utilizzabile come standard, sebbene sia proprio in questa regione che si annidano le principali problematiche e mancanze.

In primo luogo, dal 2007 lo standard venne esteso da 20 MeV fino a 200 MeV, ma i dati in questa regione si basano su due misure sperimentali soltanto, una presentata nel 1991 alla conferenza internazionale sui dati nucleari a *Juelich* [4], l'altra pubblicata da R. Nolte nel 2007 su "*Nuclear Science and Engineering*" [5]. In secondo luogo, il problema peggiore è che oltre i 200 MeV non esistono misure sperimentali della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$, ma soltanto stime e previsioni teoriche basate sulla sezione d'urto di $^{235}\text{U}(p,f)$ oltre i 600 MeV che, però, come si nota in figura 1.2 risultano fortemente discordanti tra loro.

Queste sono le due motivazioni che hanno indotto ad ideare un nuovo esperimento di misura della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ ad alta energia relativa a quella dello *scattering* n-p, con lo scopo di trovare un'ulteriore conferma dei dati nel range 20 - 200 MeV e di risolvere sperimentalmente l'incompatibilità delle previsioni teoriche oltre i 200 MeV.

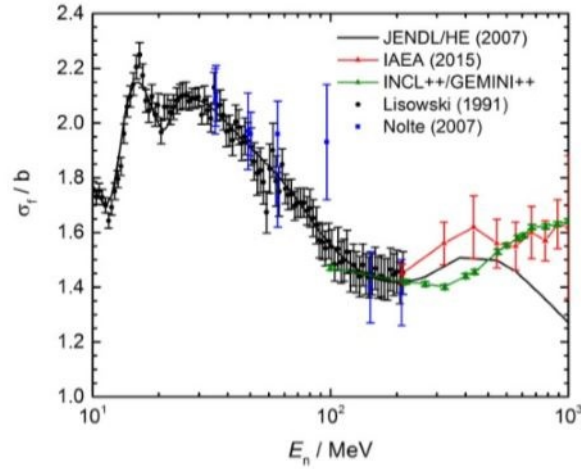


Figura 1.2: Sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ oltre 10 MeV: misure di Nolte e Lisowski normalizzate alla sezione d'urto dello *scattering* n-p fino a 200 MeV e stime teoriche della JENDL/HE (2007), dell'IAEA (2015) e attraverso i modelli INCL++ e GEMINI++ (2015) fino a 1 GeV. Immagine tratta da [6].

MeV in modo da poter estendere lo standard fino a 1 GeV come fortemente auspicato dall'IAEA (*International Atomic Energy Agency*) [7] per le nuove frontiere della ricerca fondamentale e della tecnologia nucleare, argomento della sezione successiva.

1.3 Applicazioni tecnologiche

Il problema di trovare fonti di energia pulita che possano rimpiazzare i combustibili fossili a fronte dell'aumento smisurato di CO_2 in atmosfera e del conseguente repentino cambiamento climatico sta dando un forte impulso alla ricerca nell'ambito dell'energia e delle tecnologie nucleari, dalla più nota fissione alla più problematica fusione. L'importanza della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ risiede nel fatto di essere uno standard per la misura di altre sezioni d'urto che, fornendo in sostanza la probabilità e quindi il *rate* di una reazione, sono fondamentali nella progettazione dei reattori.

Dal secondo dopoguerra ad oggi, i reattori più ampiamente utilizzati e diffusi sono quelli cosiddetti ad acqua leggera o LWR (*Light Water Reactors*), che sfruttano neutroni termici e come combustibile principalmente ^{235}U . In questi reattori viene indotta la fissione dell' ^{235}U bombardandolo con neutroni termici, ma come risultato del processo si ottengono neutroni veloci, che, sezione d'urto in figura 1.1 alla mano, hanno una più scarsa probabilità di indurre ulteriori fissioni e quindi di innescare la reazione a catena. Per questo motivo il *core* del reattore viene immerso in un moderatore, in questo

caso l'acqua che funge anche da refrigerante, che da un lato rallenta i neutroni prodotti aumentando le possibilità che possano indurre altre fissioni, ma dall'altro ha anche una buona capacità di assorbirli che diminuisce il numero di neutroni disponibili e quindi il *rate* di fissioni. La soluzione di questo ultimo problema, che garantisca l'innescò di una reazione a catena autoconsistente, cade nella scelta dell'utilizzo come combustibile non dell'uranio naturale, che è ricco di ^{238}U non fissile e contiene solo lo 0.7% di ^{235}U , ma dell'uranio arricchito con almeno il 3-5% di ^{235}U fissile per aumentare la probabilità di fissione. Il risultato, seppur vantaggioso in termini di produzione energetica rispetto ad altre fonti, presenta, tuttavia, seri problemi: il primo è legato alla produzione di scorie radioattive dalla lunghissima vita media come lo stesso uranio, elementi transuranici (plutonio, nettunio, americio e curio) e prodotti di fissione (cesio, iodio, tecnezio) che devono essere isolate e smaltite; il secondo problema è legato alla bassissima efficienza energetica, tale per cui è estratto solo l'1% dell'energia potenzialmente contenuta nel combustibile, mentre il resto rimane nelle scorie! [8]

La risoluzione di queste problematiche sta guidando le nuove tecnologie nucleari alla progettazione di nuovi reattori, detti di IV generazione, che siano caratterizzati da una maggiore sostenibilità ambientale ed economica con un migliore utilizzo delle risorse e una riduzione della quantità e della pericolosità delle scorie; tra questi spiccano i nuovi reattori a neutroni veloci o FNR (*Fast Neutron Reactors*), che spiegano l'esigenza, e quindi la diretta applicazione tecnologica, della tanto agognata estensione dello standard per le sezioni d'urto ad alte energie.

Questi nuovi tipi di reattori sono caratterizzati, come dice il nome, dall'impiego di neutroni veloci (cioè con energia superiore a 1-5 MeV) al posto dei neutroni termici per indurre la fissione del combustibile e innescare la reazione a catena. Il mantenimento dei neutroni veloci è ottenuto eliminando l'acqua dal reattore che agiva come moderatore ed utilizzando nuovi refrigeranti gassosi o a base di sodio o di piombo e bismuto. Sebbene la probabilità di $^{235}\text{U}(n,f)$ sia maggiore per neutroni termici, il vantaggio di questa tecnologia risiede, apparentemente in modo contraddittorio, nella maggiore efficienza nell'utilizzo dell'uranio, circa 60 volte più grande rispetto ai vecchi LWR, e nella minore produzione e radioattività delle scorie. Il fatto è che nei reattori a neutroni veloci può essere impiegato il più abbondante ^{238}U (quindi uranio naturale non arricchito) che bombardato da neutroni con energia superiore a 1 MeV ha anch'esso una certa probabilità di dare fissione (è un isotopo fissionabile, ma non fissile), ma che, soprattutto, ha un'alta probabilità di catturare il neutrone diventando ^{239}U che a sua volta decade in ^{239}Pu . Il ^{239}Pu è un isotopo fissile del plutonio che risulta avere una maggiore probabilità di fissione indotta da neutroni veloci rispetto all' ^{235}U e libera in media come prodotto un numero maggiore di neutroni che possono andare a indurre la fissione di altri ^{239}Pu innescando la reazione a catena oppure essere catturati dall'uranio per creare nuovo plutonio da fissionare successivamente. Il segreto di questi reattori, cioè, è che il combustibile principale non è l' ^{235}U , bensì il ^{239}Pu che è continuamente creato con un

processo di *breeding* autosostenuto dal reattore dall' ^{238}U fino al suo esaurimento: per questo motivo si riesce a migliorare l'efficienza energetica sfruttando al massimo l'uranio naturale ed a ridurre la quantità delle scorie prodotte. Un ulteriore vantaggio di questi reattori a neutroni veloci sta nella possibilità, almeno in via teorica, di utilizzare al posto dell' ^{238}U come materiale fertile il ^{232}Th . Questo nuclide è quattro volte più abbondante dell'uranio nella crosta terrestre e, similmente all' ^{238}U , può catturare un neutrone con alta probabilità generando, tramite successivi decadimenti, ^{233}U fissile. Inoltre, l'impiego di questo materiale produce scorie meno radioattive, in particolare meno elementi transuranici.

Tra i reattori a neutroni veloci meritano un cenno particolare gli ADS (*Accelerator Driven Systems*), ossia i reattori accoppiati ad acceleratori di protoni. Questa tecnologia prevede la costruzione di reattori sottocritici, ossia non in grado di autosostenere una reazione a catena, ma che per fare fissione necessitano dell'iniezione di neutroni dall'esterno, neutroni che vengono creati per spallazione facendo incidere i protoni accelerati (ecco il compito dell'acceleratore accoppiato) contro un bersaglio di piombo. I vantaggi di questi reattori, oltre a quelli già descritti di avere maggiore efficienza e di garantire minore produzione di scorie tipici di tutti i reattori a neutroni veloci, risiedono nella sicurezza e nella possibilità di trasmutazione delle scorie. Per quanto riguarda la sicurezza, infatti, essendo un reattore sottocritico può essere facilmente spento semplicemente spegnendo l'acceleratore di protoni, senza il problema di dover controllare nessuna reazione a catena potenzialmente incontrollabile, causa dei principali incidenti nucleari. La trasmutazione delle scorie, invece, è un'applicazione molto importante di questi reattori perchè sfruttando il costante flusso esterno di neutroni si possono indurre reazioni di cattura neutronica nei prodotti di fissione e negli elementi transuranici che, successivamente, possono decadere in nuclidi meno longevi o addirittura stabili, riducendo in modo considerevole il problema dell'isolamento e smaltimento delle scorie. Per fare un esempio si possono citare il ^{99}Te e lo ^{129}I , prodotti di fissione che a seguito della cattura neutronica e di successivi veloci decadimenti trasmutano in ^{100}Ru e ^{130}Xe stabili. Un prototipo di ADS che oggi si sta studiando è il reattore MYRRHA in Belgio. [9]

Queste nuove tecnologie, oltre a rappresentare la via del futuro, possono anche essere viste come un rimedio per il passato, cioè possono essere utilizzate accoppiate ai vecchi LWR per ridurre considerevolmente le scorie: attraverso processi chimici di partizione, infatti, dalle scorie dei LWR si possono separare l'uranio e il plutonio dagli attinidi minori e i prodotti di fissione; i primi possono essere riutilizzati nei normali reattori a neutroni veloci molto più efficienti, gli altri possono essere trasmutati negli ADS in elementi stabili o meno longevi.

