

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Ottimizzazione dei parametri di
ricostruzione per l'identificazione dei
neutroni con l'apparato FOOT**

Relatore:
Prof. Mauro Villa

Presentata da:
Flavio Baccarini

Correlatrice:
Dott.ssa Sofia Colombi

Anno Accademico 2020/2021

Abstract

L'adroterapia è una terapia oncologica che consiste nell'irraggiamento con adroni della massa tumorale. È particolarmente efficiente perché la quasi totalità della dose viene rilasciata in prossimità della zona di arresto del fascio incidente, in corrispondenza della parte malata. In letteratura si trovano pochi dati sperimentali relativi alla frammentazione nucleare che avviene tra il fascio incidente e il corpo umano irraggiato all'energia tipica di un trattamento di adroterapia (50-400 MeV/u). Nel 2017 l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare ha approvato l'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) con l'obiettivo di misurare le sezioni d'urto differenziali in funzione dell'angolo e dell'energia dei frammenti nucleari generati. Attualmente FOOT si occupa solo dei frammenti carichi. Questo lavoro di tesi studia la possibilità di rivelare i neutroni generati nell'interazione fascio-bersaglio utilizzando l'attuale setup sperimentale. A tal fine, sono stati analizzati dati generati da simulazione Monte Carlo di un fascio di ^{16}O incidente su un bersaglio di 5mm di polietilene. Per la rivelazione ed identificazione dei neutroni si è utilizzato un metodo di anticoincidenza tra due rivelatori (TOF-Wall e calorimetro), mentre per la ricostruzione dell'energia cinetica si è usato il Time-of-Flight dei frammenti e la distanza da essi percorsa. I risultati mostrano che il contributo dei neutroni generati nel target è molto inferiore rispetto a quello dei neutroni provenienti dall'ambiente esterno. Per sopperire a questo problema e per minimizzare il contributo del rumore, è stata condotta un'analisi variando i valori di una soglia energetica sull'energia depositata nel calorimetro dai frammenti prodotti e variando la dimensione del raggio di una regione di esclusione cilindrica all'interno del calorimetro. Tuttavia, l'attuale setup sperimentale non è sufficiente per la rivelazione di neutroni, ma è necessaria l'aggiunta di ulteriori rivelatori di neutroni specifici.

Indice

Introduzione	1
1 Aspetti fisici delle radiazioni ionizzanti	3
1.1 Interazione particelle cariche pesanti - materia	3
1.1.1 Stopping Power	3
1.1.2 Range	6
1.1.3 Picco di Bragg	6
1.1.4 Frammentazione nucleare	7
1.2 Interazione particelle neutre - materia	8
1.2.1 Effetto fotoelettrico	9
1.2.2 Effetto Compton	10
1.2.3 Produzione di coppie	11
1.2.4 Interazione neutroni materia	12
1.3 Effetti biologici delle radiazioni	16
1.3.1 Danneggiamento del DNA	16
1.3.2 Dose assorbita	17
1.3.3 Sopravvivenza cellulare	19
1.3.4 Linear Energy Transfer	20
1.3.5 Relative Biological Effectiveness	21
1.3.6 Oxygen Enhancement Ratio	22
1.4 Adroterapia	24
1.5 Boron Neutron Capture Therapy	26
2 Esperimento FOOT	29
2.1 Caratteristiche dell'apparato e cinematica inversa	30
2.2 Apparato sperimentale per frammenti pesanti	32
2.2.1 Regione precedente al bersaglio	33
2.2.2 Regione di tracciamento	34
2.2.3 Regione finale	39
2.3 Apparato sperimentale per frammenti leggeri	40

3	Analisi per la rivelazione di neutroni	43
3.1	Identificazione dei neutroni e ricostruzione energia	43
3.2	Identificazione e minimizzazione del rumore	45
3.3	Identificazione dei parametri migliori	50
3.3.1	Soglia energetica	50
3.3.2	Regione di esclusione	53
3.4	Risultati	58
	Conclusioni	62

Introduzione

Con il termine tumore o neoplasia si intende “una massa anormale di tessuto che cresce in eccesso e in modo sordinato rispetto ai tessuti normali, e persiste in questo stato dopo la cessazione degli stimoli che hanno indotto il processo”, secondo la definizione maggiormente accettata a livello internazionale [1]. A livello patologico i tumori costituiscono la seconda causa di morte nel mondo dopo le patologie cardiovascolari. L’importanza della malattia è dimostrata dal fatto che solamente nel 2018 sono stati rivelati 18.1 milioni di nuovi casi, di cui 9.5 milioni hanno portato al decesso del paziente [2]. Le cause e le origini di un tumore possono essere molteplici. Diversi fattori ne possono causare la nascita, come lo stile di vita adottato oppure l’influenza dall’ambiente circostante. Esistono diverse possibili terapie da adottare per il trattamento di un tumore. Se il tumore non è in uno stadio avanzato oppure non si trova in prossimità di organi vitali si può procedere con la chirurgia asportando la massa tumorale. Sono utilizzate anche altre tecniche per combattere la patologia, talvolta anche in associazione tra di loro: l’immunoterapia, la chemioterapia, la radioterapia e l’adroterapia. Mentre le prime due si basano sulla somministrazione di terapie farmacologiche, le secondo consistono nell’irraggiamento della massa tumorale rispettivamente con fotoni (raggi X) e con particelle cariche, nello specifico protoni o ioni pesanti. In entrambi i casi, l’obiettivo è il rilascio di energia nei tessuti irraggiati, così da provocare danno alle cellule tumorali e risparmiare il più possibile le cellule sane. La tecnica più diffusa e utilizzata è la radioterapia, che talvolta risulta però poco valida nel trattamento di tumori radio-resistenti o situati in profondità. Viceversa, il trattamento con protoni o ioni pesanti, grazie alle proprietà fisiche e al diverso modo con cui le particelle cariche interagiscono con la materia rispetto ai fotoni, risulta maggiormente efficace. Le particelle cariche, infatti, sono caratterizzate da un deposito di energia diverso rispetto a quello dei fotoni. Per questi ultimi, il deposito di energia interessa maggiormente i primi strati di tessuto e diminuisce progressivamente con la profondità. Per le particelle cariche, invece, la maggior parte dell’energia viene rilasciata alla fine del proprio *range* andando a formare il cosiddetto *picco di Bragg*. Inoltre, la profondità raggiunta dipende dall’energia del fascio incidente. In questo modo si riescono ad irraggiare masse tumorali poste in profondità o vicine ad organi vitali con un rischio inferiore di danneggiare quest’ultimi rispetto alla radioterapia convenzionale. Nel mondo questa tecnica è in costante miglioramento e in

Italia sono presenti tre centri in cui viene effettuato questo tipo di trattamento: CATANA (Centro di AdroTerapia ed Applicazioni Nucleari Avanzate) situato a Catania, dove si trattano tumori oculari utilizzando fasci di protoni; CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) situato a Pavia, l'unico dei tre centri ad avere la possibilità di utilizzare sia fasci di ioni di carbonio che di protoni; Centro di Protonterapia di Trento, il più recente ad essere stato costruito. Tuttavia, non è possibile elaborare un protocollo standard per questa terapia, in quanto non sono ancora noti con sufficiente precisione tutti gli effetti dovuti alle interazioni nucleari tra fascio e bersaglio. In questo contesto l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) nel 2017 ha approvato l'esperimento FOOT (*FragmentatiOn Of Target*), che si propone l'obiettivo di studiare i fenomeni di frammentazione nucleare che possono avvenire in un trattamento di adroterapia. L'esperimento non è rivolto solo all'ambito medico, ma i suoi studi sono estremamente utili anche alla radioprotezione nello spazio. L'obiettivo dell'esperimento è quello di studiare ed effettuare misure di sezioni d'urto differenziali in funzione dell'angolo e dell'energia dei frammenti prodotti dai processi nucleari tra il fascio e il bersaglio con una precisione del 5%. La frammentazione nucleare è un fenomeno che caratterizza sia il fascio proiettile che il bersaglio colpito. Mentre la frammentazione del proiettile è stata studiata nel corso degli anni e il suo contributo viene considerato negli attuali sistemi di pianificazione dei trattamenti, i frammenti del bersaglio risultano particolarmente difficili da identificare. Infatti, i frammenti del bersaglio hanno un'energia cinetica molto bassa e percorrono quindi distanze ridotte prima di arrestarsi (ordine delle centinaia di μm al massimo), rimanendo quindi intrappolati nel bersaglio senza possibilità di essere rivelati. L'esperimento FOOT si pone l'obiettivo di investigare e studiare i fenomeni di frammentazione nucleare del bersaglio e per questo motivo, viene adottato un approccio di cinematica inversa così da invertire il ruolo del fascio e del bersaglio. Esistono due diverse configurazioni dell'apparato sperimentale. La prima consiste in un setup elettronico per la rivelazione di frammenti pesanti ($Z > 2$). La seconda configurazione consiste in un setup a camera di emulsioni per la rivelazione di frammenti leggeri ($Z \leq 3$).

In questo lavoro di tesi si è studiata la possibilità di rivelare neutroni con l'attuale setup sperimentale per frammenti pesanti, grazie a dati sperimentali forniti dal codice Monte Carlo FLUKA. La tesi è divisa in tre capitoli: nel primo vengono introdotti e spiegati gli aspetti fisici e biologici delle interazioni radiazione-materia, analizzando anche alcune terapie mediche come l'adroterapia e la Boron Neutron Capture Therapy (BNCT); nel secondo viene trattato nel dettaglio l'esperimento FOOT, descrivendo la funzione e l'utilità di tutti i rivelatori coinvolti; nel terzo è spiegata l'analisi svolta per la rivelazione di neutroni. Infine, i risultati ottenuti sono discussi nelle conclusioni.

Capitolo 1

Aspetti fisici delle radiazioni ionizzanti

In questo capitolo verranno trattati gli aspetti fisici e biologici dell'interazione radiazione-materia. In particolare, nella sezione 1.1 verrà descritta l'interazione particelle cariche-materia, mentre la sezione 1.2 tratterà dell'interazione particelle neutre-materia. Successivamente, gli effetti biologici delle radiazioni verranno trattati in sezione 1.3 ed infine, verranno presentate l'adroterapia e la Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) rispettivamente nelle sezioni 1.4 e 1.5.

1.1 Interazione particelle cariche pesanti - materia

Nei trattamenti di adroterapia vengono utilizzati fasci di particelle cariche pesanti. Con il termine “pesante” si intendono tutte le particelle che hanno una massa molto maggiore di quella dell'elettrone, come i protoni o gli ioni. Le particelle di questo tipo possono dare origine ad urti di tipo elastico o anelastico. Gli urti elastici sono poco frequenti e consistono principalmente nella deflessione del fascio incidente senza perdita di energia. Gli urti anelastici, invece, consistono nel rilascio di parte dell'energia cinetica della particella incidente ad un atomo, che si eccita ed emette fotoni per tornare alla condizione di equilibrio. Infine, le particelle cariche più leggere, ovvero gli elettroni, vanno incontro al fenomeno di *Bremsstrahlung* (radiazione di frenamento), durante il quale la particella viene deflessa e decelerata tramite emissione di fotoni [3].

1.1.1 Stopping Power

Le particelle cariche, attraversando uno strato di materia, perdono energia cinetica e vengono frenate per una serie di interazioni elettromagnetiche dovute ai nuclei e agli elettroni degli atomi. È molto più probabile che le particelle del fascio interagiscano con

gli elettroni, in quanto la sezione d'urto atomica è molto maggiore della sezione d'urto nucleare. Infatti, le sezioni d'urto hanno una dipendenza quadratica rispetto ai raggi e quindi si ha che $\sigma_{atomica} \approx 10^{10} \sigma_{nucleare}$. Non si possono considerare questi urti singolarmente, ma è necessario considerarli come un effetto cumulativo, dal momento che statisticamente avvengono un numero elevato di collisioni. Per questo motivo viene considerato un rallentamento uniforme e continuo della particella e a tal scopo è introdotta una nuova grandezza definita come la perdita media di energia per unità di percorso $\frac{dE}{dx}$ chiamata *Stopping Power*. Questa grandezza è correttamente descritta dalla formula di Bethe-Bloch, che tiene conto anche di effetti quanto-meccanici e relativistici [4].

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z\rho}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma)}{2} - \frac{C}{Z} \right) \quad (1.1.1)$$

Tutti i termini sono riportati e spiegati in Tab. 1.1.1. Lo stopping power può essere

N_A	Numero di Avogadro
r_e, m_e	Raggio e massa a riposo dell'elettrone
c	Velocità della luce
z	Carica della particella incidente
Z	Numero atomico del mezzo materiale
ρ	Densità del mezzo materiale
A	Massa atomica del mezzo materiale
T_{max}	Energia massima trasferibile ad un elettrone in una singola collisione
β	v/c
γ	Fattore di Lorentz $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$
I	Potenziale di eccitazione medio
$\delta(\gamma)$ e C	Parametri di correzione rispettivamente sulla densità e sugli orbitali del mezzo materiale.

Tabella 1.1.1: Termini della formula di Bethe-Bloch.

rappresentato come la forza elettromagnetica esercitata tra la particella carica incidente e gli elettroni atomici della materia. Questo è dimensionalmente corretto, in quanto il rapporto tra un'unità di energia con una di lunghezza corrisponde ad una forza. Per ampi spessori lo stopping power è caratterizzato in prima approssimazione da una distribuzione di tipo Gaussiano. Questo risultato deriva direttamente dal *Teorema del limite centrale* [5]; infatti il processo di urti elementari è di natura statistica e viene generata una grande quantità di particelle secondarie, che derivano dal processo di ionizzazione. Per spessori sottili, invece, la distribuzione che descrive l'energia persa per ionizzazione è quella di Landau [6]. Lo stopping power è affetto da fluttuazioni statistiche, che prendono il nome

di *Energy Straggling*, dovute a poche collisioni caratterizzate da un grande deposito di energia. La quantità appena introdotta e descritta dipende sia dalle proprietà del mezzo materiale che dalle proprietà del fascio di particelle. Si vede, infatti, che $\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{\beta^2}$ e ciò comporta che lo stopping power dipenda sia dal tipo di particella che dall'energia del fascio. Viene introdotta una nuova grandezza chiamata *Mass Stopping Power* ($\frac{dE}{d\chi}$), ottenuta dividendo lo stopping power per la densità del mezzo materiale ($\chi = \rho \cdot x$ dove ρ è la densità del materiale e x è la distanza percorsa). Questa quantità risulta, quindi, dipendente in misura minima dal mezzo materiale. In Fig. 1.1 è mostrato l'andamento caratteristico di $\frac{dE}{d\chi}$ in funzione di $\beta\gamma$. Si può vedere come la curva vada come $1/\beta^2$ fino a raggiungere un minimo di ionizzazione, corrispondente a $3 \leq \beta\gamma \leq 3.5$ e quindi $\beta \approx 0.96$. Superato il punto di minimo è evidente una lenta risalita (dovuta al termine logaritmico), che viene smorzata dal termine correttivo dovuto alla densità, fino al successivo raggiungimento del cosiddetto *plateau di Fermi* [7]. Da questo grafico si nota come la maggior parte dell'energia venga ceduta a velocità molto basse, cioè a fine percorso della particella. Per questo motivo è importante calcolare il *range* della particella, che rappresenta la lunghezza media percorsa all'interno del mezzo prima di arrestarsi.