Capitolo 2

La misura della $^{235}\text{U}(n,f)$ a n_TOF

Inserita questa tesi nell'ambito dell'esperimento di misura ad alta energia della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ relativa a quella $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ di riferimento, questo secondo capitolo intende presentare come questo esperimento sia stato effettivamente progettato e, quindi, come la misura sia praticamente effettuata. Nella prima sezione, infatti, viene presentata la *facility* n_TOF del CERN di Ginevra che, per la presenza di un fascio pulsato di neutroni particolarmente intenso e ad alta energia, è il luogo dove viene effettuato l'esperimento. Oltre ad una descrizione accurata della *facility* e del fascio in essa prodotto, verrà discussa anche la tecnica del tempo di volo alla base della misura dell'energia dei neutroni. Caratterizzato il fascio, nella seconda sezione viene approfondita nel dettaglio la tecnica con cui viene valutata la sezione d'urto, di cui si era fatto un breve cenno già nell'introduzione. Infine, nella terza sezione viene descritto l'apparato sperimentale, prima nell'insieme, poi i vari rivelatori in dettaglio con l'eccezione del PRT a cui, essendo l'oggetto di questa tesi, è dedicato l'intero capitolo successivo.

2.1 La *facility* n_TOF

La *facility* n_TOF (acronimo di *neutron-Time Of Flight*) venne costruita al CERN di Ginevra proprio allo scopo di fornire un fascio di neutroni intenso e con un ampio spettro di energia tramite il quale poter condurre nuove e più accurate misure di sezioni d'urto di reazioni indotte da neutroni, in particolare cattura neutronica e fissione, in alcuni nuclidi di particolare interesse per le tecnologie nucleari e per la ricerca fondamentale in fisica ed astrofisica nucleare [10]. La sua entrata in funzione risale al 2001, seguì un periodo di aggiornamento dal 2004 al 2008 e oggi n_TOF è una delle *facility* più attive della sua specie grazie alla combinazione unica di intensità, ampio spettro energetico e alta risoluzione del suo fascio.

Il fascio di neutroni viene generato per spallazione, un fenomeno, già citato per altro parlando degli ADS, per cui vengono liberati neutroni da urti tra nuclei pesanti e parti-

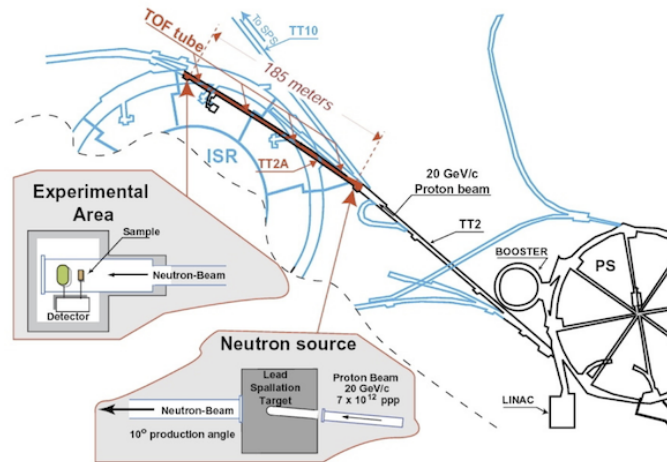


Figura 2.1: Illustrazione della *facility* n_TOF al CERN di Ginevra. Immagine tratta da [10].

celle ad alta energia. Il fatto di dover disporre di particelle altamente accelerate rende la spallazione una sorgente economicamente meno conveniente delle catene di fissione, ma d'altra parte è largamente impiegata perchè l'unica che permette di ottenere facilmente un fascio pulsato. In n_TOF, tra l'altro, è possibile sfruttare il potente complesso di acceleratori già presente al CERN, come mostrato nell'illustrazione del complesso in figura 2.1. Qui, infatti, vengono impiegati pacchetti di $7 \cdot 10^{12}$ protoni accelerati dall'azione del Booster e del PS (*Proton Synchrotron*) fino ad un impulso di 20 GeV/c che vengono fatti collidere ogni 1.2 s contro un bersaglio di piombo in cui ciascun protone può liberare per spallazione fino a 300 neutroni veloci, oltre ad altre particelle come protoni, pioni, particelle alfa e fotoni gamma.

Il bersaglio di spallazione in piombo, la cui sezione è mostrata in figura 2.2, è un cilindro di 1.3 tonnellate dalla lunghezza di 40 cm e dal diametro di 60 cm ricoperto da uno strato di 1 cm di acqua e poi da un altro strato, solo sul lato di uscita dei neutroni, di 4 cm di acqua borata (in particolare $\text{H}_2\text{O} + 1.28\% \text{H}_3\text{BO}_3$ percentuale in massa) tra loro separati da un sottile foglio di alluminio. Il primo strato funge da refrigerante, in quanto il bersaglio aumenta notevolmente la sua temperatura a seguito delle collisioni altamente energetiche, il secondo, invece, è il moderatore. Quest'ultimo, come nei reattori LWR ed insieme al bersaglio di piombo stesso, ha la funzione di rallentare una percentuale di neutroni che ne urtano i nuclei conferendo così al fascio un ampio range di energia, dal termico (25 meV) dei neutroni che hanno pesantemente interagito con il moderatore fino a 1 GeV dei neutroni che statisticamente non ne sono stati particolarmente influenzati. È opportuno precisare che il bersaglio di spallazione descritto è stata la principale novità dell'*upgrade* del 2008: il precedente parallelepipedo di piombo era stato, infatti, danneggiato a causa della non efficienza del sistema refrigerante. Questo sistema consisteva

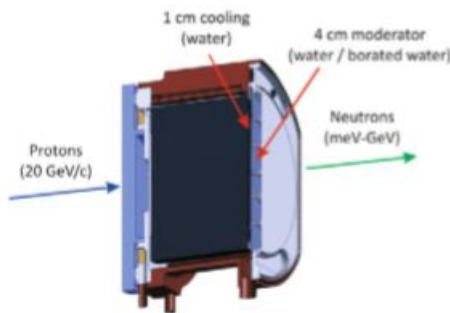


Figura 2.2: Sezione del bersaglio di piombo colpito dai protoni accelerati a 20 GeV/c nel quale viene generato per spallazione il flusso di neutroni di n_TOF. Immagine tratta da [11].

in un solo strato di 5.7 cm di acqua che, tra l'altro, fungeva anche da moderatore; questo schema è stato soppiantato dopo l'aggiornamento in quanto le simulazioni hanno rivelato le migliori prestazioni ottenibili separando i due componenti.

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 2.1, 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. Alla fine, all'area sperimentale EAR-1 dove sono montati gli esperimenti arriva un fascio di neutroni pulsato quasi istantaneamente ogni 1.2 s caratterizzato da un numero di particelle per impulso che può variare da $5.5 \cdot 10^5$ a $1.2 \cdot 10^7$ e con un range energetico che va da 25 meV a 1 GeV; in figura 2.3 viene mostrato il flusso neutronico, qui inteso come numero di neutroni per impulso, in funzione dell'energia. Il vantaggio dell'aver impulsi così intensi sta nel poter disporre di molti eventi, quindi di molta statistica con conseguente riduzione delle incertezze delle misure sperimentali; il fatto che questi impulsi, poi, siano anche quasi istantanei permette misure precise delle sezioni d'urto anche in elementi radioattivi ed instabili, che sono quelli di maggiore interesse per le tecnologie nucleari. Non essendo coinvolta in questo esperimento, si fa solo un breve cenno alla seconda area sperimentale di n_TOF, chiamata EAR-2, che è entrata in funzione nel 2014 ed è collegata al bersaglio di spallazione da un tubo posto, però, perpendicolarmente al fascio di protoni e lungo solo 20 m.

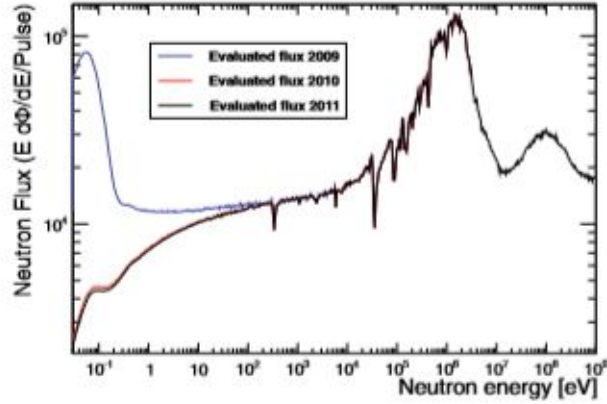


Figura 2.3: Misura del flusso di neutroni disponibile a n_TOF in funzione dell'energia secondo le valutazioni del 2009, 2010 e 2011. Immagine tratta da [12].

Siccome il principale scopo di n_TOF è la misura accurata di sezioni d'urto e dal momento che queste, come visto, presentano una dipendenza molto forte dall'energia dei neutroni incidenti, è fondamentale caratterizzare con precisione l'energia dei neutroni del fascio e la sua risoluzione energetica: in n_TOF a questo proposito si utilizza, come dice il nome, la tecnica del tempo di volo. Questa tecnica, applicabile solo con fasci pulsati e spiegando così la predilezione per essi, 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:

$$v = \frac{L}{TOF}. \quad (2.1)$$

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

$$E = m_0 c^2 (\gamma - 1), \quad (2.2)$$

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

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

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 perchè fornito dalla rivelazione dei prodotti delle reazioni che il neutrone induce nel bersaglio

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

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

Infine, sostituendo la (2.4) nella (2.3) si ottiene

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

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:

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta TOF}{TOF}\right)^2}, \quad (2.6)$$

dove la proporzionalità deriva dalla (2.2) 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 (2.1). 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, in cui la dipendenza dall'energia è molto irregolare. 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 Misura della sezione d'urto

Nel capitolo precedente si era già accennata una via sperimentale grezza per la misura delle sezioni d'urto basata semplicemente sulla definizione (1.6) e quindi sulla misura

del flusso di neutroni incidente e del numero di particelle coinvolte nella reazione di interesse. Lo scopo di questo capitolo è di 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 per fornire valutazioni accurate delle sezioni d'urto che, come detto, sono l'obiettivo principale di questa *facility*.

Gli ingredienti immancabili per la misura di una sezione d'urto rimangono il bersaglio del materiale che si vuole studiare ed il fascio incidente di neutroni. A proposito di quest'ultimo, tuttavia, è già necessaria una puntualizzazione: essendo il fascio pulsato, fatto necessario per la misura dell'energia dei neutroni con la tecnica del tempo di volo, è conveniente nel seguito ridefinire il flusso neutronico Φ_n come

$$\Phi_n = \frac{N}{\Delta A \cdot pulse}, \quad (2.7)$$

cioè il numero di neutroni N che transita in un'unità di superficie ΔA in un impulso del fascio e non in un'unità di tempo come precedentemente era stato enunciato nella (1.3). Detto questo, la tecnica di misura della sezione d'urto di una reazione prevede che il fascio di neutroni, già ben caratterizzato nella sezione precedente, venga fatto collidere con il bersaglio montato nell'area sperimentale. In questo modo vengono indotte, seppur con le loro diverse probabilità come si sa, tutte le possibili reazioni derivanti dall'interazione neutroni-nuclei descritte nel primo capitolo e i cui prodotti si osservano, quindi, in uscita dal bersaglio in aggiunta ai neutroni che non hanno reagito. La rivelazione del numero e del tipo di questi prodotti è molto importante perchè 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.

Detto in altre parole, quello che viene valutato è legato allo *yield* delle reazioni, cioè il rapporto tra il numero di neutroni coinvolti in un tipo di reazione ed il numero totale. È proprio su questo parametro, in particolare sulla relazione tra le sue due valutazioni, teorica e pratica, che si basa la determinazione sperimentale più corretta della sezione d'urto di una reazione dati la sua occorrenza ed il flusso incidente.

Nel dettaglio, sperimentalmente lo *yield* Y di una particolare reazione può essere valutato semplicemente riprendendo la definizione. Il numero di neutroni ΔN coinvolti nella reazione può essere ottenuto, come descritto in precedenza, rivelandone i prodotti in uscita dal bersaglio; il rivelatore fornisce un numero di conteggi C che, tuttavia, deve essere corretto a causa della sua efficienza non unitaria ϵ e del fatto che sottende un angolo solido Ω , mentre i prodotti di reazione sono emessi in tutte le direzioni. Il numero totale di neutroni incidenti può essere semplicemente espresso come il prodotto tra flusso, opportunamente ridefinito, e l'area del bersaglio A . In questo modo si ottiene per lo *yield*

sperimentale la formula:

$$Y^{\text{sp}}(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \Phi_n(E) \cdot A}. \quad (2.8)$$

D'altra parte, lo *yield* della stessa reazione può essere valutato anche teoricamente riconoscendo dalla definizione che può essere facilmente interpretato come la probabilità di occorrenza della reazione, cioè in qualche modo legato proprio alla sezione d'urto. Infatti, è noto che il fascio di neutroni incidendo sul bersaglio e dando luogo a diverse reazioni si attenua di un fattore esponenziale dipendente dalla probabilità di queste reazioni, ovvero dal prodotto della sezione d'urto totale neutronica σ_{tot} per la densità superficiale di nuclei n' . Da questo fatto è facile ricavare la probabilità che una particella interagisca con il bersaglio come 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 ottenendo:

$$Y^{\text{th}}(E) = \left(1 - e^{-n'\sigma_{\text{tot}}(E)}\right) \frac{\sigma(E)}{\sigma_{\text{tot}}(E)}. \quad (2.9)$$

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 l'esponenziale in serie di Taylor al primo ordine

$$e^{-n'\sigma_{\text{tot}}(E)} \simeq 1 - n'\sigma_{\text{tot}}(E) \quad (2.10)$$

ed ottenendo, alla fine, la semplice equazione

$$Y^{\text{th}}(E) = n'\sigma(E). \quad (2.11)$$

Uguagliando lo *yield* valutato nei due metodi, cioè uguagliando la (2.8) e la (2.11), si ottiene finalmente la sezione d'urto di reazione cercata

$$\sigma(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \Phi_n(E) \cdot n' \cdot A}. \quad (2.12)$$

Si puntualizza che, come riportato nelle equazioni, il risultato della misura dipende dall'energia dei neutroni incidenti. Inoltre, si anticipa fin da ora, come sarà poi meglio spiegato nel capitolo successivo, che il flusso incidente di neutroni, necessario a valutare la sezione d'urto, è determinato tramite questa stessa equazione opportunamente riarrangiata e quindi 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 $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$.

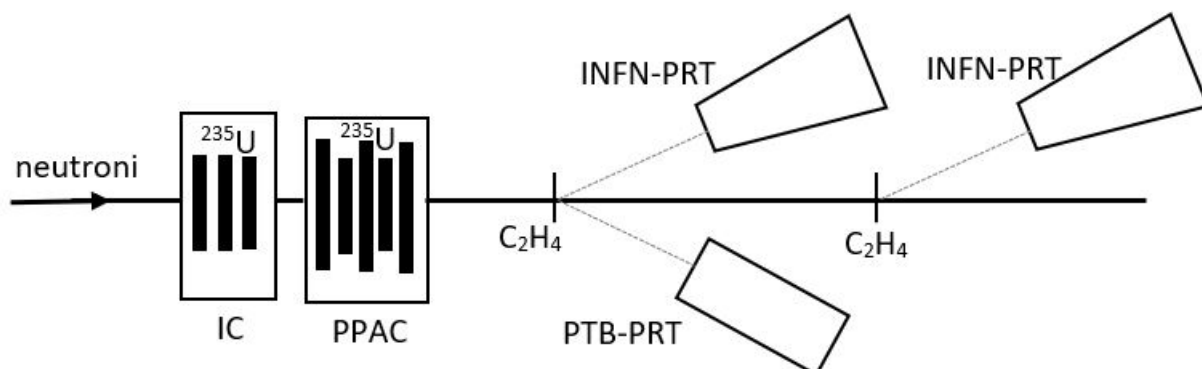


Figura 2.4: Illustrazione dell'apparato sperimentale montato nella EAR-1 di n_TOF con le due camere di fissione (IC e PPAC) e i telescopi (PRT) per la misura del flusso incidente di neutroni.

2.3 Apparato sperimentale

In figura 2.4 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 $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$. Dalla sezione precedente 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 la prima misura sono previste due tipi di camere di fissione nelle quali il fascio di neutroni, collimato con un diametro di 18 mm, collide con in totale 10 bersagli caratterizzati da un sostegno di $30\ \mu\text{m}$ in alluminio rivestito per elettrodeposizione da uno strato di $300\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ di ^{235}U . I frammenti di fissione prodotti in questi bersagli vengono rivelati da una camera a ionizzazione a elettrodi paralleli (PPAC) fornita dal *Physikalisch-Technische Bundesanstalt* (PTB) [13] in un caso e da una camera proporzionale (IC) sviluppata dall'*Institut de Physique Nucléaire d'Orsay* nell'altro [14] [15].

Contemporaneamente alle fissioni, il flusso incidente viene valutato relativamente alla $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ attraverso i PRT [16], i telescopi che 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 il bersaglio spesso, mentre per quello sottile ne sono puntati due che si basano, però, su concetti e *design* diversi, uno costruito dal PTB e l'altro, quello studiato in questa tesi, dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). L'inclinazione dei PRT è compresa tra 20° e 25° rispetto alla direzione del fascio.

Dopo questa presentazione generale, si descrivono ora più in dettaglio i rivelatori per i frammenti di fissione, lasciando al capitolo successivo l'ampia trattazione del PRT.

Le camere a ionizzazione sono tra i rivelatori noti da più tempo e si basano semplicemente sulla ionizzazione di atomi indotta dall'interazione con particelle cariche che vi transitano accanto. Praticamente, nel caso della PPFC utilizzata, si tratta di una camera riempita di gas a pressione atmosferica e composta da coppie di elettrodi paralleli che generano un debole campo elettrico. Nel caso di utilizzo per misure di fissioni, come in questo caso, gli elettrodi sono costituiti dai bersagli in cui si induce la reazione. Il passaggio di particelle cariche, come ad esempio 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. Questo tipo di rivelatore è considerato un riferimento nel campo della metrologia e, nella configurazione utilizzata, ha un'efficienza di circa 0.97 [6]. Il problema in questo esperimento è che le camere a ionizzazione, operando a pressione atmosferica, sono molto sensibili 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 può essere utilizzata per rivelare con grande precisione le fissioni indotte da neutroni soltanto a bassa energia e, essendo particolarmente precisa, per calibrare le PPAC, utilizzate per le energie più alte.

Le PPAC (*Parallel Plate Avalanche Counters*) appartengono ad un'altra tipologia di rivelatori che, pur basandosi sulla ionizzazione degli atomi, vengono definiti *proportional counters* perchè si basano sulla moltiplicazione del segnale nel gas. Questi rivelatori sfruttano elevati campi elettrici 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 (*avalanche* appunto) che porta ad un'amplificazione del segnale iniziale che, per certi valori del campo elettrico, risulta proprio linearmente proporzionale [17]. Per questo motivo questi rivelatori sono particolarmente adatti alla rivelazione di radiazioni di bassa energia. 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 e viene generato un forte campo elettrico. Come si diceva, il passaggio di una particella carica produce per effetto a valanga ioni ed elettroni; essendo più mobili, solo i secondi sono rivelati negli anodi per garantire una maggiore velocità di rivelazione. Per lo stesso motivo, il *gap* tra gli elettrodi è molto stretto. 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 e nel poter rivelare solo i frammenti distribuiti in un cono di circa 65° di apertura.

Capitolo 3

Il PRT

Descritto in dettaglio l'ambito e le applicazioni in cui si rende necessaria la misura precisa del flusso di neutroni ad alta energia, in questo terzo ed ultimo capitolo si arriva al cuore di questa tesi, cioè all'effettivo studio del PRT (*Proton Recoil Telescope*), il rivelatore che permette la suddetta misura. Le prime due sezioni mantengono un approccio compilativo fornendo una dettagliata descrizione, rispettivamente, dell'apparato e del principio di funzionamento del telescopio. Le ultime tre sezioni, invece, intendono presentare in sintesi i risultati del lavoro svolto per la preparazione di questa tesi, consistito nell'elaborazione in ROOT di simulazioni montecarlo effettuate con GEANT4. In particolare, nella terza sezione sono descritti i grafici ottenibili considerando singoli rivelatori del telescopio o coppie di essi, nella quarta sono presentati gli studi eseguiti per il riconoscimento del *background* dovuto a vari fattori e, infine, nella quinta è presentata l'efficienza ricavata.

3.1 Descrizione

Il PRT, come mostrato in figura 3.1, possiede una struttura segmentata in più rivelatori che, dovendo sottendere tutti lo stesso angolo solido, ne danno una forma complessiva a tronco di piramide. Questa segmentazione, come si vedrà nelle sezioni successive, è il vero punto di forza di questo telescopio.