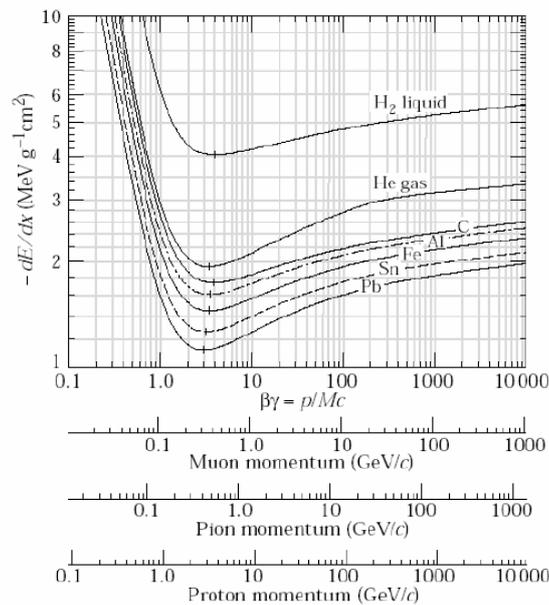


Figura 1.1: *Mass Stopping Power* $\frac{dE}{d\chi}$ in funzione di $\beta\gamma$ per diversi mezzi materiali. Sotto il grafico vengono riportati i momenti di diverse particelle in scala logaritmica.

1.1.2 Range

Il range può essere calcolato direttamente dallo stopping power ed, essendo quest'ultima una quantità statistica, presenta fluttuazioni statistiche attorno al proprio valore medio, definite con il termine *Range Straggling*. Può essere complicato, tuttavia, il calcolo esatto del range, in quanto si tratta di integrare la formula di Bethe-Bloch su tutta l'energia rilasciata durante il percorso.

$$R(E_{tot,in}) = \int_{m_0c^2}^{E_{tot,in}} \frac{dE}{dE/dx} \quad (1.1.2)$$

dove $E_{tot,in} = m_0c^2 + E_{cin} = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4}$ è l'energia totale iniziale, mentre m_0 è la massa a riposo della particella incidente. Per affrontare il calcolo dal punto di vista pratico è possibile considerare l'approssimazione CSDA (*Continuous Slowing Down Approximation*), assumendo che le particelle incidenti perdano energia in maniera continua e lenta durante il loro percorso. Per ulteriori dettagli si veda [8].

Nei trattamenti di adroterapia il calcolo del range è di notevole importanza, in quanto, la maggior parte dell'energia viene rilasciata nella zona finale del percorso della particella incidente, andando a formare il cosiddetto *picco di Bragg*.

1.1.3 Picco di Bragg

Viene chiamato *picco di Bragg* la zona in cui avviene il maggior rilascio di energia della particella carica durante il suo percorso attraverso il mezzo materiale. Il picco corrisponde alla zona di arresto delle particelle, poiché la sezione d'urto del processo aumenta al diminuire dell'energia. Come visto dalla formula di Bethe-Bloch, la perdita di energia per ionizzazione è inversamente proporzionale al quadrato della velocità della particella ($\frac{dE}{dX} \propto \beta^{-2}$) e questo comporta che il picco si trovi nel tratto finale del percorso. Dopo il picco si ha una decrescita molto rapida dell'energia depositata, dovuta alla cattura elettronica della particella, per mezzo della quale quest'ultima diventa neutra e non è più in grado di produrre effetti di ionizzazione. In Fig. 1.2 si può vedere la dose assorbita dai tessuti attraversati da un fascio di protoni. In particolare, si possono notare il plateau iniziale e il successivo picco di Bragg. La Fig. 1.3 mostra come al variare dell'energia del fascio cambi il range e, quindi, la distanza in cui è situato il picco di Bragg. Nei trattamenti di adroterapia è fondamentale conoscere la profondità del tumore: conoscendo quest'ultima è possibile modificare l'energia del fascio di particelle incidenti in modo tale che la maggior parte della dose venga rilasciata in corrispondenza delle cellule tumorali, risparmiando i tessuti sani circostanti.

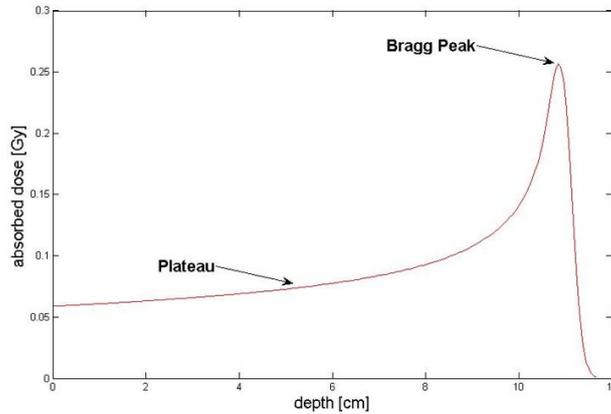


Figura 1.2: Curva di Bragg per un fascio monoenergetico di protoni in funzione della profondità di penetrazione.

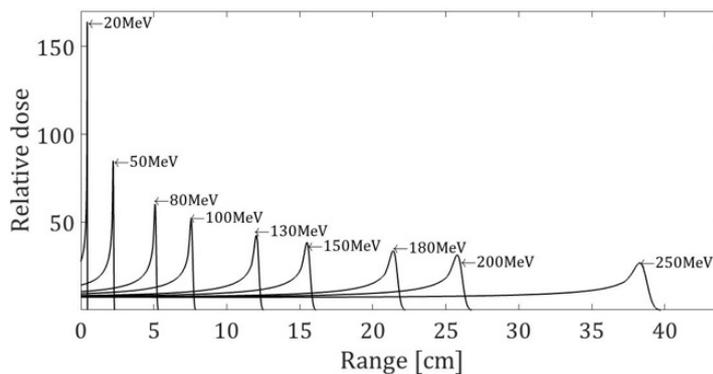


Figura 1.3: Picchi di Bragg per fasci di protoni a diverse energie. La dose depositata e la posizione del picco di Bragg variano in accordo con l'energia del fascio.

1.1.4 Frammentazione nucleare

Le reazioni nucleari dovute ad interazione forte dipendono dall'energia del fascio di particelle. A basse energie la probabilità che avvengano è ridotta, in quanto ad energie minori della barriera elettrostatica domina la diffusione coulombiana. In questo caso, infatti, le reazioni nucleari possono avvenire solamente per l'effetto quantistico di *tunnel* [9]. Per energie del fascio superiori a quella della barriera coulombiana e per un particolare angolo critico, chiamato angolo di *grazing* (che corrisponde al punto in cui i due nuclei iniziano a toccarsi), le interazioni nucleari predominano rispetto a quelle elettrostatiche. Le energie utilizzate in adroterapia (50 - 400 MeV/u) sono maggiori della barriera elettrostatica. Per questo motivo vanno considerati e studiati anche i fenomeni nucleari per una corretta pianificazione del piano di trattamento. Le particelle

del fascio interagiscono fortemente con i nuclei del bersaglio causando fenomeni di *frammentazione nucleare*. Possono avvenire due tipi di collisioni: centrali (circa il 10%), oppure periferiche. Durante una collisione centrale vengono frammentati completamente i due nuclei con la conseguente formazione di frammenti secondari. Le collisioni periferiche, invece, coinvolgono alcuni nucleoni e sono descritte dal modello semplificato di *abrasione-ablazione* (si veda Fig. 1.4) [10]. L'abrasione, che corrisponde alla prima fase, è un processo molto veloce (circa 10^{-23} s) di eccitazione e termalizzazione, durante la quale i nucleoni interessati dal processo nucleare raggiungono lo stato di *fireball*. Successivamente, avviene un processo di ablazione (meno rapido, durata di circa $10^{-18}/10^{-16}$ s), che consiste nella diseccitazione della fireball, del proiettile e del bersaglio attraverso un processo di *evaporazione*, con la conseguente formazione di frammenti secondari o di fotoni prompt. I frammenti secondari formati in questo processo possono essere sia

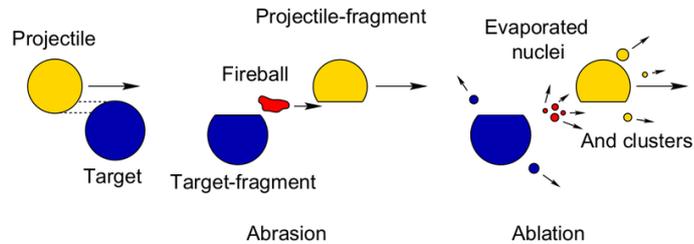


Figura 1.4: Schema riassuntivo del processo di abrasione e ablazione.

nucleoni che ioni con un'energia cinetica leggermente inferiore rispetto a quella del fascio iniziale e con una distribuzione angolare che varia a seconda della massa atomica dei frammenti: quelli più pesanti tendono ad essere confinati in un cono di 10° , mentre i frammenti più leggeri vengono emessi ad angoli più ampi. A causa della loro carica inferiore, i frammenti secondari percorreranno un tratto più lungo prima di arrestarsi completamente, in accordo con la formula di Bethe-Bloch vista in precedenza.

1.2 Interazione particelle neutre - materia

La legge che descrive un fascio di fotoni che attraversa un mezzo è la legge di Lambert-Beer [11] [12]. Quest'ultima afferma che l'intensità del fascio che ha attraversato uno spessore x , decresce in maniera esponenziale:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu x} \quad (1.2.1)$$

dove $I(x)$ rappresenta l'intensità del fascio dopo un percorso x , $I(0)$ è l'intensità iniziale e μ è il coefficiente di attenuazione del materiale, definito come segue:

$$\mu = \frac{\sigma N_a \rho}{A}$$

dove σ è la sezione d'urto, ρ è la densità del materiale (misurata in $\frac{g}{cm^3}$), N_a è il numero di Avogadro ed infine A è la massa atomica. Il fotone può interagire in diversi modi con la materia: per mezzo dell'*effetto fotoelettrico*, dell'*effetto Compton*, della *produzione di coppie*, dello *scattering coerente di Rayleigh* e delle *interazioni fotonucleari*. I primi tre effetti sono quelli più importanti dal punto di vista del rilascio di energia nella materia attraversata, infatti lo scattering coerente di Rayleigh consiste semplicemente in una variazione della direzione del fotone, mentre le interazioni fotonucleari sono importanti nel caso di sorgenti intense di fotoni (sopra i 10 MeV) e pertanto non verranno prese in considerazione nella trattazione seguente. L'equazione di Lambert-Beer (1.2.1) può essere in questo caso riscritta come:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-\mu_{fotoel}x} \cdot e^{-\mu_{compton}x} \cdot e^{-\mu_{coppie}x} \quad (1.2.2)$$

dove i coefficienti di attenuazione μ_{fotoel} , $\mu_{compton}$, μ_{coppie} differiscono tra di loro per la diversa sezione d'urto del processo in esame.

1.2.1 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico consiste nell'emissione di elettroni da una superficie colpita da una radiazione elettromagnetica. Se l'energia del fotone incidente è maggiore o uguale all'energia di soglia dell'atomo bersaglio, allora il fotone può essere assorbito da un elettrone di core. L'elettrone eccitato, grazie all'energia assorbita, riesce a liberarsi e viene espulso dall'atomo con energia cinetica pari alla differenza tra l'energia del fotone incidente e quella di legame dell'elettrone. Nell'atomo si va così a formare una lacuna che può essere occupata da un elettrone di una shell più esterna. Questa transizione porta al rilascio di energia sotto forma di raggi X e fa in modo che l'atomo raggiunga una condizione di maggiore equilibrio. L'energia del fotone emesso per la transizione è pari alla differenza di energia tra l'orbita iniziale dell'elettrone e quella finale. La lacuna si è così "spostata" in una shell più esterna e può essere colmata a sua volta da un elettrone di una shell ancora più esterna secondo le modalità appena descritte. La ionizzazione provoca il riassetto degli altri elettroni nelle shell più esterne con l'emissione di raggi X. La sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico aumenta all'aumentare del numero atomico Z e diminuisce al crescere dell'energia del fotone incidente [13]:

$$\sigma_{fotoel} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \quad (1.2.3)$$

dove $m \approx 3.5$ e n varia tra 4 e 5. In generale, entrambi i parametri dipendono dall'energia del fascio incidente.

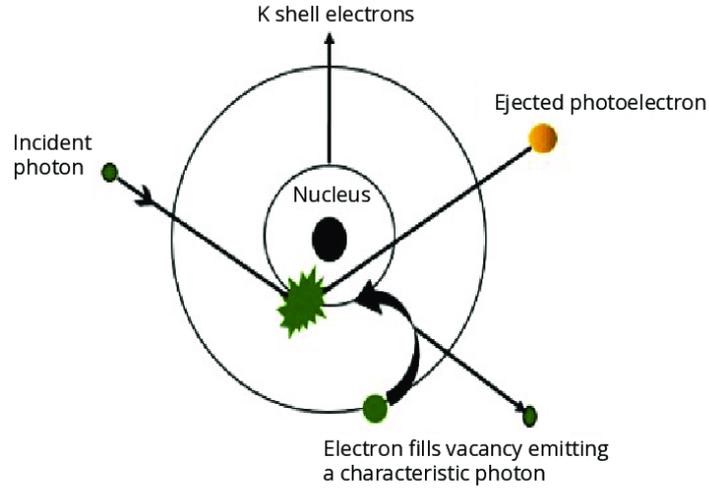


Figura 1.5: Rappresentazione schematica dell'effetto fotoelettrico.

1.2.2 Effetto Compton

L'effetto Compton consiste in un urto quasi elastico tra il fotone del fascio incidente e un elettrone di un atomo. Se il fotone incidente ha un'energia cinetica molto maggiore di quella di legame degli elettroni, allora l'elettrone si può considerare a riposo. Il fotone urta l'elettrone, così facendo gli cede parte della sua energia cinetica e subisce un effetto di diffusione. L'energia finale del fotone dipende dall'angolo di deflessione θ (si veda Fig. 1.6). La sezione d'urto per l'effetto Compton è determinata dalla formula di Klein-Nishina [13]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right) \quad (1.2.4)$$

dove $\alpha \equiv h\nu/m_e c^2$, ν è la frequenza del fotone incidente, r_e e m_e sono rispettivamente il raggio e la massa classica dell'elettrone. La sezione d'urto totale, calcolata attraverso l'integrazione della sezione d'urto differenziale, è proporzionale al numero atomico Z del materiale ed inversamente proporzionale all'energia del fotone E_γ :

$$\sigma_{compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

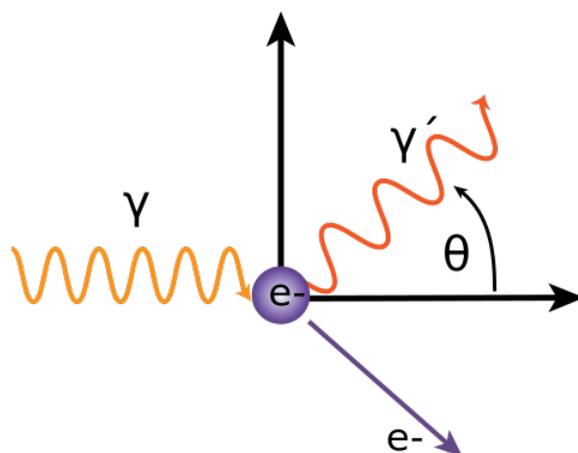


Figura 1.6: Rappresentazione schematica dell'effetto Compton.