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

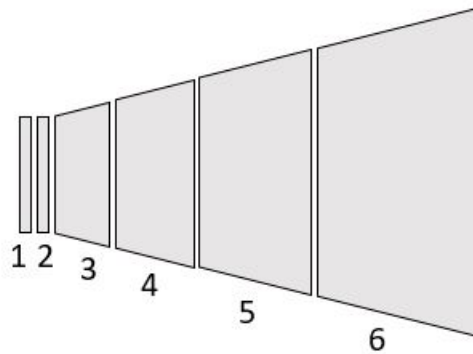


Figura 3.1: Illustrazione schematica del PRT, costituito dai due rivelatori al silicio (1, 2) e dai quattro scintillatori a tronco di piramide (3, 4, 5, 6). Il numero assegnato a ciascun rivelatore è anche quello a cui fanno riferimento le *label* degli assi dei grafici presentati nel seguito.

molto sottili pur conservando dei distinti segnali. Per questi motivi i silici 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 e disposti essi stessi, come si diceva, a tronco di piramide in modo da sostenere lo stesso angolo solido. 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 e 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 amplificano il segnale e si può registrare il passaggio della particella e l'energia depositata. La scelta di utilizzare scintillatori organici nel PRT è dovuta al fatto che essi garantiscono tempi di risposta minori rispetto a quelli inorganici.

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 inquinerebbe le misure.

3.2 Principio di funzionamento

La rivelazione dei neutroni è più complicata rispetto a quella delle altre particelle a causa della carica elettrica neutra che impedisce loro di interagire elettricamente. A maggior ragione è ancor più difficoltoso valutarne un flusso.

La strategia utilizzata sfrutta, come per tutte le particelle neutre, le reazioni che i neutroni inducono nella materia e che li "convertono" in particelle cariche facilmente rivelabili con i metodi tradizionali. Tuttavia, per il fatto che statisticamente soltanto una frazione dei neutroni totali incorre nella reazione su cui si basa la rivelazione, il numero C di prodotti rivelati può essere correlato al flusso di neutroni soltanto 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 (2.12) che esprimeva la sezione d'urto, opportunamente riarrangiata, che si ottiene un'equazione per la valutazione sperimentale del flusso:

$$\Phi_n(E) = \frac{C(E)}{\epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \sigma(E) \cdot n' \cdot A}, \quad (3.1)$$

dove ϵ , Ω ed A sono i soliti parametri tipici di un rivelatore, rispettivamente l'efficienza, l'angolo solido sotteso e l'area del bersaglio in cui è indotta la reazione convertente i neutroni nelle particelle rivelabili.

Il limite di questa strategia è il fatto di essere una rivelazione indiretta di particelle, cioè basata su una reazione intermedia che permetta di renderne visibile il transito ai rivelatori e che, inevitabilmente, introduce una ulteriore dipendenza della misura da un parametro che la caratterizza, cioè la sua sezione d'urto. In questo modo, come già si accennava nel capitolo precedente, le misure di flusso di neutroni sono sempre relative alla sezione d'urto della reazione utilizzata per rivelarli. Da qui, per ritornare a monte, la necessità degli standard valutati con alta precisione e della loro estensione ad alte energie, ma di questo si è già ampiamente parlato.

Come la maggiorparte dei rivelatori per neutroni veloci, anche il PRT per convertire i neutroni in particelle rivelabili sfrutta 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

$$E_p = E_n \cos^2 \theta, \quad (3.2)$$

ottenibile dalla teoria classica degli urti.

La scelta di usare bersagli di polietilene è dettata dal fatto di essere un materiale con un buon rapporto di atomi di idrogeno, cioè quelli a cui si è interessati, rispetto agli altri atomi. Non è tuttavia trascurabile la presenza del carbonio che pure può essere coinvolto in reazioni con i neutroni incidenti generando prodotti che sono rivelati dal telescopio, ma costituiscono eventi di *background* come sarà approfondito nel seguito. Riguardo ai bersagli, un altro fatto rilevante è il loro spessore, che da un lato deve rimanere piccolo per minimizzare la perdita di energia dei protoni di rinculo, ma dall'altro deve essere relativamente grande in modo che si verifichi un numero maggiore di diffusioni che diminuisca l'incertezza statistica legata alla rivelazione dei protoni e, di conseguenza, dei neutroni. Il compromesso trovato nell'esperimento è di utilizzare tre PRT che puntino a due bersagli di diverso spessore, uno di 1 o 2 mm per valutare il flusso a bassa energia, l'altro di 5 mm per valutarlo ad alta energia. Anche le simulazioni, come si vedrà, sono state eseguite considerando questi tre diversi spessori in base all'energia dei neutroni incidenti.

Come sarà approfondito, il principale difetto del PRT sta nella scarsa efficienza di rivelazione, ma d'altra parte i vantaggi di questo rivelatore sono molteplici.

Per prima cosa, in virtù della formula (3.2) 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, come si vedrà nelle sezioni successive, di distinguerli facilmente dal *background*.

Il punto di forza assoluto del PRT in termini di rapporto segnale-rumore, però, è la sua segmentazione. Un rivelatore singolo, infatti, rivelerebbe tutte le particelle cariche prodotte nel bersaglio senza possibilità di distinzione. Considerando, invece, due rivelatori successivi, 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:

$$\Delta E = k \frac{z^2}{v^2} \ln(k'v^2), \quad (3.3)$$

dove k e k' sono costanti che dipendono, tra le altre cose, 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

$$E = \frac{1}{2} M v^2. \quad (3.4)$$

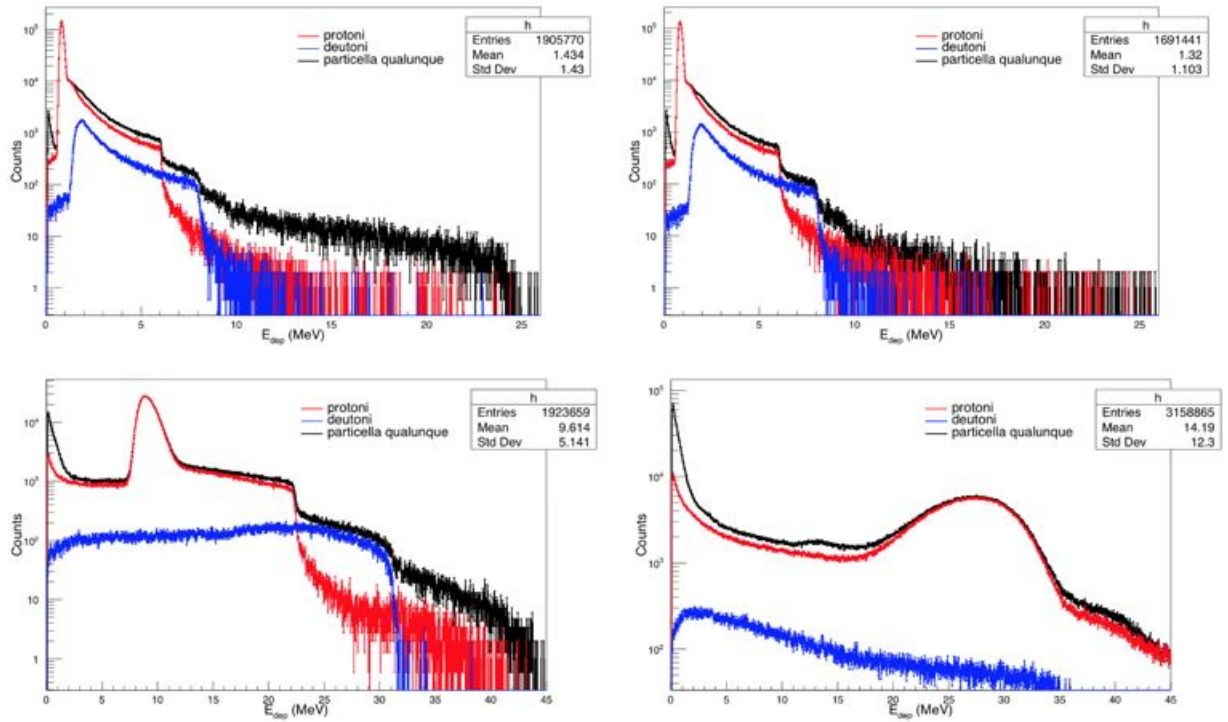


Figura 3.2: Simulazione dell'energia depositata nei singoli rivelatori. Andando da sinistra a destra, in alto l'energia depositata nel primo e nel secondo rivelatore al silicio, in basso nel primo e nel secondo scintillatore. In ascissa vi è l'energia in MeV, mentre in ordinata, in scala logaritmica, i conteggi. In nero sono riportati i conteggi totali, in rosso quelli dei protoni ed in blu quelli dei deutoni. È stato, inoltre, introdotto un taglio a 100 keV.

Si osserva, quindi, che il prodotto tra la (3.3) e la (3.4)

$$\Delta E \cdot E = K \cdot M \cdot z^2 \quad (3.5)$$

è costante, dove K è una costante in cui si è inglobato anche il logaritmo in quanto in prima analisi poco sensibile alle variazioni della velocità. Anche in regime relativistico si ottiene un risultato simile. Questo comporta, come mostrato nelle simulazioni della prossima sezione, 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 delle simulazioni

Le simulazioni montecarlo di un rivelatore sono molto utili, specialmente nella fase di progettazione di un esperimento, perchè permettono di studiare funzionamento e prestazioni del sistema e di avere un'idea dei futuri risultati sperimentali. Le simulazioni contenute in questa e nelle prossime sezioni sono state effettuate con GEANT4, apposito *software* che simula il passaggio di particelle nella materia e la loro rivelazione [18]. La successiva elaborazione e graficazione è stata condotta in ROOT. In particolare, in questa sezione sono analizzate simulazioni ottenute come somma di 512 *run* considerando, in ciascuno, 10^8 neutroni incidenti con energia compresa tra 48 e 52 MeV in un bersaglio di polietilene di 2 mm di spessore e rivelati dal telescopio posto a un angolo $\theta = 25^\circ$ rispetto alla loro direzione iniziale.

Per prima cosa si mostrano in figura 3.2 i grafici dell'energia depositata nei rivelatori. Come discusso nella sezione precedente, si nota immediatamente che i protoni di rinculo producono un segnale molto piccato in energia che è chiaramente qualitativamente distinguibile dal *background* grazie all'impiego della scala logaritmica in ordinata. In particolare, nei primi due rivelatori al silicio e nel primo scintillatore il picco è molto stretto intorno a 1 MeV e a 9 MeV rispettivamente, nel secondo scintillatore è più largo intorno ai 28 MeV, ma negli ultimi due scintillatori non si osserva nessun picco. Infatti, se nei primi due rivelatori al silicio si ha un deposito minimo di energia dovuto al loro piccolo spessore ed alla alta velocità dei protoni, nei successivi due più spessi scintillatori la perdita di energia diventa più cospicua fino a fermarli, cosicché negli ultimi due scintillatori non si ottiene nessun picco, ma soltanto *background*. Quanto osservato è quantitativamente in buon accordo con quanto descritto nella sezione precedente: sommando, infatti, le energie perse in media dai protoni in ciascun rivelatore (quindi considerando i picchi $1MeV + 1MeV + 9MeV + 28MeV = 39MeV$) si ottiene proprio un valore vicino all'energia cinetica prevista secondo la formula (3.2) considerando l'angolo del telescopio $\theta = 25^\circ$ e l'energia dei neutroni incidenti in media $E_n = 50MeV$ ($E_p = E_n \cos^2 \theta = 41MeV$).

Tuttavia, se da un lato da queste simulazioni si verificano i pregi del telescopio, dall'altro si prende atto anche delle difficoltà che sussistono nel separare quantitativamente il segnale di interesse dal *background* utilizzando i rivelatori singolarmente. Infatti, quello osservato sperimentalmente è il segnale nero dei grafici in figura 3.2 che, come già detto, non differenzia il tipo di particelle. Sebbene si veda che il picco di interesse è costituito quasi del tutto da protoni, comunque risulta difficile eseguire un taglio che permetta di contare efficientemente soltanto quelli. Già nei grafici presentati se ne è eseguito uno a 100 keV in modo da eliminare il segnale dei fotoni γ a più basse energie. In realtà un piccolo residuo di questi eventi rimane e corrisponde alla salita del segnale nero non imputabile né a protoni né a deutoni all'inizio di ciascun grafico. D'altro canto, vista la vicinanza, questo segnale in parte interferisce con quello di interesse nei due rivelatori al

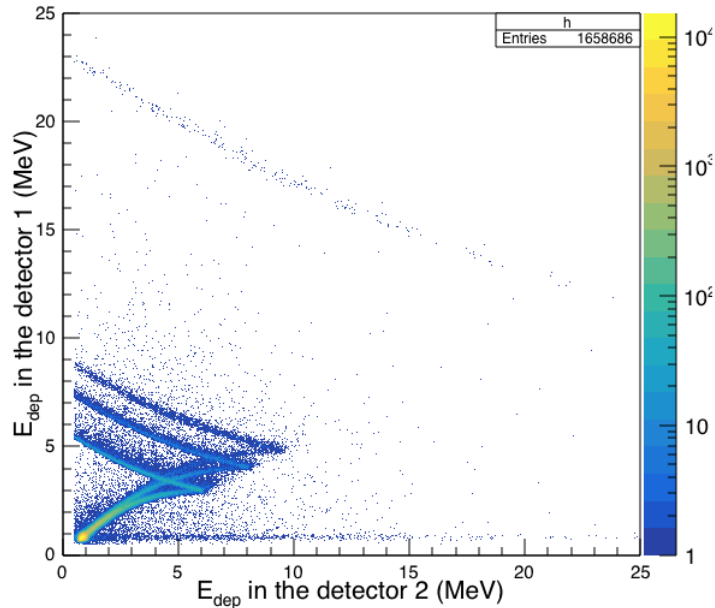


Figura 3.3: Simulazione dell'energia depositata nel primo rivelatore al silicio (ΔE in ordinata) in funzione di quella depositata nel secondo (E in ascissa) con un taglio, sia in ascissa che in ordinata, a 500 keV.

silicio, perciò spostare il taglio a più alte energie significherebbe tagliare anche un po' di protoni; dalle simulazioni si è verificata, però, la possibilità di portarlo fino a 500 keV mantenendo il 99,7% del segnale di interesse, perciò questo sarà applicato nel seguito. A dire il vero, per gli scintillatori il taglio può essere spostato ad energia molto più alta, ed è quello che sarà fatto e dimostrato nella prossima sezione, ma questo non permetterebbe comunque di avere un conteggio preciso per l'impossibilità di separare i deutoni.

Per questi motivi, invece di utilizzare singolarmente i rivelatori risulta molto più conveniente dal punto di vista sperimentale sfruttare la segmentazione del PRT considerando coppie di rivelatori e corrispondenti grafici $\Delta E - E$, di cui si hanno esempi nelle figure 3.3 e 3.4.

In questi grafici si notano le iperboli corrispondenti ai diversi prodotti carica quadrata per massa di cui si parlava nella sezione precedente e che permettono di distinguere il tipo di particelle rivelate. Ad esempio, facendo riferimento alla figura 3.3 si riconoscono ben quattro iperboli corrispondenti, partendo dalla più vicina all'origine, a protoni (^1H), deutoni (^2H), trizio (^3H) e, più distaccata, alle particelle α (^4He). Nel grafico considerato vi è tuttavia un significativo segnale che esula dalle iperboli e si concentra ad energie più basse: si tratta del cosiddetto *punch through*, cioè del segnale delle particelle veloci che perdono poca energia nei rivelatori considerati non venendo fermate e proseguendo verso

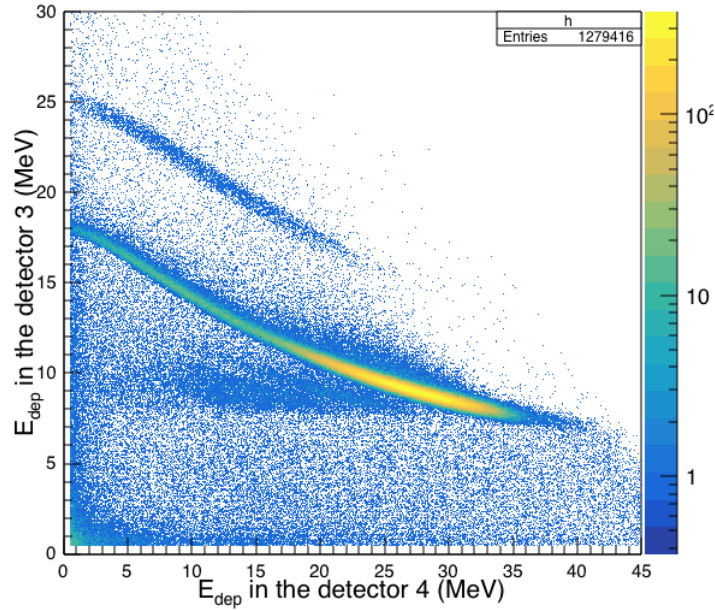


Figura 3.4: Simulazione dell'energia depositata nel primo scintillatore (ΔE in ordinata) in funzione di quella depositata nel secondo (E in ascissa) con un taglio, sia in ascissa che in ordinata, a 500 keV.

quelli successivi. Questo è perfettamente compatibile con le simulazioni precedenti: era già noto, infatti, che i protoni da 48-52 MeV non vengono fermati nei silici e, perciò, vi depositano solo una piccola quantità di energia. La presenza del *punch through* risulta problematica perchè finisce per risovrapporre i segnali delle particelle di diverso tipo che proseguono verso i rivelatori successivi, annullando tutti i vantaggi della segmentazione. La soluzione è semplicemente considerare, in base all'energia dei neutroni incidenti, la coppia di rivelatori in cui i protoni vengono fermati: qui non si ha il *punch through* e i segnali delle diverse particelle sono distintamente separati nelle iperboli corrispondenti. Se ne ha chiara testimonianza nel grafico 3.4 dove sono considerati, appunto, i primi due scintillatori dove è noto che vengono stoppati i protoni. La scelta opportuna della coppia di rivelatori da utilizzare rappresenta, quindi, un passaggio fondamentale dell'elaborazione dati e in quello che verrà affrontato nelle prossime sezioni per poter sfruttare i vantaggi della segmentazione che, oltre alla separazione delle particelle, permette anche una riduzione automatica di *background* dovuto ad altri fattori che si studieranno. Inoltre, anche in questi grafici viene mantenuto il vantaggio generale del PRT di fornire un segnale molto piccato dei protoni di rinculo che si può osservare sia nel *punch through* come nel primo grafico, sia nell'iperbole come nel secondo.

Tuttavia, considerando il grafico 3.4, oltre al *background* che può essere eliminato con un taglio in ordinata a 7 MeV che sarà giustificato nella prossima sezione, si osserva

a sinistra del picco di protoni una sorta di "coda" di segnale abbastanza cospicua. Si possono riconoscere qui dentro i protoni dal bersaglio che hanno subito *multiple scattering* nel rivelatore. Essi, infatti, nel primo scintillatore perdono la stessa energia degli altri protoni, ma essendo deviati non riescono a percorrere in lunghezza tutto lo scintillatore successivo, depositando in esso meno energia.

3.4 Studio del *background*

Come osservato nei grafici precedentemente mostrati, il segnale dei protoni provenienti dallo scattering ${}^1\text{H}(\text{n},\text{n}){}^1\text{H}$ a cui si è interessati è rivelato insieme a tanti altri eventi di *background* di diverso tipo e dovuto a diversi fattori. Lo scopo di questa sezione è proprio studiare questo *background* attraverso le simulazioni per capirne l'entità e la provenienza in modo da giustificare tagli, proporzioni ed espedienti vari che permettano di separarlo dal segnale buono e di ottenenere così un preciso conteggio degli eventi di scattering n-p che servono a valutare il flusso.

Si specifica che le simulazioni utilizzate in questa e nella prossima sezione sono state ottenute considerando impulsi di $6.4 \cdot 10^9$ neutroni in diversi range di energia da 9 MeV a 200 MeV incidenti contro un bersaglio di polietilene di 1, 2 o 5 mm di spessore in base all'energia: il primo è stato utilizzato da 9 MeV a 50.85 MeV, il secondo da 9 MeV a 142 MeV, quello più spesso da 154.8 MeV a 200 MeV.

3.4.1 *Background* di altre particelle

Il primo tipo di *background* considerato è quello costituito dalla rivelazione di altri tipi di particelle addirittura. Come si sa, infatti, gli unici prodotti rivelabili della ${}^1\text{H}(\text{n},\text{n}){}^1\text{H}$ sono i protoni, tuttavia quando i neutroni incidono sul polietilene si verificano anche altre reazioni che possono produrre in uscita particelle diverse.

Per fare alcuni esempi, l'idrogeno stesso invece di indurre lo *scattering* può catturare il neutrone producendo deuterio e fotoni che possono essere rivelati (${}^1\text{H} + \text{n} \rightarrow \text{d} + \gamma$). Ancor peggio, gli atomi di carbonio nel polietilene possono anch'essi catturare i neutroni dando origine a una grandissima varietà di reazioni diverse [19], dalla semplice cattura radiativa che produce soltanto fotoni (${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^{13}\text{C} + \gamma$), a tutti i possibili decadimenti del nucleo composto ${}^{13}\text{C}$ che possono liberare particelle α (ad esempio ${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^{11}\text{Be} + \alpha$ oppure ${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^5\text{He} + 2\alpha$), deutoni (ad esempio ${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \text{d}$), trizio (ad esempio ${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^{10}\text{B} + \text{t}$) o combinazioni di queste (ad esempio ${}^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow {}^7\text{Li} + \text{d} + \alpha$) che vengono rivelate nel telescopio in base all'energia.