1.2.3 Produzione di coppie

La produzione di coppie è un processo nel quale l'interazione con la materia del fotone incidente genera una coppia elettrone-positrone. Questo processo può avvenire solamente se il fotone incidente ha un'energia maggiore o uguale a 1.022 MeV, che equivale all'energia minima per produrre una coppia elettrone-positrone [13]. L'energia del fotone iniziale in eccesso, cioè $E_\gamma - E_{coppia} = E_\gamma - 2m_e c^2 = E_\gamma - 1.022 \text{ MeV}$, viene ceduta sotto forma di energia cinetica della coppia o del nucleo. Dopo la formazione della coppia, il positrone ionizza e va incontro ad annichilazione con un elettrone generando due raggi γ caratteristici di energia pari a 0.511 MeV (si veda Fig. 1.7). La produzione di coppie può avvenire anche nel caso in cui il campo elettromagnetico sia generato da un elettrone e non da un nucleo con un'energia di soglia maggiore ($4m_e c^2$). Non esiste un'espressione semplice per esprimere la sezione d'urto per il processo di produzione di coppie, in quanto per il calcolo corretto sarebbe necessario utilizzare l'elettrodinamica quantistica e i diagrammi di Feynman. Semplificando, è possibile ricordare che il suo valore è proporzionale al quadrato del numero atomico del mezzo attraversato dal fotone e la probabilità che avvenga produzione di coppie aumenta notevolmente all'aumentare dell'energia del fascio di fotoni [13].

$$\sigma_{coppie} \propto Z^2$$

Fig. 1.8 rappresenta la dipendenza fra la probabilità che si verifichi uno dei processi di interazione descritti, l'energia del fascio incidente e il materiale considerato. Nelle condizioni di radioterapia (energia pari a circa 10 MeV) la maggior parte delle interazioni sono dovute a effetto Compton oppure a produzione di coppie.

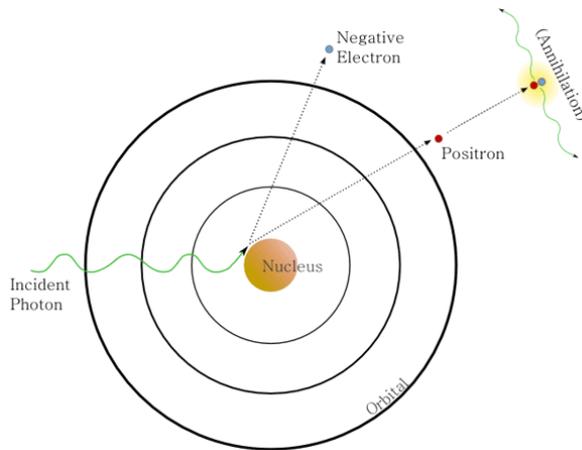


Figura 1.7: Rappresentazione schematica della produzione di coppie.

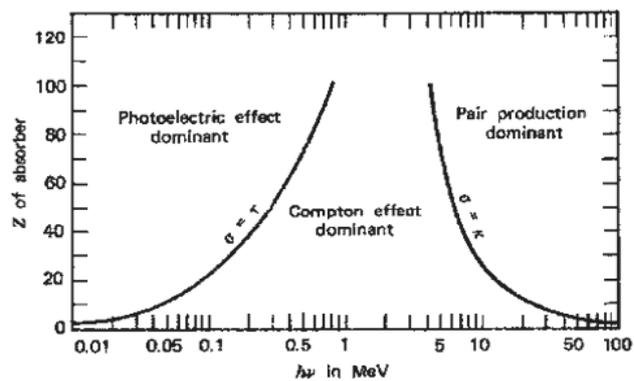


Figura 1.8: Peso dei vari effetti caratterizzanti l'interazione fotone-materia al variare della carica (Z) del materiale attraversato e ad energie fotoniche diverse. Le curve rappresentano i valori per i quali gli effetti adiacenti hanno la medesima probabilità.

1.2.4 Interazione neutroni materia

In quanto particelle neutre, i neutroni non sono interessati da processi di tipo coulombiano, ma possono interagire per interazioni forti. I neutroni vengono divisi a seconda della loro energia: termici per $E_n \approx 0.025$ eV, epitermici per $E_n \approx 1$ eV, lenti per $E_n \approx 1$ keV, veloci per $100 \text{ keV} < E_n < 10 \text{ MeV}$, ad alte energie per $E_n > 10 \text{ MeV}$. Il range energetico caratteristico di un fascio primario utilizzato in adroterapia è di circa 200 MeV/u , che attraverso processi nucleari porta alla formazione di neutroni veloci e di alta energia. Per i neutroni veloci sono possibili diverse reazioni nucleari: (n,p) , (n,α) , $(n, 2n)$; per i neutroni lenti o termici invece, la principale reazione è la cattura nella forma (n, γ) ; i neutroni veloci vanno incontro a vari processi di scattering (elastico o

anelastico), perdendo energia ad ogni diffusione, secondo un processo cosiddetto di moderazione. Quando la loro energia è dell'ordine dell'elettronvolt è grande la probabilità che i neutroni vengano assorbiti. La legge che descrive l'attenuazione di un fascio di neutroni mentre attraversa un mezzo materiale è una legge esponenziale:

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma_t n \cdot x} \quad (1.2.5)$$

dove σ_t è la sezione d'urto totale (ovvero, comprende anche i processi di scattering), n è il numero di atomi per unità di volume nel mezzo materiale, x è la spazio percorso e I_0 è l'intensità del fascio iniziale. Se consideriamo una collisione elastica tra un neutrone di energia iniziale E ed un atomo del bersaglio di massa atomica A , considerato a riposo, attraverso la conservazione dell'energia e del momento si può trovare una relazione che lega l'energia del neutrone dopo la collisione con quella iniziale:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (1.2.6)$$

dove E' è l'energia del neutrone successiva all'urto, E è l'energia del neutrone prima dell'urto e θ è l'angolo di scattering. Entrambe le energie sono misurate nel sistema di riferimento del laboratorio, mentre l'angolo è misurato nel sistema di riferimento del centro di massa. Se $\theta = 0^\circ$ si trova che $\frac{E'}{E} = 1$, mentre per $\theta = 180^\circ$ si trova la massima perdita di energia:

$$\frac{E'}{E} = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} \quad (1.2.7)$$

Si può notare che se $A = 1$, cioè il bersaglio è costituito da atomi di idrogeno, il neutrone cede tutta la sua energia al singolo protone. Questo significa che l'elemento che meglio modera un fascio di neutroni è l'idrogeno. Ogni neutrone può subire un numero elevato di diffusioni, per questo motivo va ripetuto il calcolo dell'energia persa ad ogni step di diffusione. Nel secondo processo di scattering, i neutroni incidenti non sono più monoenergetici, ma sono distribuiti come in Fig. 1.9 (a) [3]. Si può considerare che approssimativamente ad ogni intervallo energetico di larghezza ΔE corrisponda una nuova generazione di neutroni monoenergetici (Fig. 1.9 (b)). Continuando questo processo si ottiene le successive generazioni di distribuzione di energia come mostrato in Fig. 1.9 (c).

A seguito di una singola collisione, si definisce matematicamente un nuovo parametro ξ che rappresenta il valore medio di $\ln\left(\frac{E}{E'}\right)$ dopo una singola collisione:

$$\xi = \left[\ln \frac{E}{E'} \right]_{media} = \frac{\int \ln \left[\frac{(A+1)^2}{A^2+1+2A \cos \theta} \right] d\Omega}{\int d\Omega} \quad (1.2.8)$$

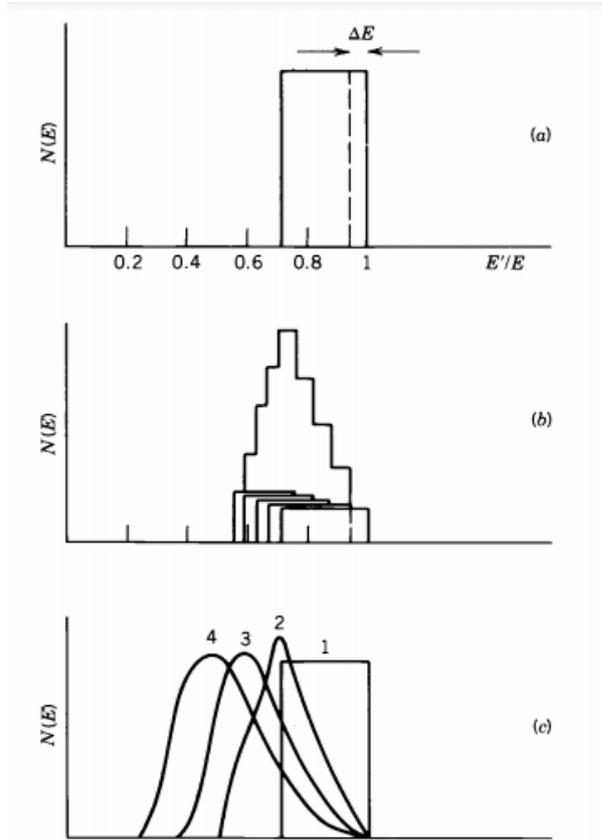


Figura 1.9: Rappresentazione schematica dei processi multipli di scattering elastico per i neutroni [3].

dove $d\Omega$ è l'elemento infinitesimo di angolo solido nel sistema di riferimento del centro di massa. Sviluppando l'espressione, si trova quindi:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (1.2.9)$$

Il valore medio di $\ln E'$ dopo ogni collisione diminuisce di una quantità pari a ξ e dopo n collisioni il valore medio di $\ln E'$ vale $\ln E'_n$:

$$\ln E'_n = \ln E - n\xi \quad (1.2.10)$$

Per neutroni ad alte energie (≥ 10 MeV) lo scattering anelastico è il processo maggiormente probabile. In Fig. 1.10 si può vedere come le sezioni d'urto dei possibili processi dei neutroni dipendano fortemente dall'energia del fascio. In Tab. 1.2.1 è riportato il numero di generazioni di collisioni per vari nuclei moderatori. Questa è una buona approssimazione per neutroni veloci, ma quando il neutrone raggiunge un'energia cinetica

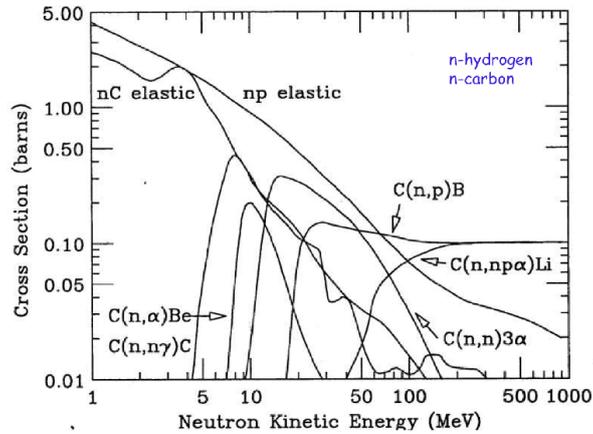


Figura 1.10: Dipendenza delle sezioni d'urto dei processi possibili per neutroni veloci o alle alte energie in funzione della loro energia cinetica. Sono stati considerati i possibili processi tra neutrone-idrogeno e neutrone-carbonio.

di circa 0.025 eV (ovvero il neutrone è di tipo termico) la velocità termica degli atomi è confrontabile con quella del neutrone. In questo caso i processi di diffusione sono ben descritti dalla meccanica statistica e dopo un sufficiente tempo i neutroni avranno raggiunto l'equilibrio termico con il moderatore alla temperatura di quest'ultimo. In questo caso, è molto probabile che avvenga un fenomeno di cattura. Le sezioni d'urto per le reazioni di cattura, infatti, presentano spesso fenomeni di risonanza che rendono il valore della sezione d'urto molto elevato.

Nucleo	ξ	n (per la termalizzazione)
1H	1.00	18
2H	0.725	25
4He	0.425	43
^{12}C	0.158	110
^{238}U	0.0084	2200

Tabella 1.2.1: Proprietà di moderazione di vari nuclei. Il fascio di neutroni incidente ha un'energia iniziale di 2 MeV e alla fine del processo ha un'energia di circa 0.025 eV.

1.3 Effetti biologici delle radiazioni

1.3.1 Danneggiamento del DNA

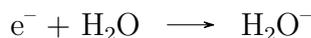
I trattamenti contro i tumori possono essere di diverso tipo (chemioterapia, immunoterapia, chirurgia, radioterapia e adroterapia) ma hanno tutti un unico obiettivo: far cessare la riproduzione cellulare delle cellule malate. A tale scopo è necessario danneggiare il DNA della cellula. Quest'ultimo è un lungo polimero, formato da una coppia di filamenti legati tra loro, la cui unione prende la forma di una doppia elica [14]. La struttura laterale è formata da gruppi fosfato e da 2-deossiribosio in uno schema che si ripete. Il DNA è caratterizzato da quattro diversi tipi di basi azotate: *adenina*, *citosina*, *timina* e *guanina*. Le basi azotate si legano tra di loro per mezzo di legami ad idrogeno in strutture definite (adenina-citosina, timina-guanina e viceversa). In questo modo vengono uniti i due filamenti e si stabilizza la struttura a doppia elica.

La radioterapia e l'adroterapia utilizzano fasci ionizzanti contro la zona tumorale al fine di arrecare danni irreparabili al DNA delle cellule coinvolte. Tali danni si possono verificare in due modi diversi. Il primo viene chiamato *modo diretto* e consiste nel danneggiamento del DNA per mezzo direttamente della radiazione. Infatti, in questo caso, la collisione della radiazione con il nucleo cellulare riesce a raggiungere il filamento di DNA. Qui la radiazione ionizzante riesce a rompere uno o più legami ad idrogeno tra nucleotidi complementari. Molto spesso, però, il DNA è in grado di riparare i danni registrati ai filamenti. Il DNA, infatti, riesce a ricostruire i propri filamenti, poiché la loro rottura è un evento frequente dovuto a comuni fattori esterni, come l'innalzamento di temperatura o l'interazione con i raggi ultravioletti. Per lo scopo di nostro interesse, ovvero la morte cellulare, è quindi necessario colpire un numero significativo di legami a idrogeno, permettendo così lo sfaldamento della struttura a doppia elica e generando un effettivo danno al tumore. Proprio per questo motivo risultano maggiormente performanti radiazioni ad alta ionizzazione.

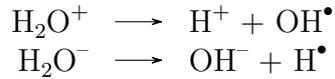
Viceversa, il secondo modo con cui si possono generare danni è chiamato *modo indiretto* e consiste nella produzione di radicali liberi, che interagendo tra di loro formano sostanze dannose per il DNA. La formazione dei radicali liberi si ottiene dalla radiolisi delle molecole d'acqua. Quest'ultime sono infatti presenti in grandi quantità nel nostro corpo (circa il 75%) e interagiscono secondo la seguente reazione:



Si forma così un elettrone ed uno ione positivo H_2O^+ . Gli elettroni liberati possono essere catturati dalle molecole d'acqua, dando così vita alla seguente reazione:



Dopodiché si ha la dissociazione degli ioni che si sono formati in precedenza:



I prodotti finali sono, quindi, due radicali liberi H^\bullet , OH^\bullet e due ioni OH^- , H^+ . In presenza di O_2 viene prodotto anche l'anione superossido O_2^- , utile per quanto riguarda i danni provocati dalle radiazioni. Le sostanze precedentemente elencate si combinano tra di loro in tre differenti processi chimici:

1. $\text{H}^+ + \text{OH}^- \longrightarrow \text{H}_2\text{O}$
2. $\text{H}^\bullet + \text{OH}^\bullet \longrightarrow \text{H}_2\text{O}$
3. $\text{OH}^\bullet + \text{OH}^\bullet \longrightarrow \text{H}_2\text{O}_2$

Dal momento che la reazione (1) e la reazione (2) generano acqua, non provocano danni al DNA. La reazione (3), invece, genera *perossido di idrogeno* (comunemente chiamato acqua ossigenata) nociva per le funzioni vitali della cellula. Il sistema biologico è in grado, d'altra parte, di neutralizzare il perossido di idrogeno grazie a particolari enzimi. Gli effettivi danni dei radicali liberi sono, quindi, sotto il controllo dell'equilibrio tra il loro rateo di produzione e quello di eliminazione per effetto del sistema difensivo. Un fascio di radiazioni ionizzanti produce un eccesso di radicali liberi che il sistema biologico non riesce ad eliminare completamente, provocando così un danno ossidativo al tessuto che porta all'apoptosi della cellula.

I metodi appena descritti rappresentano i modi con cui le radiazioni ionizzanti provocano danni al DNA e quindi alla cellula tumorale, portando alla cessazione della sua riproduzione. Nei prossimi paragrafi verranno illustrati i principali fenomeni fisici necessari per la comprensione del fenomeno della ionizzazione all'interno della cellula.

1.3.2 Dose assorbita

Gli effetti fisici, chimici e biologici derivanti dalle radiazioni sono strettamente connessi alla quantità di energia che viene rilasciata all'interno di una porzione di materia. Per questo motivo viene definita *dose assorbita* la quantità di energia che viene assimilata per unità di massa del mezzo irradiato [15]. La dose assorbita costituisce una grandezza fisica dosimetrica, utilizzata per descrivere la trasmissione dell'energia dalla radiazione alla materia. Dal punto di vista matematico viene definita come:

$$D_{as} = \frac{dE}{dm} \tag{1.3.1}$$

L'unità di misura nel Sistema Internazionale è il Gray [Gy], dove 1 Gy corrisponde ad 1 joule di energia E diviso 1 kg di massa m . La grandezza appena descritta non tiene però conto dei diversi tipi di fasci di particelle. Viene così introdotta una nuova grandezza,

chiamata *dose equivalente* ed indicata con D_{eq} , che corrisponde alla dose assorbita moltiplicata per un peso adimensionale w_R che rappresenta il fattore di pericolosità del tipo di radiazione R :

$$D_{eq} = \sum_R w_R \cdot D_{as,R} \quad (1.3.2)$$

dove la sommatoria si riferisce a tutti i tipi di radiazione R considerati, mentre $D_{as,R}$ corrisponde alla dose assorbita a causa della radiazione R . In Tab. 1.3.1 vengono riportati i diversi valori di w_R a seconda del tipo di radiazione. La dose equivalente, tuttavia, non fornisce una descrizione completa, in quanto non viene presa in considerazione la specifica radiosensibilità dei diversi tessuti e organi. A tale scopo viene definita un'ulteriore grandezza dosimetrica, chiamata *dose efficace* D_{ef} . La dose efficace è la somma delle dosi equivalenti assorbite dai diversi organi e tessuti T , moltiplicati per pesi adimensionali w_T , che differiscono a seconda della tipologia del tessuto o organo (si veda Tab. 1.3.2):

$$D_{ef} = \sum_T w_T \cdot D_{eq,T} \quad (1.3.3)$$

dove la sommatoria è fatta su tutti i tessuti T e $D_{eq,T}$ indica la dose equivalente assorbita dal tessuto T . Il peso w_T rappresenta la capacità di resistenza alla radiazione per il tessuto o organo T . La dose equivalente e la dose efficace sono misurate in Sievert [Sv], un'unità di misura che corrisponde ad una dose assorbita in gray moltiplicata per un peso, in modo tale che gli effetti di un sievert di un certo tipo di radiazione su un particolare tessuto equivalgano a quelli di un gray di raggi X, presa come radiazione di riferimento.

Radiazione	w_R
Fotoni	1
Elettroni	1
Protoni	2
Particelle α	20
Frammenti di fissione	20
Ioni pesanti	20

Tabella 1.3.1: Fattori di ponderazione w_R (indice di pericolosità) per i diversi fasci di particelle. Fasci diversi di particelle rilasciano la dose in maniera differente. Per gli elettroni non è stato considerato il fenomeno degli elettroni Auger [15].

Organo/Tessuto	w_T
Superficie dell'osso, pelle, ghiandole salivari, cervello	0.01
Fegato, esofago, vescica, tiroide	0.04
Gonadi, seno, cuore, muscolo, pancreas, prostata	0.08
Midollo osseo rosso, colon, polmone, stomaco	0.12

Tabella 1.3.2: Fattori di ponderazione w_T (indice di pericolosità) per diversi organi o tessuti. Organi o tessuti diversi assumono la dose in maniera differente. Sono stati riportati solo gli organi e tessuti principali [15].

1.3.3 Sopravvivenza cellulare

In questo paragrafo si tratterà la sopravvivenza cellulare di un tessuto biologico, ovvero la frazione di cellule sopravvissute alla radiazione. La descrizione della frazione di cellule sopravvissute S ad una certa dose D è descritta dalla seguente formula esponenziale derivata da evidenze sperimentali [16]:

$$S = e^{-\alpha D - \beta D^2} \quad (1.3.4)$$

dove α e β sono due parametri sperimentali che descrivono rispettivamente il numero di danni letali e sub-letali provocati alla cellula. Come già detto il DNA riesce a riparare solo alcuni dei danni causati dalla radiazione. Il parametro β , infatti, descrive i danni riparabili dovuti a ionizzazione singola da parte di due differenti tracce per unità di dose. Il parametro α , invece, descrive i danni irreparabili al tessuto generati da una singola traccia per unità di dose che causa una ionizzazione doppia o multipla lungo la catena del DNA. Il valore $\frac{\alpha}{\beta}$ corrisponde alla dose D per la quale la componente lineare αD eguaglia la componente quadratica βD^2 (si veda Fig. 1.11). Se la componente β tende ad assumere un valore elevato, il rapporto $\frac{\alpha}{\beta}$ tende a diminuire e il tessuto che stiamo considerando è definito *late responder*. Questi tipi di tessuto sono caratterizzati da popolazioni omogenee a lenta proliferazione e maggiormente resistenti alle radiazioni (ad esempio midollo spinale, osso e polmone). Il valore tipico di $\frac{\alpha}{\beta}$ per un tessuto *late responder* è compreso tra 0.5 e 6 Gy e la curva sul grafico semilogaritmico di Fig. 1.11 risulta più pronunciata. Se invece il rapporto assume valori compresi tra 7 e 20 Gy si parla di tessuto *early responder*. Questi tessuti sono caratterizzati da un'alta riproducibilità e una bassa resistenza alle radiazioni (ad esempio midollo osseo, cute, mucose). I tessuti tumorali possono essere considerati come tessuti *early responders*. I danni provocati ai tessuti, sia malati che sani, hanno una forte dipendenza dalla dose efficace, dal tempo di esposizione e dalla resistenza alla radiazione dei tessuti.

Nei prossimi paragrafi verranno introdotte e spiegate altre tre grandezze utili alla descrizione degli effetti della radiazione sulla materia: il LET, la RBE e il OER.

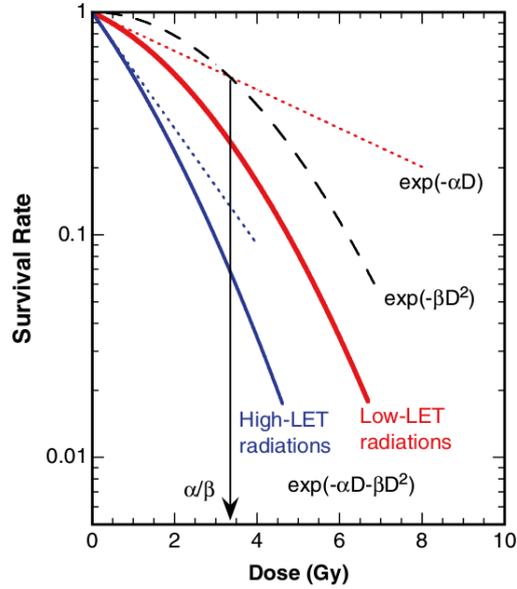


Figura 1.11: Sopravvivenza cellulare vs dose assorbita su scala semi-logaritmica per radiazioni ad alto e basso valore di LET.

1.3.4 Linear Energy Transfer

Il *Linear Energy Transfer* (LET) è una quantità definita nel 1962 dall'International Commission on Radiobiological Units come l'energia media rilasciata localmente dalla radiazione per unità di lunghezza [17]. Nella definizione del LET, vengono trascurati gli elettroni secondari a lungo range, cioè con un'energia maggiore di una certa soglia Δ . Il LET viene misurata in $\frac{kev}{\mu m}$.

$$LET = L_{\Delta} = -\frac{dE_{\Delta}}{dx} \quad (1.3.5)$$

dove dE_{Δ} è l'energia persa dalla radiazione dovuta alle collisioni subite attraversando una distanza dx del materiale, escludendo gli elettroni secondari con un'energia cinetica maggiore di Δ (cioè ad alto range). Se $\Delta \rightarrow \infty$ il LET tende ad assumere il valore dello stopping power, spiegato nel paragrafo 1.1.1. Il LET è una quantità che dipende sia dalla velocità, che dalla carica delle particelle del fascio incidente e rappresenta una quantità media. Per questo motivo non ha un importante significato quantitativo, visto che l'energia per unità di lunghezza può variare molto su brevi distanze, ma può essere utilizzata per catalogare i vari tipi di radiazioni in due gruppi: a basso ed ad alto LET. Le radiazioni a basso LET riescono a penetrare più a fondo all'interno della materia. Infatti, se il valore del LET è basso, poca energia viene depositata per unità di percorso e quindi fenomeni di ionizzazione sono meno frequenti. D'altra parte, le radiazioni ad alto LET hanno un potere di penetrazione minore e, depositando grande quantità di

energia in piccole distanze, generano con maggiore frequenza processi di ionizzazione che causano rotture multiple irreparabili alla catena del DNA. Le radiazioni ad alto LET, quindi, hanno maggiore probabilità di causare danni al DNA rispetto a quelle a basso LET.

1.3.5 Relative Biological Effectiveness

La Relative Biological Effectiveness (RBE) è una quantità definita nel 1954 dal National Bureau of Standards [18]. È una quantità che tiene conto degli effetti biologici diversi prodotti da due radiazioni con LET differenti a parità di dose. Come riportato in Fig. 1.12, la RBE è definita come il rapporto tra la quantità di dose di una radiazione di riferimento (D_X) e la quantità di dose della radiazione scelta (D_R) per ottenere lo stesso effetto biologico:

$$RBE = \left(\frac{D_X}{D_R} \right)_{\text{uguale effetto}} \quad (1.3.6)$$

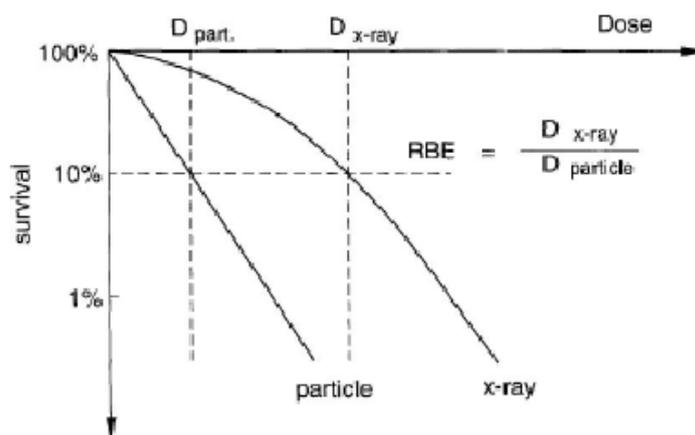


Figura 1.12: Le due curve rappresentano la sopravvivenza cellulare in funzione della dose per due radiazioni differenti: una di particelle cariche e quella di riferimento di raggi X. Il valore di RBE viene definito come il rapporto tra i valori che assumono le curve quando intersecate da rette orizzontali (uguale effetto biologico).

Solitamente la radiazione di riferimento è la radiazione a raggi X. Il valore di RBE dipende sia dal tipo di radiazione che dal sistema biologico considerati, ma anche dal numero e dalla distribuzione delle ionizzazioni lungo il percorso ed, inoltre, è funzione del LET, come mostrato in Fig. 1.13, dove all'aumentare del LET aumenta anche il valore di RBE. Infatti, i danni provocati al DNA crescono all'aumentare del LET, in conseguenza all'aumento di RBE. Il massimo della curva si ha in corrispondenza di un valore di LET $\approx 100 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$, dopodiché il valore di RBE tende a diminuire nonostante il LET continui

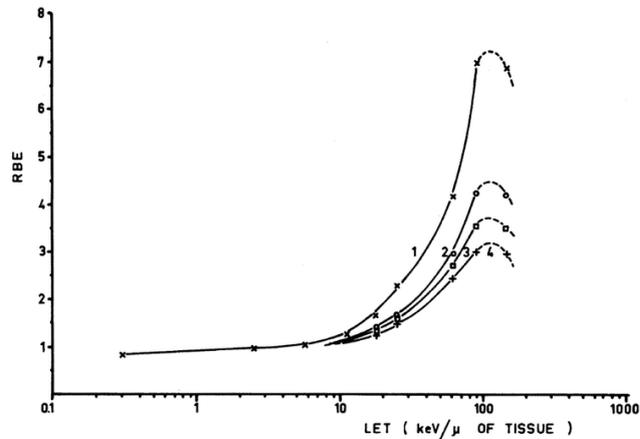


Figura 1.13: RBE vs LET per cellule renali T1, irradiate con fasci mono-energetici di particelle cariche pesanti. Le curve 1, 2, 3 corrispondono a RBE con una sopravvivenza cellulare rispettivamente pari a 0.8, 0.1 e 0.01 [19].

ad incrementare. Questo effetto è dovuto all'overkill cellulare. Con questo termine ci si riferisce all'eventualità in cui viene depositata talmente tanta energia all'interno di una singola cellula che parte di questa è in eccesso, risultando così sprecata. È evidente che il valore ottimale del LET per avere il massimo valore possibile di RBE sia circa $100 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$, massimizzando così i desiderati effetti biologici.

1.3.6 Oxygen Enhancement Ratio

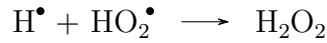
Un fattore importante che riguarda gli effetti biologici delle radiazioni è la concentrazione di ossigeno della zona irradiata. Per questo motivo è stata introdotta la grandezza OER, definito come la dose somministrata di un tipo di radiazione non in condizioni di normale ossigenazione (D_O) rispetto alla dose somministrata della stessa radiazione in condizione di normale concentrazione di ossigeno, per ottenere il medesimo effetto biologico, ovvero:

$$OER = \frac{D_O}{D_{\text{normale ossigenazione}}} \quad (1.3.7)$$

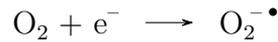
Il OER è una quantità legata soprattutto al *metodo indiretto* per eliminare le cellule cancerogene, descritto in sezione 1.3.1. La presenza della molecola O_2 , infatti, può portare all'amplificazione dell'azione dei radicali liberi e alla conseguente formazione del radicale idroperossido HO_2^\bullet . Una reazione possibile è la seguente:



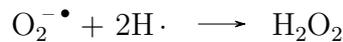
dove H^\bullet è prodotto dalla radiolisi dell'acqua. A partire dall'idroperossido si potrebbe successivamente formare il perossido di idrogeno secondo la reazione:



Un'altra reazione possibile che porta alla formazione del perossido di idrogeno è la cattura elettronica di un elettrone che potrebbe essere stato precedentemente liberato dalla ionizzazione della molecola d'acqua:



Nella reazione precedente viene prodotto il radicale superossido, il quale subendo la seguente reazione viene trasformato in perossido di idrogeno:



A seconda del valore di OER vengono considerate tre situazioni possibili. Se $OER > 1$ si definisce una condizione di *anossia* corrispondente a una bassa concentrazione di ossigeno nel tessuto che richiede quindi una somministrazione di dose maggiore rispetto alla condizione di normale ossigenazione per ottenere lo stesso effetto biologico. Se $OER = 1$ è considerata *situazione di equilibrio*. Infine, se $OER < 1$ si definisce condizione di *iperossia*, ovvero alta concentrazione di ossigeno che richiede una dose minore rispetto alla condizione di normale ossigenazione per ottenere lo stesso effetto biologico. In Fig. 1.14 è mostrato l'andamento del valore di OER in funzione del LET. Il valore di OER è sempre maggiore di 1 e tende a diminuire al crescere del LET. In particolare, per le radiazioni ad alto LET ($LET \geq 10 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$), la concentrazione di ossigeno nel tessuto considerato è minima dal momento che la formazione di perossido di idrogeno dalla radiolisi dell'acqua è già di per sé molto elevata. Considerando radiazioni a basso LET, invece, è necessario aumentare il valore di OER, così da fornire un numero maggiore di danni indiretti alle cellule.