L'utilizzo del PRT garantisce, però, l'eliminazione totale di questo tipo di *background* grazie alla segmentazione che, come visto, nei rivelatori che stoppano i protoni permette di raccogliere i segnali dei diversi tipi di particelle in iperboli ben distinte. Per selezionare soltanto i protoni, quindi, basta tagliare sia in ascissa che in ordinata i segnali inferiori

a 500 keV in energia per eliminare il segnale dei fotoni γ , come già visto nella sezione precedente, e fare un taglio lineare obliquo per eliminare il segnale delle particelle di massa maggiore. È opportuno specificare che quelle che sono state finora chiamate iperboli nei grafici $\Delta E - E$ in realtà lo sono soltanto in approssimazione: per questo motivo il taglio delle particelle di massa maggiore non viene fatto con un'iperbole ma con una retta.

3.4.2 *Background* di eventi non dal bersaglio

Risolto il primo problema di isolare il segnale dei protoni, si pone ora un secondo problema: isolare tra i protoni quelli che effettivamente provengono dal bersaglio di polietilene.

Infatti, i protoni che vengono rivelati in special modo negli scintillatori possono essere originati sempre dai neutroni o da altre particelle per *scattering* o altre reazioni anche all'interno dei rivelatori. Il fatto è che i neutroni del fascio, incidendo sul bersaglio di polietilene, possono indurre reazioni sempre a carico del carbonio che danno tra i prodotti ancora neutroni, come ad esempio $^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow ^8\text{Be} + \text{n} + \alpha$, $^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow ^{11}\text{B} + \text{n} + \text{p}$ o $^{12}\text{C} + \text{n} \rightarrow ^{11}\text{C} + 2\text{n}$. Più semplicemente ancora, nello stesso *scattering* n-p oltre ai protoni finora considerati possono essere emessi anche i neutroni, semplicemente deviati dalla direzione incidente dall'urto con ^1H o anche con ^{12}C . Quindi anche i neutroni, come tutte le altre particelle, possono entrare nel PRT costituendo un *background*, seppure indirettamente. Essi, infatti, non sono rivelati a causa della loro carica neutra, ma possono indurre reazioni e *scattering* all'interno dei rivelatori ed in particolar modo degli scintillatori costituiti da materiale organico e quindi da idrogeni e carboni proprio come il bersaglio di polietilene. In questo modo possono essere liberati, proprio come dal bersaglio, protoni e particelle di altro tipo che vengono rivelate soltanto a valle del rivelatore dove sono state "generate" costituendo il *background* di cui si parlava e che è argomento di questa sezione.

La soluzione per eliminare questo tipo di segnale è considerare le coincidenze tra i diversi rivelatori, cioè assumere come segnale di interesse soltanto quello dei protoni che depositano energia nel bersaglio (questo è noto solo nelle simulazioni però) e in tutti i rivelatori a monte di quello in cui vengono fermati. In questo modo vengono escluse tutte le particelle che sono state create come si è descritto negli scintillatori a monte e che non sono di interesse.

Tuttavia, nelle simulazioni è stato studiato quantitativamente anche questo *background* e viene riportata in tabella 3.1 a titolo di esempio l'analisi fatta per la rivelazione negli ultimi due scintillatori dei neutroni da 154.8-161.8 MeV. Facendo riferimento alla tabella, sebbene gli eventi direttamente provenienti dal bersaglio (combinazione 1-1111 della tabella) costituiscano la frazione prevalente dei protoni rivelati, si osserva anche un non trascurabile numero di particelle (circa il 25% del totale) che perdono energia

Tabella 3.1: Simulazione del numero di protoni conteggiati nel grafico dell'energia depositata nel terzo scintillatore in funzione di quella depositata nel quarto (fig. 3.5) per ogni possibile combinazione di coincidenze ed anticoincidenze nel bersaglio e nei rivelatori precedenti. Nella simulazione sono stati considerati neutroni con energia nel range 154.8 MeV-161.8 MeV contro un bersaglio di 5 mm di spessore. La voce "combinazione" riporta dei numeri caratterizzanti, nell'ordine, il bersaglio e, separati da un trattino, il primo silicio, il secondo silicio, il primo ed il secondo scintillatore; il numero per ciascuno è 1 se si richiede la coincidenza, 0 se si richiede l'anticoincidenza.

combinazione	conteggi	combinazione	conteggi	combinazione	conteggi
1-1111	125065	1-0100	3	0-1001	33
1-1110	9	1-0011	2586	0-1000	19
1-1101	40	1-0010	52	0-0111	11
1-1100	31	1-0001	17174	0-0110	1
1-1011	2554	1-0000	54796	0-0101	0
1-1010	0	0-1111	4065	0-0100	2
1-1001	1182	0-1110	0	0-0011	193
1-1000	548	0-1101	1	0-0010	13
1-0111	12	0-1100	1	0-0001	1151
1-0110	2	0-1011	72	0-0000	9673
1-0101	1	0-1010	0		

soltanto nel polietilene e negli ultimi due (combinazione 1-0000) o tre scintillatori (combinazione 1-0001) e che corrispondono, quindi, ai protoni prodotti in questi rivelatori dai neutroni che sono stati deviati nel bersaglio (e perciò perdono energia). Vi è anche una frazione di particelle, più contenuta, che non perde energia nel polietilene ma soltanto negli scintillatori (combinazioni 0-0000 e 0-0001) e che corrisponde probabilmente a un segnale residuo di fotoni γ prodotti negli scintillatori.

Infine, sebbene piccolo, si nota anche un numero di eventi (circa il 4% del totale) che incorrono in anticoincidenze casuali, cioè particelle che per effetto casuale non perdono energia in alcuni rivelatori. I numeri più grandi si registrano per anticoincidenze nel bersaglio, dovute a particelle prodotte sulla superficie, e nel secondo rivelatore al silicio, dovute al fatto che è molto sottile e quindi è più alta la probabilità che non venga depositata energia. Questi eventi dovrebbero essere conteggiati tra gli eventi di interesse, ma la tecnica delle coincidenze li elimina: è questo il piccolo prezzo da pagare nell'adottare questo metodo.

In figura 3.5 si può osservare, inoltre, un confronto grafico riferito alla stessa simulazione particolare tra gli eventi rivelati in totale che si osserverebbero sperimentalmente e quelli selezionati imponendo le coincidenze in bersaglio e rivelatori. Dai grafici si nota

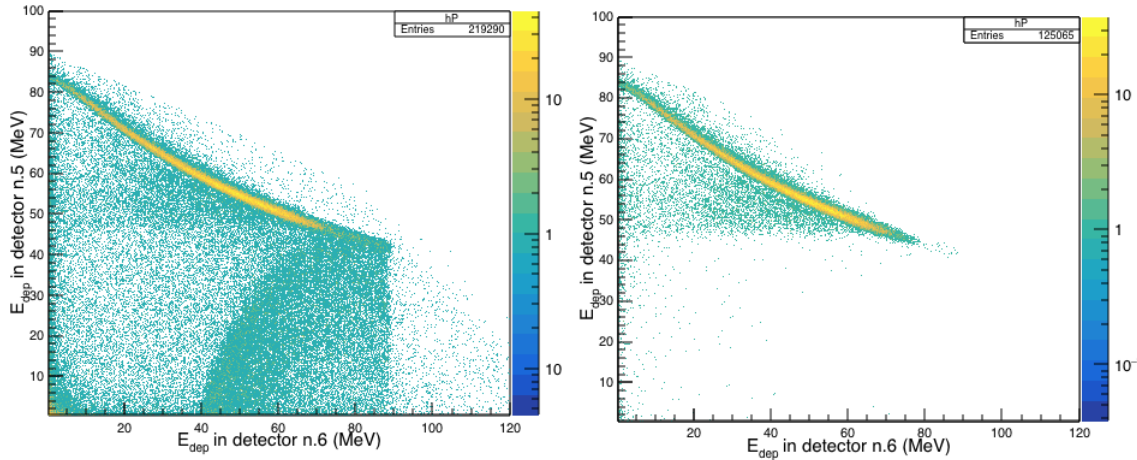


Figura 3.5: Simulazione dell'energia depositata nel terzo scintillatore (ΔE in ordinata) in funzione di quella depositata nel quarto (E in ascissa) con un taglio, sia in ascissa che in ordinata, a 500 keV. Nel grafico di sinistra sono visualizzati gli eventi totali, in quello di destra sono stati selezionati soltanto gli eventi in coincidenza in tutti i rivelatori precedenti. La simulazione si riferisce a neutroni di energia compresa tra 154.8 MeV e 161.8 MeV contro il bersaglio di 5 mm di spessore.

chiaramente che quasi tutti gli eventi rivelati che depositano nel terzo scintillatore un'energia minore di circa 45 MeV sono i protoni liberati dagli scintillatori e non dal bersaglio. Per questo motivo, dimostrando quanto già accennato, al fine di eliminare questo tipo di *background* si deve effettuare semplicemente un opportuno taglio orizzontale in ΔE che elimini tutti gli eventi che nel grafico $\Delta E - E$ si trovano sotto l'iperbole. Si ricorda, inoltre, che il segnale che si distribuisce alla sinistra del picco rimane anche selezionando le coincidenze e, perciò, non è dovuto a protoni non provenienti dal bersaglio, bensì a quelli che incorrono nel *multiple scattering* come già visto precedentemente.

Operato il taglio descritto, infine, la frazione di protoni provenienti dal bersaglio rispetto a quelli rimasti è decisamente alta e viene mostrata, in funzione dell'energia, nel grafico in figura 3.6. Trascurando il dato iniziale, si nota una debole diminuzione di questa frazione con l'aumento dell'energia dei neutroni incidenti, da 0.98 a 20 MeV fino a 0.75 a 200 MeV. Questa dipendenza è spiegata da un lato dal fatto che aumentando l'energia si attivano sempre più reazioni a carico del carbonio che liberano neutroni che possono indurre reazioni nei rivelatori; dall'altro lato aumentando l'energia incidente si utilizzano scintillatori sempre più a valle per rivelare opportunamente il segnale di interesse e quindi si ha un numero maggiore di rivelatori che a monte possono produrre *background*.

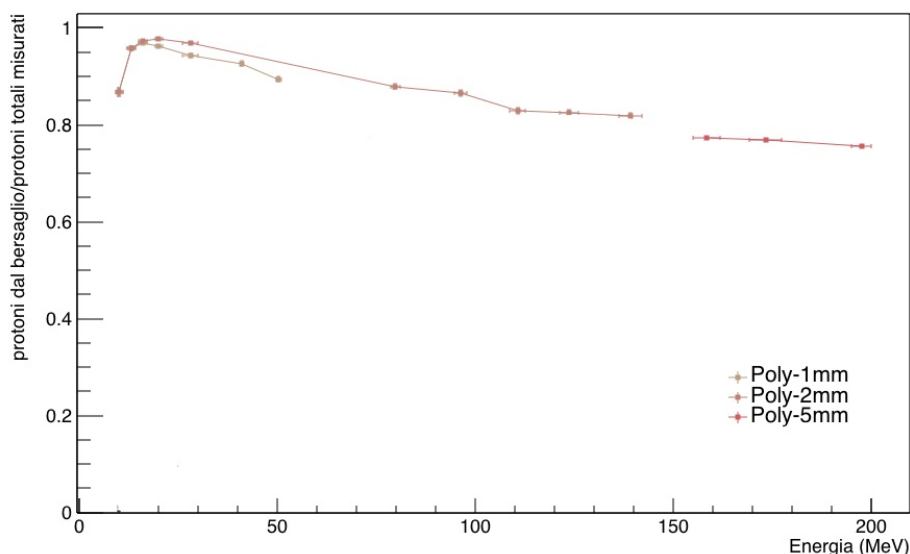


Figura 3.6: Rapporto del numero di protoni provenienti dal bersaglio di polietilene sul numero totale di protoni rivelati in funzione dell'energia incidente dei neutroni. Ogni punto del grafico si riferisce ad una diversa simulazione e le tre diverse spezzate si riferiscono ai tre diversi spessori del bersaglio considerati.

3.4.3 *Background* di protoni dal carbonio

Selezionati solo i protoni ed eliminati quelli che non provengono dal bersaglio rimane ancora un non trascurabile tipo di *background*: quello dei protoni prodotti nel bersaglio, ma da reazioni con il carbonio.

Come già visto più volte in questa sezione, infatti, i neutroni che incidono sul bersaglio di polietilene possono indurre reazioni nel carbonio che sono molto varie; tra queste, oltre a quelle già viste nei paragrafi precedenti, ve ne sono alcune che producono protoni, per fare alcuni esempi: $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{12}\text{B} + p$, $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^8\text{Li} + \alpha + p$, $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{10}\text{Be} + d + p$ oppure la già citata $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{11}\text{B} + n + p$ e tante altre. Questi protoni, tuttavia, pur provenendo dal bersaglio non sono eventi di interesse perchè generati da reazioni diverse dallo scattering $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ a cui si è interessati e, perciò, devono essere individuati ed eliminati dal conteggio.

La tecnica utilizzata a questo proposito consiste nell'analizzare, accanto a quelle già descritte, nuove simulazioni effettuate considerando lo stesso numero di neutroni negli stessi intervalli di energia, ma bersagli di solo carbonio di metà spessore rispetto a quelli in polietilene. Lo scopo è ricreare condizioni di densità e numero di atomi più simili possibili ai bersagli di polietilene utilizzando però solo il carbonio per evidenziare gli effetti delle reazioni con esso. Per questo motivo si stima in prima analisi di considerare bersagli di

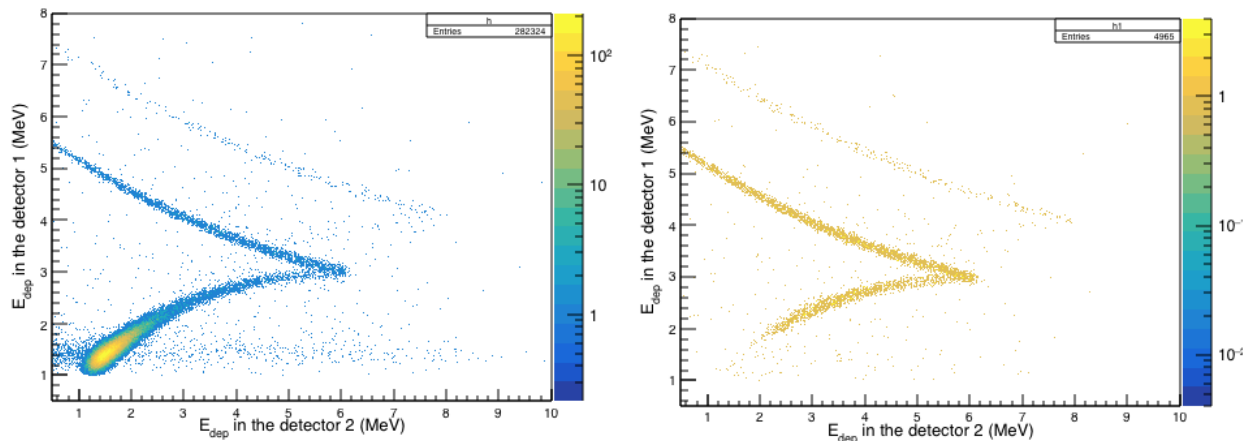


Figura 3.7: Simulazione dell'energia depositata nel primo silicio (ΔE in ordinata) in funzione di quella depositata nel secondo (E in ascissa) con un taglio in ordinata a 1 MeV. La simulazione si riferisce a neutroni di energia compresa tra 26 MeV e 30 MeV contro un bersaglio di polietilene di spessore 2 mm nel grafico di sinistra e contro un bersaglio di carbonio di spessore 1 mm nel grafico di destra. Sono selezionati, in entrambi i casi, gli eventi coincidenti anche nel bersaglio.

metà spessore, perchè gli atomi di carbonio costituiscono la metà di quelli di idrogeno del polietilene (C_2H_4). Infine, comunque, per eseguire il confronto tra le simulazioni si effettua anche una normalizzazione del numero di eventi ottenuti con il solo carbonio al numero di centri diffusori del polietilene moltiplicandolo per il rapporto tra il numero di atomi di carbonio nei due bersagli (per l'esattezza carbonio/polietilene). Questo rapporto è ottenuto indirettamente conoscendo le masse e le dimensioni dei campioni e utilizzando le masse molari; risulta 0.925 per la coppia di bersagli 1 mm in polietilene-0.5 mm in carbonio, 0.852 per la coppia 2 mm-1 mm e 0.927 per quella 5 mm-2.5 mm.

Nel grafico in figura 3.7 viene realizzato il confronto tra le due simulazioni corrispondenti per neutroni di energia tra i 26 MeV ed i 30 MeV nei primi due rivelatori al silicio. La differenza fondamentale che si osserva è la mancanza del picco nel grafico relativo al bersaglio di carbonio, picco che invece si osserva chiaramente alla fine del *punch through* in quello relativo al polietilene. Gli eventi provenienti dal carbonio, cioè, sono uniformemente distribuiti su tutta l'iperbole.

Questo fatto è spiegato chiaramente dalla teoria delle reazioni nucleari. Infatti, i protoni provenienti dallo *scattering* n-p negli idrogeni sono prodotti in modo fortemente asimmetrico nella direzione e verso del fascio incidente, mantenendo la memoria di questa direzione anche nell'energia, data dalla formula (3.2), che dipende proprio dall'angolo θ tra la nuova direzione del protone e quella iniziale. Per questo motivo, come già discusso

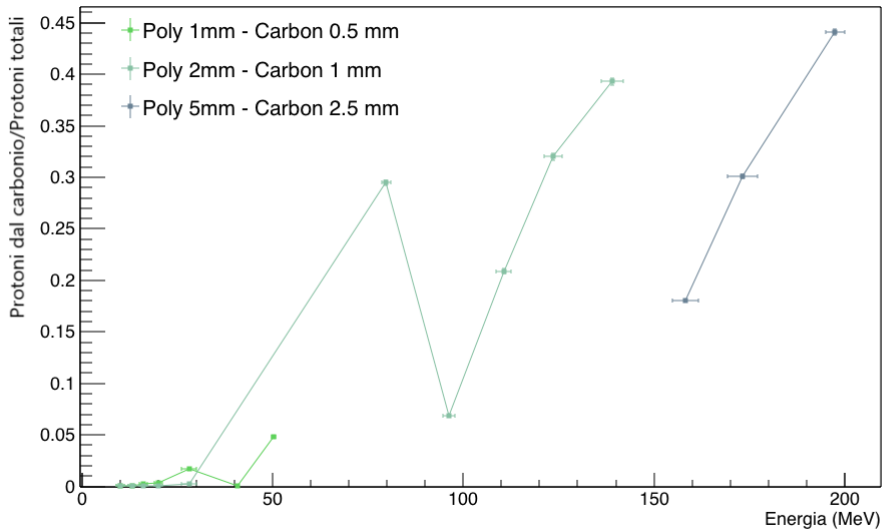


Figura 3.8: Simulazione della frazione di protoni prodotti da reazioni nel carbonio sul numero totale di protoni provenienti dal bersaglio di polietilene in funzione dell'energia. Ogni punto del grafico si riferisce al rapporto tra il numero di protoni ottenuti dalla simulazione con bersaglio di carbonio normalizzato al numero di centri diffusori del polietilene e il numero di protoni ottenuti dalla simulazione con bersaglio di polietilene. Le tre diverse spezzate si riferiscono ai tre diversi spessori delle coppie di bersagli considerati.

nei vantaggi del PRT, il segnale di queste particelle è molto piccato.

Dall'alto lato, le reazioni che avvengono nel carbonio prevedono l'assorbimento del neutrone incidente e la conseguente formazione di un nucleo composto di ^{13}C che può decadere in diverse particelle, tra cui i protoni. Il fatto è che l'assorbimento, a differenza dello *scattering*, cancella ogni informazione sulla direzione incidente del neutrone ed il successivo decadimento emette particelle in modo del tutto isotropo nello spazio. In questo modo i protoni eventualmente prodotti non conservano nella loro energia nessuna memoria della direzione incidente dei neutroni e, perciò, nei grafici si distribuiscono uniformemente sulle iperbole senza alcun picco.

Questo dimostra che, nei grafici relativi ai bersagli di polietilene, tutti gli eventi che pur distribuiti sull'iperbole sono lontani dal picco costituiscono un *background* dovuto ai protoni prodotti nelle reazioni con il carbonio.

La segmentazione in più rivelatori (e non solo in due) del PRT permette proprio una eliminazione di questo tipo *background*. Infatti, conteggiando i protoni considerando la coppia di rivelatori in cui essi vengono fermati si eliminano automaticamente tutte le particelle fermatesi in quelli precedenti, cioè quelle distribuite uniformemente sulle

iperboli e non nel *punch through* nei grafici $\Delta E - E$ ad essi relativi e che, come visto, rappresentano gli eventi prodotti dal carbonio e quindi non di interesse per la misura.