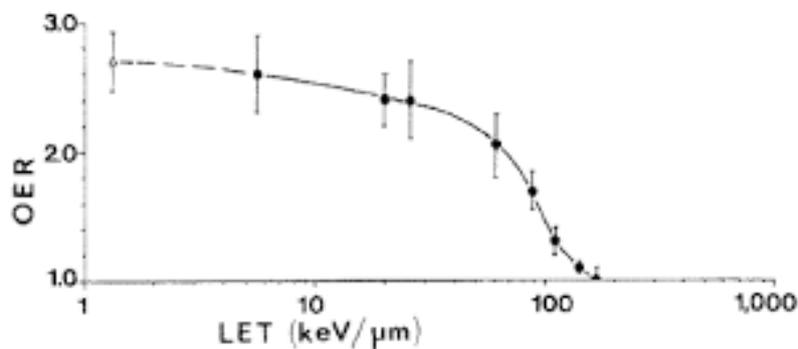


Figura 1.14: Grafico che mostra l'andamento del valore di OER in funzione del LET.

1.4 Adroterapia

L'adroterapia è una terapia medica che consiste nell'irraggiamento della zona tumorale con adroni, ovvero particelle cariche. Le particelle attualmente utilizzate per i trattamenti clinici sono protoni e ioni ^{12}C , anche se si sperimentano continuamente altri fasci di particelle come ossigeno ed elio per studiarne l'efficacia. In Italia esistono tre centri specializzati in questo tipo di terapia: CATANA (Centro di AdroTerapia ed Applicazioni Nucleari Avanzate) presso i laboratori nazionali INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) del Sud a Catania, CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia) a Pavia e Centro di Protonterapia a Trento. Presso il CNAO vengono accelerati sia protoni che ioni carbonio, mentre negli altri due centri vengono utilizzati solo fasci di protoni. Da un lato, l'adroterapia è effettivamente efficace nella cura di specifici tumori e questo porta sempre più nazioni ad investire in questa tecnologia [20] [21] [22] [23]. Dall'altro, l'adroterapia è molto costosa in quanto per accelerare particelle cariche è necessaria un ciclotrone oppure un sincrotrone, i quali a loro volta richiedono una grande quantità di spazio per l'installazione [24]. La differenza tra adroterapia e radioterapia consiste nella diversa interazione delle particelle del fascio con il bersaglio. Infatti, il profilo della dose rilasciata da una particella carica segue la legge di Bethe-Bloch come spiegato in sezione 1.1.1, mentre i raggi X rilasciano la maggior parte della dose nei tessuti/organi più superficiali. La differenza principale delle due terapie viene mostrata in Fig. 1.15, dove si vede bene come l'utilizzo di particelle cariche riesce maggiormente a preservare i tessuti sani e a rilasciare la maggior parte della dose nella zona malata, mentre un fascio di raggi X ha un profilo di dose che colpisce maggiormente i tessuti superficiali. Infatti, la maggior parte dell'energia di un fascio di particelle cariche viene rilasciata intorno alla zona di arresto della particella. Il range della particella dipende dall'energia, perciò modificando il valore di quest'ultima si può modificare la zona in cui il fascio rilascerà la maggior parte della dose. Questo permette di generare fasci maggiormente precisi a seconda della profondità del tumore, permettendo inoltre di risparmiare i tessuti sani circostanti. I fasci di particelle cariche sono caratterizzati da un alto LET, riuscendo a generare danni irreparabili alla catena del DNA. I fasci di ^{12}C presentano un LET e RBE maggiore dei fasci di protoni, per cui si tende a prediligere trattamenti con fasci di particelle di questo tipo [25] (si veda Fig. 1.15). I trattamenti con fasci protonici si basano sull'assunzione di un valore di RBE costante pari a 1.1. I dati sperimentali raccolti negli ultimi anni provano tuttavia che l'RBE aumenta all'aumentare del LET fino ad un valore massimo di 1.7 [26]. In Fig. 1.16 si vede un confronto tra l'adroterapia e la radioterapia. Tuttavia, il volume tumorale ha solitamente un'estensione maggiore del picco di Bragg di un singolo fascio di particelle. Per questo motivo, il fascio incidente viene somministrato a diverse energie in modo tale da produrre una dose su tutta la zona tumorale che sia circa uniforme [27]. Si forma in questo modo il SOBP, ovvero lo *Spread Out Bragg Peak*. Per usufruire dei trattamenti di adroterapia è necessario compilare il TPS (Treatment Planning System), ovvero il sistema di pianificazione del trattamento,

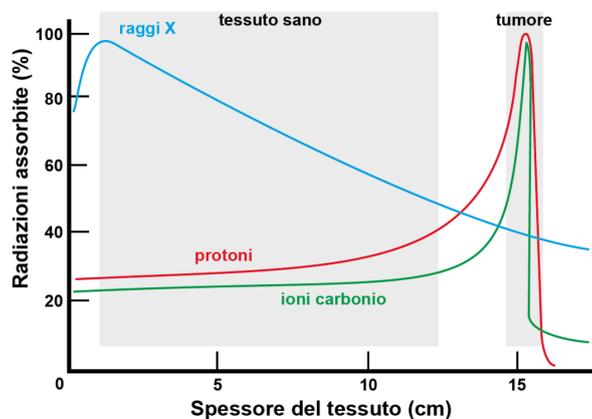


Figura 1.15: Percentuale di dose assorbita: a confronto un fascio di fotoni, uno di protoni e uno di ^{12}C .

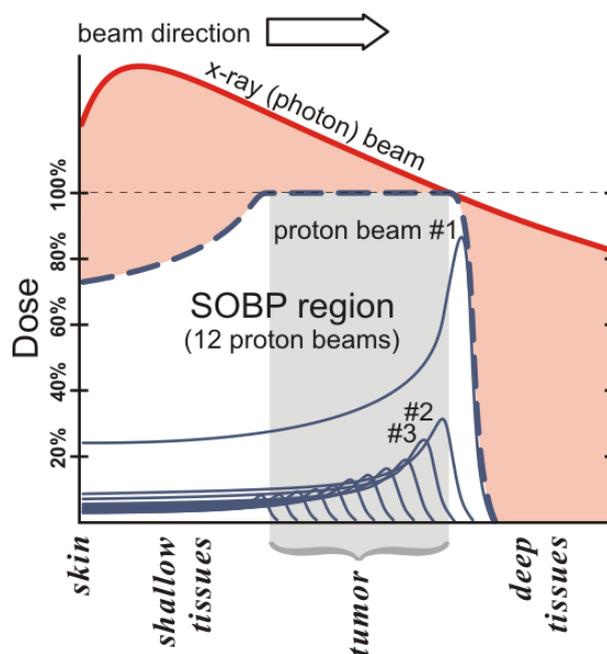


Figura 1.16: Percentuale di dose assorbita: a confronto un fascio di fotoni e uno di protoni. Formazione dello Spread Out Bragg Peak.

che basandosi sui processi fisici interessati e sulle caratteristiche specifiche del paziente fornisce il trattamento ad-hoc da erogare. Ad oggi il TPS non è ancora completo, in quanto non vengono presi in considerazione tutti i processi fisici di interazione tra il fascio e il bersaglio. Dal profilo di dose vengono considerate, infatti, possibili frammentazioni del fascio proiettile, ma non del bersaglio. Per fasci di particelle più pesanti dei protoni,

come gli ioni carbonio o ossigeno, queste interazioni nucleari durante il percorso causano l'attenuazione del fascio e la formazione di frammenti secondari che hanno la possibilità di interagire a loro volta generando danni non controllati. In Fig. 1.17 si può vedere

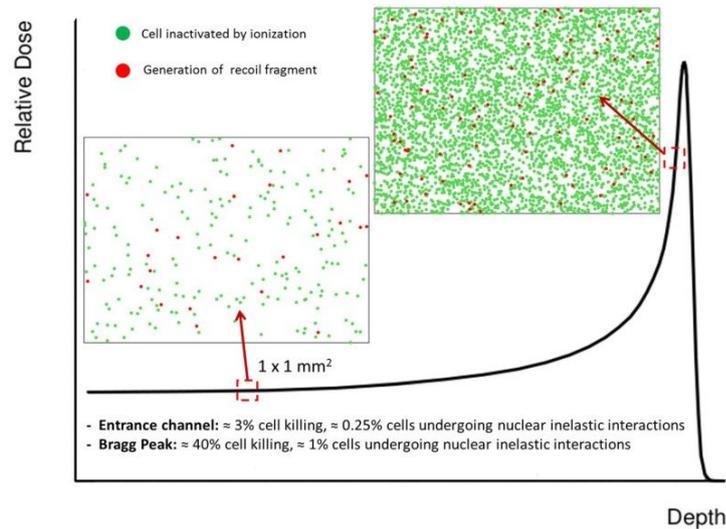
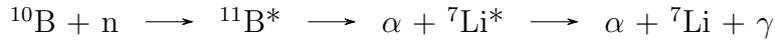


Figura 1.17: Grado di incidenza sulla morte cellulare per un bersaglio di acqua dovuto a fenomeni di ionizzazione (puntini verdi) e fenomeni di frammentazione (puntini rossi).

come nel canale di ingresso il contributo della frammentazione sul grado d'incidenza sulla morte cellulare risulta pari circa al 12%, mentre nella zona del picco di Bragg vale circa l'1% [28]. Per un fascio di ^{12}C a 200MeV/u in acqua, circa il 30% degli ioni primari è coinvolto nelle reazioni nucleari e non raggiunge il picco di Bragg, mentre a 400 MeV/u tale frazione aumenta fino al 70% [29]. Per colmare questa mancanza è stato approvato l'esperimento FOOT (FramentatiOn Of Target) dall'INFN nel 2017. L'obiettivo è quello di studiare i processi di frammentazione sia del proiettile che del bersaglio con lo scopo di migliorare il sistema di pianificazione dei trattamenti. L'esperimento FOOT verrà spiegato in dettaglio nel prossimo capitolo.

1.5 Boron Neutron Capture Therapy

La Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) è una terapia per la cura delle malattie tumorali che si basa sull'irradiazione di neutroni termali di energia di circa 0.025 eV [30] sulla zona tumorale fortemente arricchita di ^{10}B (isotopo del boro). La reazione principale è la cattura neutronica da parte del boro, che porta alla formazione del $^{11}\text{B}^*$ eccitato, che decade quasi istantaneamente in un due prodotti molto energetici ad alto LET. Si formano quindi una particella α ed un nucleo di ^7Li tramite due diverse reazioni [31]. La prima, che è la più probabile, è la seguente (si veda Fig. 1.18):



dove le energie dei prodotti valgono: $E_\alpha \approx 1.47 \text{ MeV}$, $E_{^7\text{Li}} \approx 0.84 \text{ MeV}$, $E_\gamma \approx 0.48 \text{ MeV}$.
La seconda reazione che può avvenire è la seguente:



dove le energie dei prodotti valgono: $E_\alpha \approx 1.78 \text{ MeV}$, $E_{^7\text{Li}} \approx 1.01 \text{ MeV}$.

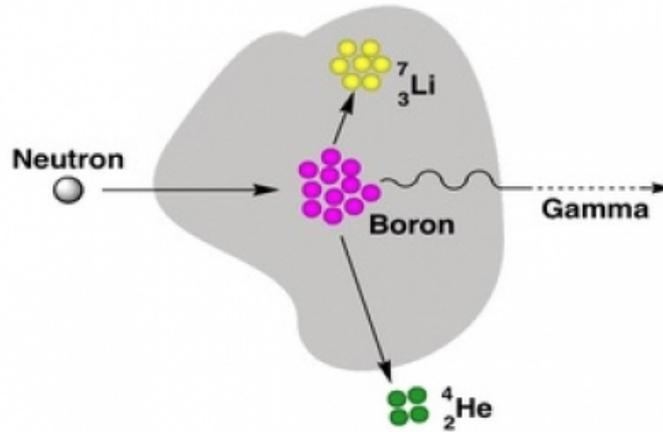
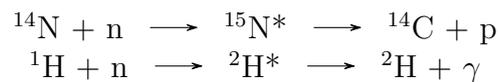


Figura 1.18: Schematizzazione della principale reazione su cui si basa il funzionamento della BNCT.

I prodotti delle due reazioni causano danni per ionizzazioni nella zona limitrofa alla cattura del neutrone, infatti il range è di circa $5 \mu\text{m}$ per le particelle α e di circa $9 \mu\text{m}$ per il nucleo di ^7Li . Oltre alla formazione di due particelle ad alto LET, un altro motivo per il quale viene utilizzato il ^{10}B è relativo al fatto che quest'ultimo è un isotopo molto presente in natura, non radioattivo e la cui chimica è ben conosciuta. La concentrazione del ^{10}B nella zona tumorale deve essere la più alta possibile, in quanto, nonostante le sezioni d'urto di cattura neutronica degli elementi normalmente presenti siano inferiori rispetto a quella del ^{10}B , l'idrogeno e l'azoto contribuiscono comunque all'assorbimento dei neutroni [32]. L'obiettivo è quello di massimizzare la cattura neutronica da parte del ^{10}B , così da danneggiare in maniera letale la zona tumorale, e minimizzare le possibili reazioni da parte dell'idrogeno e dell'azoto che potrebbe causare danni ai tessuti sani:



dove le energie dei prodotti valgono: $E_p \approx 0.6 \text{ MeV}$, $E_\gamma \approx 2.2 \text{ MeV}$. È stata stimata per mezzo di metodi probabilistici una quantità ottimale di $\approx 10^9$ atomi di ^{10}B per cellula

con una fluenza di neutroni termici di circa 10^{12} - 10^{13} $\frac{\text{neutroni}}{\text{cm}^2}$ [33]. Ad ogni modo, ci sono diverse difficoltà legate alla terapia. Prima di tutto il controllo della somministrazione del boro, che avviene sotto forma di diversi composti o farmaci. Un ideale farmaco dovrebbe depositarsi ed accumularsi solo nella zona malata tumorale e non anche in regioni sane. Un altro problema riguarda la difficoltà di focalizzare il flusso neutronico, che estratto da appositi reattori nucleari deve essere collimato e focalizzato solo sulla regione malata.