Una prova di questo ulteriore vantaggio della segmentazione si ha nel grafico 3.8 che mostra il rapporto tra il numero di protoni generati dalle reazioni con il carbonio nel bersaglio e il numero totale di protoni sempre dal bersaglio, dove il primo termine del rapporto è ottenuto, come già descritto sopra, dalla simulazione con bersaglio in carbonio di opportuno spessore e successivamente normalizzato al numero di atomi di carbonio del polietilene. In questo grafico si nota in generale l'aumento del *background* dal carbonio aumentando l'energia, ma con bruschi abbassamenti in corrispondenza dei cambi delle coppie di rivelatori utilizzati per il conteggio. La prima osservazione è spiegata dal fatto che aumentando l'energia si attivano sempre più canali di decadimento per ^{13}C e quindi il suo contributo è sempre più rilevante. La seconda osservazione costituisce proprio la prova che si andava dicendo del fatto che, considerando coppie di rivelatori più a valle per conteggiare le particelle (perchè aumentando l'energia si fermano sempre più avanti), avviene una riduzione automatica del *background* di eventi dal carbonio che si fermano più a monte.

3.5 Efficienza

A conclusione di questa tesi e del lavoro di analisi svolto sulle simulazioni del PRT si riporta in questa sezione lo studio dell'efficienza di rivelazione del telescopio.

In questa sezione si farà riferimento al termine "efficienza" intendendo il rapporto tra il numero di protoni C provenienti dallo *scattering* $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ nel bersaglio di polietilene rivelati nel PRT e il numero totale di neutroni N incidenti. Facendo riferimento alla formula (3.1), cioè, in questa sezione non ci si riferirà alla singola ϵ , bensì all'intero prodotto

$$\varepsilon(E) = \epsilon(E) \cdot \Omega \cdot \sigma(E) \cdot n' = \frac{C(E)}{N(E)}, \quad (3.6)$$

dove per la legenda dei simboli utilizzati si rimanda alla formula (3.1) a pagina 26.

Alla luce dello studio effettuato sul *background* si specifica che il numero di protoni qui utilizzato è quello ottenuto considerando la coppia di rivelatori dove la particella viene stoppata, effettuando i tagli obliqui e orizzontali per selezionare solo i protoni e solo quelli provenienti dal bersaglio e sottraendo il numero di eventi ottenuto dalla corrispondente simulazione con il bersaglio in carbonio, opportunamente normalizzato al numero di centri diffusori, al fine di eliminare gli eventi prodotti da reazioni a suo carico.

Il risultato è il grafico mostrato in figura 3.9. Come si nota, l'efficienza del PRT è piuttosto bassa e questo è il suo principale difetto. Infatti, i valori calcolati sono dell'ordine di 10^{-5} - 10^{-6} , il che equivale a dire che sono rivelati dai 6 ai 60 protoni diffusi per ogni milione di neutroni inviati sul bersaglio. L'efficienza del PRT dipende principalmente da due aspetti. Il primo è geometrico, cioè dovuto allo spessore dei bersagli di polietilene

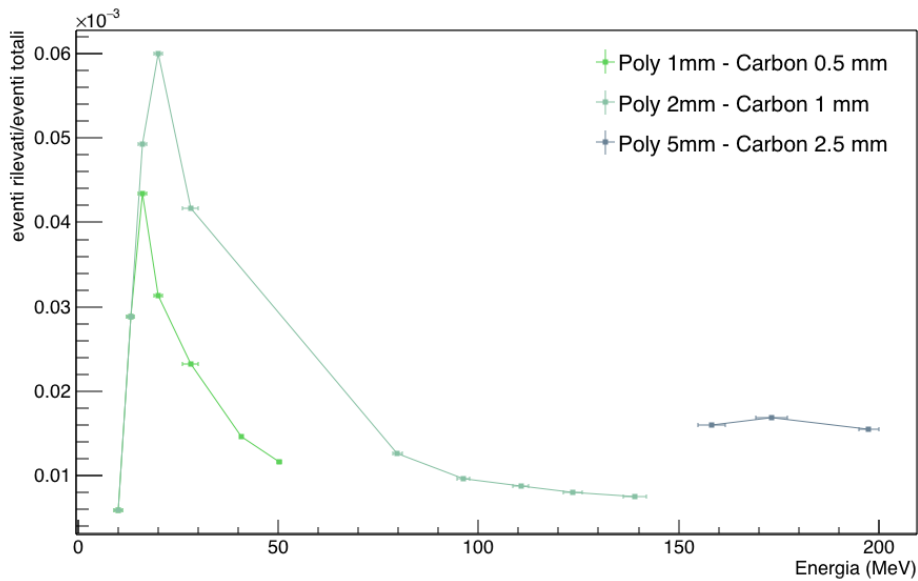


Figura 3.9: Simulazione dell'efficienza, ovvero il rapporto del numero di protoni provenienti dalla ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$ nel bersaglio di polietilene sul numero totale di neutroni incidenti, in funzione dell'energia dei neutroni incidenti. Le tre diverse spezzate si riferiscono ai tre diversi spessori di bersagli considerati.

in cui viene indotto lo *scattering* e all'angolo solido sotteso dal rivelatore; queste due caratteristiche determinano il numero di protoni rispettivamente prodotti e rivelati. A prova di questo si nota nel grafico che l'efficienza calcolata utilizzando bersagli più spessi è sistematicamente più alta, proprio perchè il maggiore spessore espone ai neutroni incidenti un maggior numero di atomi con cui fare *scattering*. La bassa efficienza, quindi, è in parte dovuta proprio alla scelta di bersagli sottili e di un angolo solido di rivelazione relativamente piccolo che d'altra parte sono però necessari per poter apprezzare i vantaggi precedentemente descritti.

Oltre alla geometria, l'altra dipendenza dell'efficienza è dalla frazione di neutroni incidenti che subiscono lo *scattering* nel polietilene, detto in altro modo dalla probabilità e quindi dalla sezione d'urto dello *scattering*, come mostrato anche nella formula (3.6). È questa dipendenza la principale causa della bassa efficienza del PRT.

Infine, si analizza il comportamento del grafico in funzione dell'energia. Dopo circa 20-25 MeV si ha un abbassamento dell'efficienza all'aumentare dell'energia che è dovuto al fatto che ad alte energie nell'aria o nei vari rivelatori diventa sempre più probabile il *multiple scattering* che devia le particelle impedendone la rivelazione nel PRT. Al contrario, a basse energie, cioè prima dei 20-25 MeV, è predominante un effetto di soglia che produce un aumento dell'efficienza con l'aumento dell'energia. Infatti, è necessaria un'energia minima dei neutroni affinché i prodotti dello *scattering* possano sfuggire

dal bersaglio e raggiungere il telescopio; aumentare l'energia incidente significa proprio aumentare il numero di queste particelle e conseguentemente migliorare l'efficienza.

Conclusioni

A conclusione di questa tesi, questo breve capitolo intende riepilogare velocemente quanto visto nelle pagine precedenti.

Nello studio delle interazioni dei neutroni con la materia si è introdotto il concetto di sezione d'urto neutronica, interpretabile dapprima in modo classico come l'area esposta dai nuclei ai neutroni incidenti, poi in modo quantistico come probabilità della reazione. In particolare, si è affrontato il problema della sezione d'urto di $^{235}\text{U}(n,f)$ di cui non si hanno misure sperimentali oltre i 200 MeV, ma la cui conoscenza è molto importante nella ricerca fondamentale e nelle tecnologie nucleari emergenti in campo energetico e di trasmutazione delle scorie (reattori di quarta generazione a neutroni veloci ed ADS).

Per questo motivo a n_TOF, *facility* in cui è disponibile un intenso fascio di neutroni generati per spallazione e con un ampio spettro energetico, è stato progettato un esperimento per la misura di questa sezione d'urto relativa a quella di $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$, standard di riferimento. L'apparato sperimentale prevedeva due diverse camere per la rivelazione dei frammenti di fissione e tre diversi PRT puntati a bersagli di polietilene per la misura del flusso di neutroni incidenti.

La parte più consistente dell'elaborato si è proprio concentrata sullo studio di questi telescopi, per i quali è stato svolto anche un lavoro di analisi di simulazioni montecarlo. In primo luogo si è sottolineato come la rivelazione dei neutroni si debba basare su una reazione che li converta in particelle rivelabili e come questo fatto renda la misura del flusso neutronico relativa alla sezione d'urto di quella reazione. In seguito, tramite le simulazioni si sono mostrati i vantaggi del PRT: dal fornire un segnale di interesse molto piccolo in energia ben distinguibile alla segmentazione in più rivelatori che permette, scegliendo quelli opportuni, di distinguere il tipo delle particelle rivelate e di eliminare automaticamente eventi di *background* generati dal carbonio. Si è inoltre dimostrata la possibilità di effettuare tagli orizzontali in energia per eliminare i segnali dei fotoni γ e dei protoni prodotti negli scintillatori dallo *scattering* dei neutroni entrati nel PRT. Infine, si è calcolata ed analizzata l'efficienza del telescopio, molto bassa (del'ordine di 10^{-5}) a causa della piccola sezione d'urto di diffusione n-p su cui è basata la rivelazione dei neutroni e anche del piccolo spessore dei bersagli in polietilene utilizzati.

Bibliografia

- [1] D. J. Hughes (Brookhaven National Laboratory), "Neutron Cross Sections", Pergamon Press, 1957, Londra - New York - Parigi
- [2] www.nds.iaea.org/standards
- [3] www.oecd.nea.org/janisweb
- [4] A. D. Carlson *et al.*, in Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Juelich 1991, p.518 (1991)
- [5] R. Nolte *et al.*, Nuclear Science and Engineering, 156 (2007) 197
- [6] L. Audouin *et al.*, "Proposal to INSOLDE and Neutron Time-Of-Flight Committee, Measurement of the $^{235}\text{U}(n,f)$ cross section relative to n-p scattering up to 1 GeV", CERN-INTC-2017-036/INTC-P-507, 2017
- [7] B. Marcinkevicius *et al.*, INDC(NDS)-0681, IAEA 2015
- [8] www.oecd-nea.org/ndd/reports/2002/nea3109-ads
- [9] www.myrrha.be
- [10] ntof-exp.web.cern.ch
- [11] C. Guerrero *et al.*, "Performance of the neutron time-of-flight facility n TOF at CERN", Eur. Phys. J. A (2013) 49: 27
- [12] M. Barbagallo *et al.*, "High-accuracy determination of the neutron flux at n TOF", Eur. Phys. J. A (2013) 49: 156
- [13] Gayther D.B., Metrologia 27, 221 (1990)
- [14] Paradela C. *et al.*, Phys. Rev. C 82, 034601 (2010)
- [15] D. Tarrío *et al.*, Phys. Rev. C 83, 044620 (2011)

- [16] A. Manna, "Prototipo di un rivelatore per la misura di flusso di neutroni di alta energia", Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2017
- [17] G. F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, Inc., 2000, New York
- [18] S. Agostinelli *et al.*, "GEANT4 - a simulation toolkit", Nucl. Instrum. Meth. A, 506(2003) 250-303
- [19] www.nncd.bnl.gov