Capitolo 2

Esperimento FOOT

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) è un progetto approvato dall'INFN nel 2017, che vede la collaborazione del centro CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica), del TIFPA (Trento Institute for Fundamentals Physics Applications) e di centri internazionali come GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, cioè "Società per la ricerca sugli ioni pesanti") e HIT (Heidelberg Ion-Beam Therapy Center). L'esperimento nasce con l'obiettivo di misurare le sezioni d'urto di frammenti nucleari, che vengono generati dall'interazione di fasci di protoni o ioni pesanti di interesse per l'adroterapia con i tessuti organici. Infatti, attualmente non si è in possesso di dati sperimentali relativi alle energie tipiche dell'adroterapia, ovvero di fasci tra 50 e 200 MeV/u per protoni e tra 50 e 400 MeV/u per ioni pesanti. Come detto a fine del capitolo precedente, le reazioni nucleari nel canale di ingresso non sono trascurabili. In Fig. 2.1 si può vedere come la maggior parte degli ioni di carbonio del fascio interagiscano prima di arrivare al picco di Bragg. Al crescere dell'energia del fascio, inoltre, questa percentuale di particelle aumenta. Gli studi effettuati sulla frammentazione nucleare di protoni o ioni risultano incompleti o limitati a piccoli intervalli di energia [34] [35]. Da questi esperimenti, quindi, non si riesce ad avere un quadro completo ed esaustivo dei processi fisici coinvolti. D'altra parte, al giorno d'oggi, per i trattamenti protonici viene raccomandato e utilizzato un RBE costante di 1.1, che però può rappresentare una sottostima od una sovrastima della dose da somministrare nel volume di tessuti sani in adroterapia. Per questo motivo, i risultati delle sezioni d'urto differenziali ottenute con l'esperimento FOOT saranno utili per determinare un più corretto valore di RBE per i fasci in esame. Inoltre, grazie a questi studi, sarà possibile determinare univocamente un TPS, ovvero un sistema di pianificazione del trattamento, così da determinare il modo migliore per somministrare la dose prescritta al paziente [36]. Infine, agenzie spaziali come la NASA hanno avviato studi riguardo i rischi delle radiazioni nello spazio per un'esposizione massiva e prolungata a raggi cosmici. Per questo motivo un altro ambito interessato dall'esperimento FOOT è la radioprotezione nello spazio. I dati forniti dall'esperimento FOOT, infatti, saranno utili per futuri sistemi protettivi sia per l'elettronica

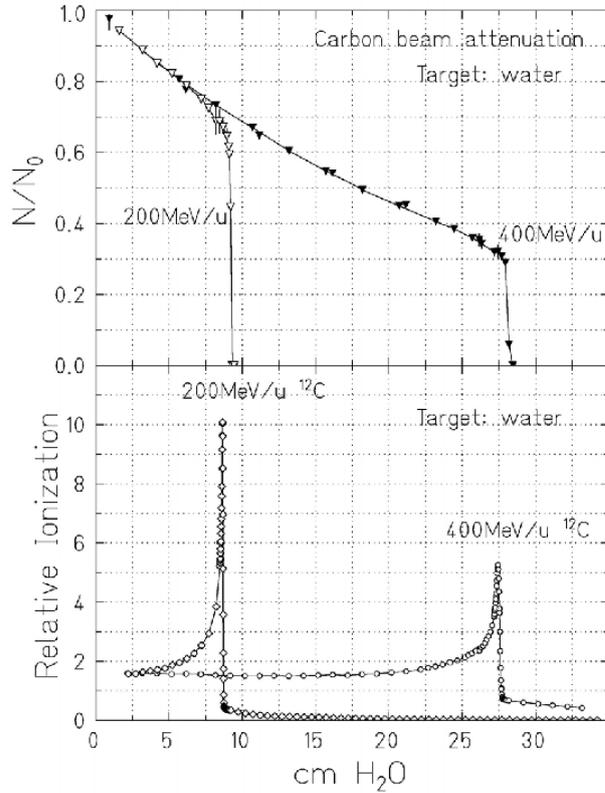


Figura 2.1: Attenuazione di un fascio di carbonio ^{12}C dovuto a frammentazione nucleare in acqua. Nella parte inferiore si vedono i rispettivi picchi di Bragg per le due curve a diversa energia [29].

delle navicelle, che per l'equipaggio [37].

2.1 Caratteristiche dell'apparato e cinematica inversa

L'apparato sperimentale di FOOT è stato realizzato sulla base di alcune richieste specifiche e pratiche. Le dimensioni dell'apparato, infatti, sono limitate in modo tale da consentire un facile trasporto nei centri di trattamento e ricerca in cui i vari test beam avverranno. Inoltre, è stato progettato in modo tale che le sezioni d'urto dei frammenti nucleari abbiano una massima incertezza del 5%, la risoluzione energetica delle sezioni d'urto differenziali sia circa pari ad 1 MeV/u, si riesca ad avere l'identificazione della carica elettrica del frammento con precisione del 2% - 3% e l'identificazione del numero di massa del frammento con precisione minore al 5%.

I protoni o gli ioni interagendo con gli atomi del tessuto organico, che possiamo considerare costituito principalmente da carbonio, ossigeno e idrogeno, portano alla loro frammentazione. I frammenti che si formano, però, non riescono ad essere rivelati in quanto hanno un range solitamente di qualche μm (si veda Tab. 2.1.1).

Frammento	E(MeV)	LET(keV/ μm)	Range(μm)
^{15}O	1.0	983	2.3
^{15}N	1.0	925	2.5
^{14}N	2.0	1137	3.6
^{13}C	3.0	951	5.4
^{12}C	3.8	912	6.2
^{11}C	4.6	878	7.0
^{10}B	5.4	643	9.9
6Li	6.8	215	26.7
4He	6.0	77	48.5
3He	4.7	89	38.8
2H	2.5	14	68.9

Tabella 2.1.1: Valori medi attesi dell'energia cinetica, del LET e del range per frammenti del bersaglio prodotti da un fascio di protoni a 180 MeV in acqua [28].

Questo significa che i frammenti si fermano all'interno del bersaglio ed è quindi difficile riuscire a rivelarli con un rivelatore esterno, seppur posizionato vicinissimo al target stesso. Per questo motivo, viene utilizzata la tecnica della cinematica inversa, sfruttando la simmetria spaziale del sistema. La sezione d'urto, infatti, è un invariante relativistico rispetto al cambio di sistema di riferimento. Questo comporta che il fenomeno fisico conduca agli stessi risultati sia nel caso in cui si consideri che il fascio sia accelerato contro il bersaglio, cioè *proiettile* \rightarrow *bersaglio*, sia nel caso opposto, ovvero il bersaglio lanciato contro il fascio, *proiettile* \leftarrow *bersaglio*. Per questo motivo, al posto di utilizzare un fascio di protoni contro un target di ioni come ^{12}C o ^{16}O , viene accelerato un fascio di ioni contro un bersaglio di H . Tuttavia, la probabilità di interazione con un target di soli atomi di idrogeno è molto bassa, perciò come target si utilizzano due lamine affiancate, costituite rispettivamente di carbonio (C) e di polietilene (C_2H_4). È possibile ottenere la sezione d'urto differenziale relativa ad un bersaglio di idrogeno per differenza:

$$\frac{d\sigma_{frag}(H)}{dE_{cin}} = \frac{1}{4} \left[\frac{d\sigma_{frag}(C_2H_4)}{dE_{cin}} - 2 \frac{d\sigma_{frag}(C)}{dE_{cin}} \right] \quad (2.1.1)$$

dove $\frac{d\sigma_{frag}(H)}{dE_{cin}}$, $\frac{d\sigma_{frag}(C_2H_4)}{dE_{cin}}$, $\frac{d\sigma_{frag}(C)}{dE_{cin}}$ rappresentano rispettivamente la sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica del frammento in esame relativa ad un target di idrogeno, polietilene e carbonio. In seguito alle misure ottenute viene applicato un *boost*

inverso, in modo tale tornare nel sistema di riferimento reale in cui il proiettile è un protone.

Da simulazioni Monte Carlo si è visto che la distribuzione angolare dei frammenti varia a seconda della propria carica (si veda Fig. 2.2). I frammenti più pesanti, cioè $Z > 2$, hanno un angolo massimo di diffusione di circa 10° . Invece, i frammenti più leggeri sono emessi su tutto l'angolo solido. Per questo motivo si è deciso di utilizzare due apparati di rivelazione diversi: uno con un angolo di semiapertura di circa 10° per i frammenti pesanti ed uno con una semiapertura di circa 70° per quelli più leggeri. Nei prossimi paragrafi verranno introdotti e discussi entrambi i setup sperimentali.

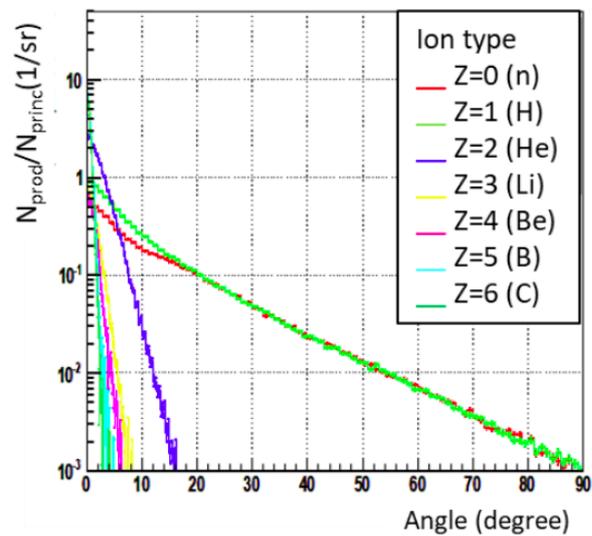


Figura 2.2: Distribuzione angolare dei frammenti secondari al variare di Z per un fascio di carbonio a 200 MeV su target di atomi di carbonio [38].

2.2 Apparato sperimentale per frammenti pesanti

Lo spessore del bersaglio è di circa 2 mm, in modo tale da attenuare fenomeni di frammentazione secondaria che potrebbero modificare i risultati dell'esperimento. Da quest'ultimi è possibile ottenere dati sulle grandezze desiderate, come la traiettoria, il tempo di volo (TOF), l'energia cinetica (E_{cin}), l'impulso (\vec{p}) e lo stopping power ($\frac{dE}{dx}$) dei frammenti. L'apparato sperimentale per frammenti pesanti è mostrato schematicamente in Fig. 2.3. L'apparato si divide in tre regioni. La prima parte è quella precedente e contenente il bersaglio, la parte centrale è costituita dal tracciatore per la misura della traiettoria e dei momenti e, infine, la zona finale in cui si misura l'energia depositata ed E_{cin} dei frammenti.

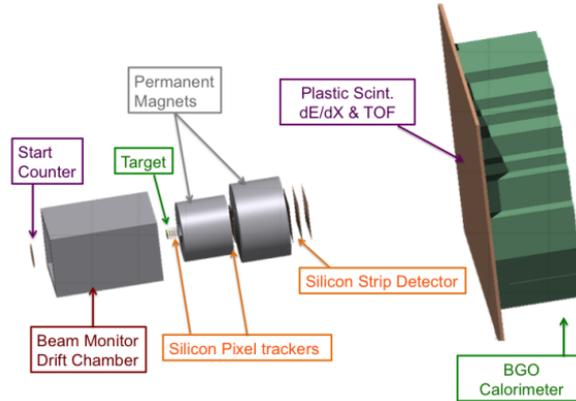


Figura 2.3: Schema dell'apparato sperimentale di FOOT per i frammenti più pesanti.

2.2.1 Regione precedente al bersaglio

Nella regione che precede il bersaglio, il fascio attraversa lo Start Counter (SC). Quest'ultimo rivela e registra l'informazione relativa all'istante in cui avviene il passaggio del fascio, necessaria per il calcolo del TOF. Successivamente, il fascio entra in una *Drift Chamber* (DC), cioè una camera a deriva, in cui si misurano la sua posizione e direzione; dopodiché il fascio giunge al bersaglio.

Lo SC è costituito da un foglio scintillatore plastico a disco EJ228 di raggio pari a 26 mm e di spessore $250 \mu\text{m}$, disposto a 20-30 cm prima del bersaglio (si veda Fig. 2.4). I parametri spaziali sono stati determinati in modo tale da minimizzare eventuali processi di frammentazione nella regione precedente al bersaglio (meno del 5% rispetto a quelli sul bersaglio). Il fascio attraversando lo SC, interagisce con il materiale dello scintillatore generando emissione di luce. I fotoni prodotti vengono trasportati da quattro fasci da quaranta fibre ottiche a tubi fotomoltiplicatori PMT Hamamatsu H10721-210. Quest'ultimi trasformano le informazioni luminose in segnali elettrici con efficienza quantica del 40%. L'efficienza quantica viene definita come la percentuale di energia incidente che riesce ad essere assorbita dal sensore di acquisizione. Analisi sperimentali hanno mostrato un'efficienza pari circa all'unità e una risoluzione temporale di 100 ps [39]. Con efficienza si intende la probabilità che il rivelatore riesca a registrare una radiazione che vi incide. Al giorno d'oggi, è stato realizzato un nuovo SC con l'utilizzo di Silicon Photomultiplier, garantendo una maggiore precisione e risoluzione temporale (circa 65 ps).

Il Beam Monitor (BM) è una camera di ionizzazione a deriva formata da 12 strati di fili anodici. Ogni filo è a sua volta composto da tre celle a deriva, che hanno dimensioni rettangolari di $16 \times 10 \text{ mm}^2$. Il lato lungo delle celle a deriva è posto ortogonalmente al fascio e sono posizionate sfalsate tra loro di mezza cella, così da risolvere eventuali problemi di ambiguità spaziale. L'attraversamento del fascio nella camera, interagendo con il gas presente, porta alla generazione di ioni positivi ed elettroni. Questi si avvicina-

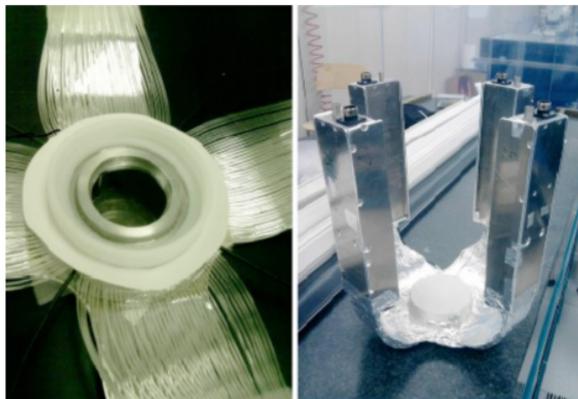


Figura 2.4: Disco scintillatore dello SC collegato a quattro fasci di quaranta fibre a sinistra. A destra, le fibre ottiche sono raggruppate in diversi bracci.

nano al filo anodico più vicino e generano un impulso positivo. Nei fili anodici adiacenti a quello interessato, invece, vengono generati impulsi negativi. I segnali vengono così raccolti ed analizzati da un codice di ricostruzione per la determinazione della direzione del fascio. L'efficienza per il BM è stata misurata circa pari all'unità per fasci di ioni protonici indipendentemente dall'energia del fascio [40]. Inoltre, è stato stimato che il migliore valore per la risoluzione spaziale intrinseca del BM, ovvero la precisione con la quale viene localizzato il passaggio della particella del fascio nello spazio, sia nel range 60 - 100 μm . Infine, il BM ha un tempo di letteratura dell'ordine del μs , così da non mischiare tracce appartenenti ad eventi diversi.

Dopo il BM si trova il bersaglio, che è costituito da due targhette consecutive di C e C_2H_4 di spessore 2 mm.

2.2.2 Regione di tracciamento

La zona di tracciamento dei frammenti è costituita da uno spettrometro magnetico, formato da due magneti permanenti e tre rivelatori al silicio. In generale, uno spettrometro magnetico è uno strumento dotato di un magnete che produce un campo magnetico \vec{B} e di rivelatori che misurano la traiettoria della particella carica mentre lo attraversa. Lo scopo del sistema di tracciamento è quello di ricostruire la traiettoria e misurare il valore di \vec{p} dei frammenti.

Il primo rivelatore successivo al bersaglio è il Vertex Tracker (VT), il quale è costituito da quattro strati di sensori. Questi ultimi usano un chip M28 della famiglia CMOS Monolithic Active Pixel Sensor (MAPS), di dimensioni 20.22 mm x 22.71 mm², come elemento sensibile. Ogni sensore è formato da una matrice quadrata di 928 x 960 pixel di lato 20.7 μm , nella quale ogni singolo pixel dispone di un proprio amplificatore e

circuito di misura di corrente o voltaggio. Lo spessore dei sensori è ridotto, circa $50 \mu\text{m}$, in modo tale da minimizzare eventuali fenomeni di scattering multiplo e la disposizione del rivelatore garantisce una copertura angolare di 40° dei frammenti prodotti. Infine, i quattro strati di sensori sono separati tra di loro da 10 mm. La struttura del VT si ispira a quella già utilizzata nel precedente esperimento FIRST [41] (si veda Fig. 2.5). Il



Figura 2.5: VT utilizzato per l'esperimento FIRST.

VT è posizionato all'ingresso dello spettrometro magnetico. Lo spettrometro magnetico sfrutta le proprietà del campo magnetico per deflettere le particelle cariche del fascio per mezzo alla forza di Lorentz:

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.2.1)$$

dove q e \vec{v} sono rispettivamente la carica e la velocità della particella. Eguagliando questa forza a quella centripeta si può ottenere il raggio di curvatura della traiettoria. Infatti, la forza centripeta vale:

$$\vec{F} = \frac{mv^2}{r} \hat{r} \quad (2.2.2)$$

dove r è il raggio di curvatura della traiettoria, che si può ottenere in funzione del campo magnetico:

$$r = \frac{mv}{q|\vec{B}|} \quad (2.2.3)$$

dove $|\vec{B}|$ è il modulo del campo magnetico. Il raggio di curvatura è costante in quanto il modulo del campo magnetico è fissato, la massa e la carica della particella sono costanti e, infine, il modulo della velocità è costante, perché dipende da una forza centripeta (la forza di Lorentz non fa lavoro). Dall'Eq. 2.2.3 si può ricavare il modulo di \vec{p} .

$$|\vec{p}| = m|\vec{v}| = qr|\vec{B}| \quad (2.2.4)$$

L'angolo di deflessione θ può essere approssimato in questo modo:

$$\theta = \frac{L}{r} = L \frac{q|\vec{B}|}{|\vec{p}|} \quad (2.2.5)$$

dove L rappresenta l'estensione della regione di campo magnetico attraversata (si veda Fig. 2.6). Questa approssimazione è possibile in quanto $r \gg L$ e quindi si può approssimare $\sin \theta \approx \theta$.

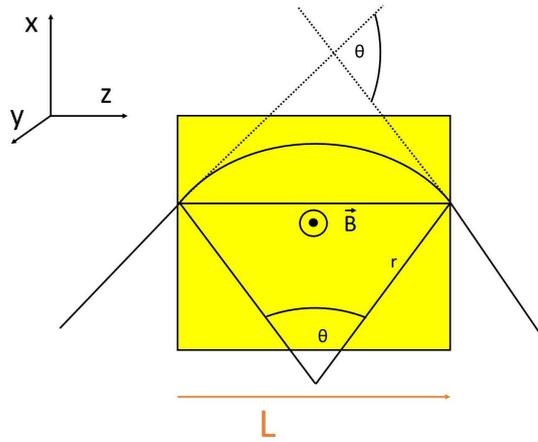


Figura 2.6: Traiettoria di una particella carica positivamente deflessa di un angolo θ all'interno di una regione di spazio di lunghezza L , caratterizzata da un campo magnetico \vec{B} .

Dall'Eq. 2.2.5 si può ricavare la risoluzione sulla misura di \vec{p} :

$$\frac{d|\vec{p}|}{|\vec{p}|} = \frac{d\theta}{\theta} \quad (2.2.6)$$

Per determinare l'angolo di deflessione θ sono necessari quattro punti: due prima e due dopo ai magneti. Il materiale e la geometria dello spettrometro magnetico sono stati determinati tenendo in considerazione la portabilità del sistema e la risoluzione del valore di \vec{p} . Quest'ultima è vincolata dalla capacità di risoluzione dei frammenti, cioè dalla risoluzione della misura del numero di massa atomica A dei frammenti, e della ricostruzione del LET in cinematica inversa. La configurazione dei magneti permanenti utilizzati nell'esperimento FOOT è di tipo di Halbach a geometria cilindrica (si veda Fig. 2.7). A loro volta, i magneti sono costituiti da dodici segmenti orientati e sagomati secondo la configurazione di Halbach. Il campo magnetico risulta uniforme all'interno della cavità e nullo all'esterno. Da diverse simulazioni 2D (con il codice Pandira, sviluppato dai laboratori di Los Alamos) e 3D (con il codice OPERA versione 16R1) risulta

che con un'apertura interna di 9 cm ed uno spessore di 4.5 cm, si determina un campo magnetico di 0.6 T lungo l'asse del magnete [42]. Questo valore può essere incrementato a 0.9 T con uno spessore del magnete di 11 cm. I materiali utilizzati per i magneti sono Sm-Co (Samarico-Cobalto), che risulta essere robusto e poco sensibile alla radiazione.

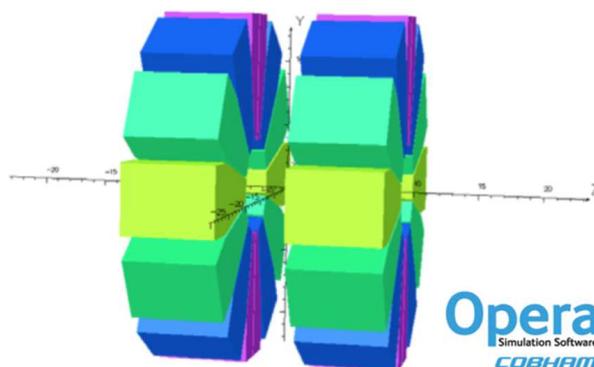


Figura 2.7: Rappresentazione effettuata con il software OPERA di due magneti Sm-Co in configurazione Halbach.

Tra i due magneti permanenti si trova l'*Inner Tracker* (IT), formato da due piani di sensori di pixel di silicio. In questa regione il campo magnetico ha un valore di circa 0.6 T, ma non incide in maniera importante sul corretto funzionamento dei sensori [43]. La configurazione del rivelatore si compone di due piani suddivisi in due strutture ciascuno. Ogni struttura, a sua volta, è costituita da due moduli di quattro sensori Mimosas28 di dimensioni $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e di spessore $50 \mu\text{m}$ posizionati uno di fronte all'altro e separati da 2 mm di una lastra di SiC (si veda Fig. 2.8). I sensori sono posti su diversi strati di una pellicola di poliammide (Kapton) di lato circa $100 \mu\text{m}$ e nella zona inferiore c'è spazio per una fila di connettori metallici. Per ridurre al minimo la presenza di zone morte, ovvero aree in cui non è possibile la misurazione, lo spazio tra due sensori consecutivi è di circa $30 \mu\text{m}$ e i piani sono tra di loro sfalsati di circa $100 \mu\text{m}$. Le performance del rivelatore sono confrontabili con quelle del VT, ma leggermente peggiori, in quanto l'area coperta è maggiore e ci sono solo due strati di sensori anziché quattro.

L'ultimo rivelatore della regione di tracciamento è il *Microstrip Silicon Detector* (MSD), che si trova a valle del secondo magnete. Questo rivelatore è formato da uno strato di silicio di tipo n su cui sono impiantate strip di tipo p^+ su un lato ed un elettrodo di tipo n^+ sull'altro lato, formando così una giunzione p-n con elettrodo segmentato (si veda Fig. 2.9). Il passaggio di una particella carica genera coppie elettroni-lacuna che vengono raccolte dagli elettrodi. Viene così a formarsi una corrente indotta dal moto di deriva che crea il segnale. Quest'ultimo viene amplificato attraverso il meccanismo interno della *Low Gain Avalanche Diode* (LGAD) con un guadagno di ≈ 10 [44]. Questo meccanismo permette di ottenere un miglior rapporto segnale-rumore (S/N) e una misu-

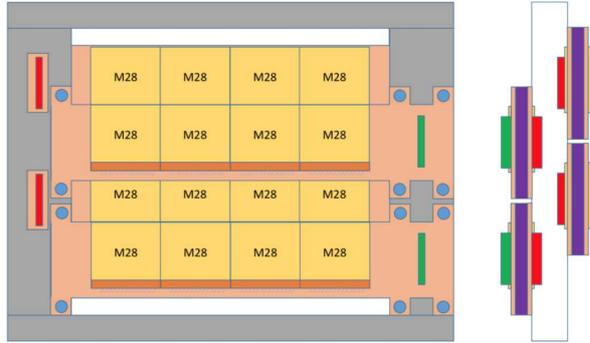


Figura 2.8: Schematizzazione della struttura dell'IT. I due strati di sensori sono formati ciascuno da due moduli, a loro volta costituiti da quattro sensori al silicio M28 fissati su strati di fogli di Kapton.

ra maggiormente corretta dell'energia rilasciata dai frammenti dE/dx , così da garantire una migliore identificazione dei frammenti. Inoltre, dal segnale che viene generato, si è in grado di ricostruire la traiettoria dei frammenti all'interno del rivelatore. Il rivelatore ha un'estensione di $9 \times 9 \text{ cm}^2$, necessaria per coprire un'apertura angolare di 10° , ed è costituito da tre piani di silicio, ciascuno di spessore $150 \mu\text{m}$, separati tra loro da una distanza di 2 cm . Ogni piano a sua volta è formato da due strati di silicio di spessore $70 \mu\text{m}$, incollati tra loro per mezzo di un foglio biadesivo di Kapton di spessore $30 \mu\text{m}$. Le strips hanno una lunghezza di 9 cm e distano tra loro $125 \mu\text{m}$, assicurando una risoluzione sulla posizione di $35 \mu\text{m}$.

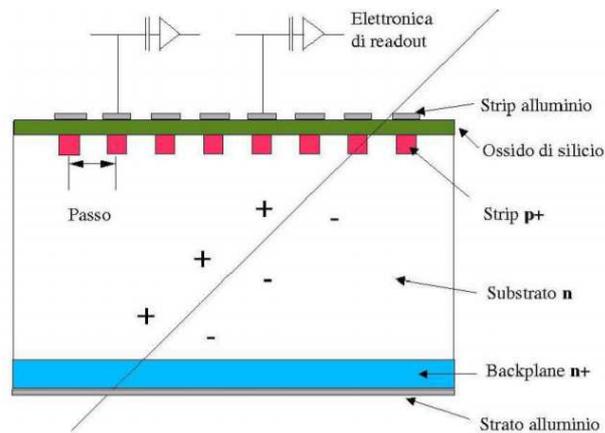


Figura 2.9: Rappresentazione grafico del funzionamento di un MSD.

2.2.3 Regione finale

La regione finale è costituita da due strati sottili di scintillatori plastici (TOF-Wall), che hanno come obiettivo quello di misurare il TOF e il valore di $\frac{dE}{dx}$ dei frammenti. Successivamente si trova un calorimetro formato da cristalli di scintillatore, con lo scopo di misurare il valore di E_{cin} dei frammenti, che si arrestano all'interno del rivelatore.

Il TOF-Wall è costituito da due strati ortogonali di venti barre di scintillatori plastici, ciascuno di lunghezza 40 cm, larghezza 2 cm e spessore 3 mm, per un'estensione totale di 40x40 cm² (si veda Fig. 2.10). Lo spessore è ridotto in modo tale da minimizzare eventuali processi di frammentazione all'interno del rivelatore. D'altra parte, uno spessore maggiore avrebbe garantito un incremento della risoluzione del TOF e una migliore misura di $\frac{dE}{dx}$, in quanto ci sarebbe stato un numero maggiore di eventi di ionizzazione, che avrebbe portato ad un segnale elettronico migliore. Il funzionamento del rivelatore, infatti, è il seguente: le particelle cariche, attraversando il detector, eccitano gli atomi di quest'ultimo, che successivamente si diseccitano rilasciando energia attraverso l'emissione di luce. Ciascuna barra del rivelatore è avvolta in un foglio di alluminio, che guida i fotoni verso i *Silicon Photo Multipliers* (fotorivelatori SiPMs). Ogni fotorivelatore è caratterizzato da un'efficienza quantica pari al 43%.

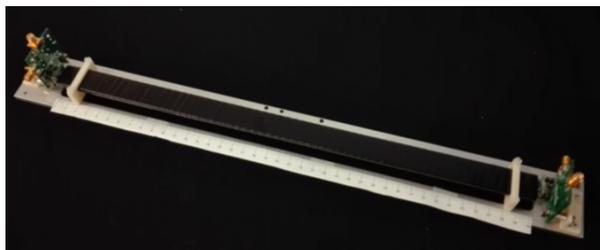


Figura 2.10: Prototipo di una singola barra di materiale scintillatore del rivelatore.

L'ultimo rivelatore del setup sperimentale per frammenti pesanti è il calorimetro. Questo rivelatore è costituito da 350 cristalli BGO ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_3)_4$, germanato di bismuto), ciascuno di area trasversa di 2x2 cm² e lunghezza 24 cm. I cristalli si estendono per una superficie circolare di raggio di 20 cm, così da riuscire a coprire un'apertura angolare di 10° ad 1 m di distanza dal bersaglio (si veda Fig. 2.11). Il calorimetro è caratterizzato da un'elevata densità atomica ed un elevato numero atomico, che comporta un importante valore di $\frac{dE}{dx}$. Per questo motivo, il calorimetro è posto come ultimo rivelatore, in quanto i frammenti si arrestano al suo interno, depositando totalmente la loro energia. Il segnale elettronico indotto è proporzionale alla quantità di energia depositata nel rivelatore. Gli eventuali neutroni prodotti all'interno del calorimetro possono fuoriuscire dal rivelatore senza interagire nuovamente. Se questo succede, la loro energia viene persa e, come conseguenza, questo fenomeno porta ad una sottostima dell'energia dei frammenti. D'altra parte, una frazione di frammenti va incontro ad un ulteriore processo di frammentazio-

ne e, per mezzo del tracciamento spaziale e temporale dei frammenti secondari lungo il loro percorso, è possibile recuperare il loro contributo energetico, così da ridurre la sottostima.

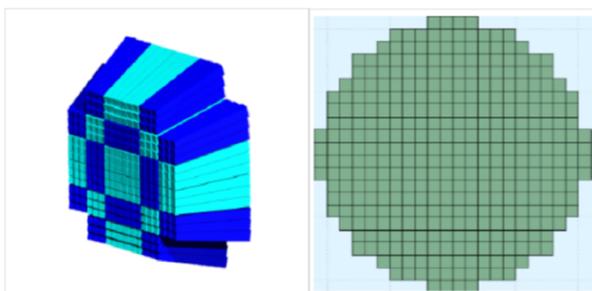


Figura 2.11: Rappresentazione 3D del calorimetro e vista frontale.

2.3 Apparato sperimentale per frammenti leggeri

L'apparato sperimentale per i frammenti più leggeri, ovvero quelli con $Z \leq 3$, è formato da una zona precedente al bersaglio identica a quella descritta nel paragrafo 2.2.1 e consta di SC e BM. Successivamente si trova uno spettrometro ad emulsione, che cattura i frammenti caratterizzati da un angolo di deflessione maggiore di 70° rispetto alla direzione del fascio principale (si veda Fig. 2.12). Lo spettrometro è realizzato in modo tale da contenere sia il bersaglio che i vari rivelatori ed è formato da una serie di strati di pellicole ad emulsione nucleare che, quando attraversate dai frammenti, registrano il loro passaggio [45]. Per questo motivo lo spettrometro non ha bisogno né di alimentazione, né di lettura elettronica. Viene utilizzata una camera ad emulsione invece che un calorimetro, perché per la rivelazione di frammenti che hanno una distribuzione angolare maggiore di 70° sarebbe necessario un calorimetro di diversi metri di lunghezza, poco pratico sia a livello di costi che di portabilità.

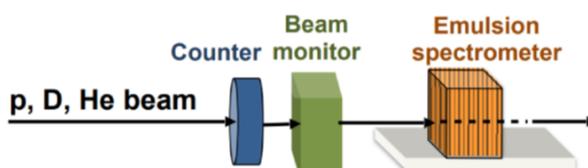


Figura 2.12: Schematizzazione dell'apparato per frammenti leggeri

In FOOT la pellicola ad emulsione è formata da una base di plastica di spessore $200 \mu\text{m}$, compresa fra due strati sensibili di gel di spessore $50 \mu\text{m}$, contenente cristalli di AgBr di $0.2 \mu\text{m}$ di diametro. I frammenti attraversando lo spettrometro possono interagire con le

pellicole ad emulsione nucleare e, se questo succede, si liberano coppie di elettrone-lacuna nei cristalli di AgBr. Gli elettroni così liberati, sono intrappolati all'interno del reticolo cristallino in punti denominati *centri di immagine latente*, nei quali vengono attirati gli ioni Ag^+ , che acquisendo gli elettroni formano atomi neutri di argento Ag. Per mezzo del processo chimico di *sviluppo*, altri elettroni sono inviati alla pellicola e, nei pressi dei centri di immagine latente, altri ioni di argento acquisiscono un elettrone, così da portare alla formazione di "grani" di atomi di argento di raggio circa $0.6 \mu\text{m}$. Ogni emulsione viene scansionata da un sistema automatico e, successivamente, un software ha il compito di elaborare le immagini acquisite con l'obiettivo di riconoscere i gruppi di atomi di argento che si sono formati. La traccia è ricostruita grazie alla successione in diverse immagini di granuli allineati tra loro.

La struttura è divisa in tre zone (si veda Fig. 2.13). La prima regione di spessore

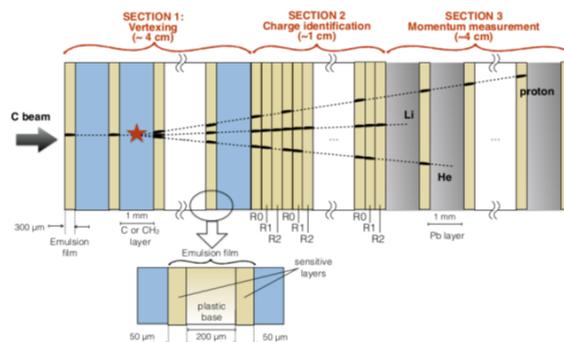


Figura 2.13: Schematizzazione della struttura dello spettrometro ad emulsione di FOOT.

circa di 4 cm, è formata da tre strati di bersaglio (C o C_2H_4) spessi 1 mm alternati ciascuno da lastre di $300 \mu\text{m}$. Queste ultime sono formate da una base plastica ricoperta da due pellicole di cristalli di AgBr ad emulsione nucleare, i quali sono immersi in una gelatina organica. Il fascio incidente interagendo con le celle organiche produce frammenti secondari. I successivi strati di emulsione ricostruiscono il punto di collisione e le traiettorie con una risoluzione dell'ordine del micrometro. La lunghezza di 30 mm è tale per cui almeno il 20% delle particelle incidenti colpiscono le celle di carbonio [46]. La seconda regione di spessore circa di 1 cm, è formata da celle elementari contenenti tre pellicole ad emulsione, necessarie per l'identificazione della carica dei frammenti prodotti. Applicando diverse tecniche per il trattamento delle pellicole si possono ottenere particolari condizioni di temperatura e umidità (*refreshing*), massimizzando le prestazioni di emulsione. Dai processi di reazione tra i frammenti carichi e le pellicole ad emulsione si riesce a determinare la carica dei frammenti [47]. La terza ed ultima regione ha spessore di circa 4 cm ed è composta da tre strati di piombo di spessore 1 mm alternati a strati di emulsione per la misura di \vec{p} . Per la misura di quest'ultimo viene misurato il range del

frammento (si veda paragrafo 1.1.2), ovvero la distanza percorsa dal frammento prima di arrestarsi, dalla quale si riesce a risalire al valore della E_{cin} della particella.

Capitolo 3

Analisi per la rivelazione di neutroni

In questo capitolo verrà spiegata l'analisi statistica che è stata svolta come lavoro di tesi. I dati analizzati sono stati generati per mezzo del codice Monte Carlo FLUKA e descrivono l'interazione tra un fascio di ^{16}O di energia 200 MeV/u con una target di C_2H_4 di spessore 5 mm. In totale il numero di ioni ^{16}O che interagiscono con la targhetta, è 279984. Il lavoro di analisi di questa tesi si pone l'obiettivo di studiare la possibilità di rivelare i neutroni prodotti durante l'esperimento FOOT con l'attuale setup sperimentale per frammenti pesanti, dal momento che quest'ultimo è stato teoricamente progettato per la rivelazione dei soli frammenti carichi. Lo studio vuole anche indagare l'eventuale necessità di aggiungere ulteriori detector per la rivelazione dei neutroni. Nei prossimi paragrafi verrà brevemente spiegato il metodo di identificazione dei neutroni e quello di ricostruzione della loro energia. Successivamente verrà descritta l'analisi svolta per l'identificazione dei migliori parametri da utilizzare per la rivelazione dei neutroni con l'attuale setup sperimentale.

3.1 Identificazione dei neutroni e ricostruzione energia

Per la ricostruzione dei neutroni si è utilizzato il metodo dell'anti-coincidenza. L'apparato sperimentale di FOOT è costituito nella parte finale da due rivelatori fondamentali per il nostro scopo: il TOF-Wall e il calorimetro. Quando un frammento carico arriva sui rivelatori, produce ionizzazione e rilascia un segnale in entrambi i detector. Le particelle neutre che attraversano i due rivelatori, rilasciano invece un segnale solamente nel calorimetro, in quanto lo spessore del TOF-Wall è tale da minimizzare la probabilità di interazione tra il detector e le particelle. Per determinare se un frammento rilascia un segnale o meno all'interno di un rivelatore sono stati utilizzati i valori di energia depositata nei due detector. Se un frammento deposita all'interno dei rivelatori un'energia maggiore rispetto ad un valore di soglia prestabilito in essi verrà prodotto un segnale.

Quello che ci si aspetta, quindi, è che i frammenti neutri (fotoni e neutroni) depositino poca energia nel TOF-Wall, così da non avere la formazione di un segnale, mentre ne depositino a sufficienza nel calorimetro per ottenere un segnale in quest'ultimo. I fotoni possono essere poi eliminati applicando un'ulteriore soglia (10 MeV) relativa all'energia depositata nel calorimetro. È necessario anche minimizzare i neutroni identificati come provenienti dal target, ma in realtà formati nel calorimetro. Questo problema verrà ampiamente affrontato e trattato nei prossimi paragrafi.

Per quanto riguarda la ricostruzione dell'energia si utilizzano le misure del TOF dei frammenti e della distanza media percorsa (L). Vale così la seguente equazione:

$$\gamma = \frac{cTOF}{\sqrt{c^2TOF^2 - L^2}} \quad (3.1.1)$$

dove c è la velocità della luce. Dall'Eq. 3.1.1 è possibile determinare l'energia cinetica dei frammenti:

$$E_{cin} = mc^2(1 - \gamma) \quad (3.1.2)$$

dove m è la massa del frammento e c è la velocità della luce. È così possibile ricavare l'errore relativo $\frac{\Delta E}{E}$ che si compie nella ricostruzione dell'energia:

$$\frac{\Delta E}{E} = (\gamma + 1)\gamma \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (3.1.3)$$

dove ΔL è l'incertezza sulla distanza di volo L , mentre Δt è l'incertezza sulla misura del TOF (t). Per quanto riguarda il valore di L è stato calcolata la distanza media percorsa dai neutroni provenienti dal target nel calorimetro. In Fig. 3.1 viene riportata la distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro e provenienti dal target in funzione della distanza percorsa. Da questa distribuzione si evince che la distanza media percorsa dai neutroni prodotti nel target per raggiungere il calorimetro vale $L = (111.8 \pm 6.3)$ cm. Il calcolo del TOF per ogni frammento è stato effettuato sommando cumulativamente il TOF dei frammenti genitori in maniera iterativa. Il Δt , cioè l'incertezza sulla misura del TOF, dipende dalla risoluzione temporale dei cristalli del calorimetro. Quest'ultima, però, non è nota con precisione (viene stimata ≈ 1 ns). Per ulteriori dettagli riguardo i metodi di identificazione dei neutroni e di ricostruzione dell'energia cinetica, si veda [48].

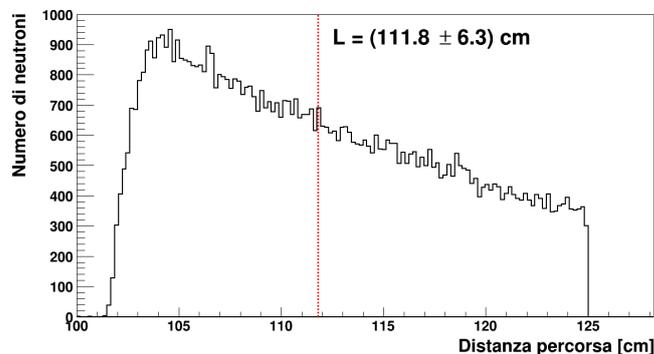


Figura 3.1: Distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro provenienti dalla targhetta in funzione della distanza percorsa.

3.2 Identificazione e minimizzazione del rumore

Nell'esperimento FOOT i neutroni vengono in maggior parte prodotti nella targhetta, nei magneti oppure nel calorimetro. I neutroni che non provengono dal target sono considerati come rumore ed è necessario minimizzare il loro contributo. In Tab. 3.2.1 sono riportati i valori relativi al numero di neutroni nati nelle varie regioni, anche in termini percentuali rispetto al numero di neutroni totali generati all'interno dell'esperimento.

Zona di nascita	Numero di neutroni nati	Percentuale
Target	635231	13.8%
Magneti	1310930	28.5%
Calorimetro	2495272	54.3%

Tabella 3.2.1: Numero di neutroni in funzione della regione di nascita. Le percentuali sono calcolate rispetto al numero totale di neutroni prodotti (4593727).

In Fig. 3.2 si può vedere graficamente il punto di nascita dei neutroni sul piano X-Z (dove il fascio iniziale di ^{16}O viene preso lungo l'asse Z). In Fig. 3.3 viene invece mostrato, attraverso un grafico 2D, il punto di interazione dei neutroni sul piano X-Z. Si può notare come nel calorimetro ci sia una zona costituita da un'importante densità di punti di interazioni dei neutroni. Inoltre, in Tab. 3.2.2 vengono mostrati il numero di neutroni che interagiscono nel calorimetro in funzione della regione di nascita. Dalla Tab. 3.2.2 si vede come il contributo portato dai neutroni provenienti dai magneti non sia importante. Infatti, il numero di neutroni provenienti dai magneti ed interagenti nel calorimetro è circa sette volte inferiore rispetto a quello dei neutroni provenienti dal target. Tuttavia, il numero di neutroni prodotti nel calorimetro che interagiscono in quest'ultimo è circa otto volte il numero di neutroni prodotti in targhetta che interagiscono nel calorimetro.

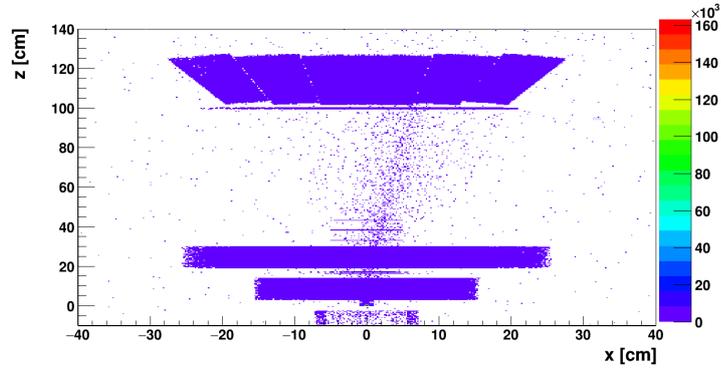


Figura 3.2: Grafico 2D che mostra il punto di nascita dei neutroni sul piano X-Z. In questo grafico si riescono a riconoscere tutti i rivelatori e gli elementi che costituiscono il setup sperimentale di FOOT. L'esperimento è visualizzato da un punto di vista rialzato.

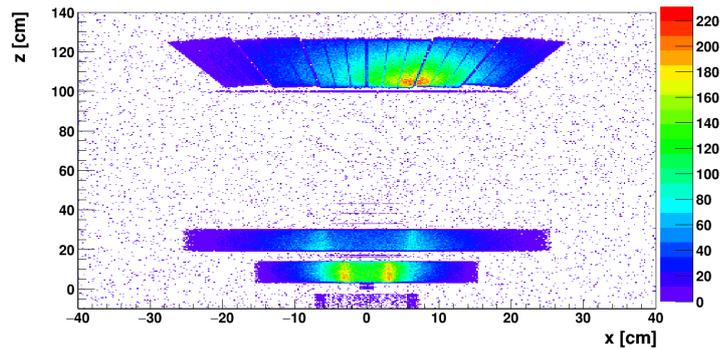


Figura 3.3: Grafico 2D che mostra il punto di interazione dei neutroni sul piano X-Z. Si riescono a riconoscere tutti gli elementi che costituiscono l'apparato sperimentale di FOOT. Si noti come sui magneti e sul calorimetro ci siano regioni dense di punti di interazione per i neutroni. L'esperimento è visualizzato da un punto di vista rialzato.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	74177	11.1%
Magneti	10589	1.6%
Calorimetro	562893	84.0%

Tabella 3.2.2: Numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione della regione di nascita. Le percentuali sono calcolate rispetto al numero totale di neutroni interagenti (669788).

È necessario, dunque, uno studio maggiormente approfondito dei neutroni che nascono all'interno del calorimetro, che rappresentano quasi la totalità del rumore. In Fig. 3.4 sono riportati graficamente le distribuzioni dei neutroni previsti da simulazione Monte Carlo come descritto a pagina 43 in funzione dell'energia cinetica in scala semi-logaritmica. È evidente che i neutroni provenienti dal bersaglio abbiano in media un'energia cinetica maggiore rispetto a quelli nati nel calorimetro o provenienti dai magneti. La stessa conclusione è evidente anche dai dati numerici in Tab. 3.2.3, dove sono riportati i valori medi dell'energia cinetica dei neutroni provenienti da diverse regioni del setup sperimentale.

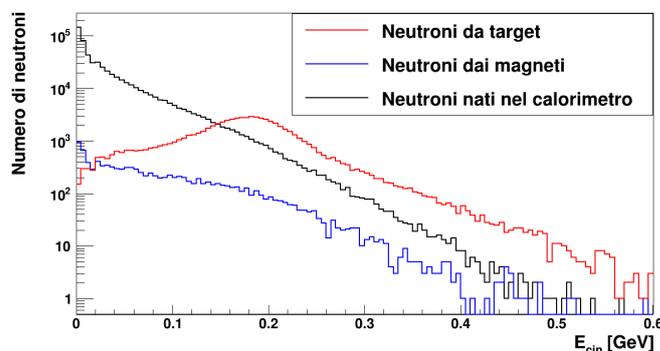


Figura 3.4: Distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione della loro energia cinetica.

E_{cin} neutroni provenienti dal bersaglio	(0.17 ± 0.07) GeV
E_{cin} neutroni provenienti dai magneti	(0.08 ± 0.08) GeV
E_{cin} neutroni nati nel calorimetro	(0.04 ± 0.04) GeV

Tabella 3.2.3: Energia cinetica media dei neutroni.

Da questi risultati si evince che i neutroni provenienti dal target hanno un'energia cinetica superiore rispetto a tutti gli altri. Da ciò, si può pensare di considerare un valore di energia di soglia (E_{thr}) che limiti il contributo dato dai neutroni che nascono all'interno del calorimetro. Nei prossimi paragrafi verrà spiegato nel dettaglio l'utilizzo delle soglie energetiche ed i relativi risultati ottenuti.

È possibile inoltre studiare il punto di interazione dei neutroni che nascono all'interno del calorimetro. Nelle Fig. 3.5a e 3.5b viene rappresentato il punto di interazione dei neutroni che nascono in una regione centrata nel centro del calorimetro (in un volume di $3 \times 3 \times 6$ cm³). I due grafici rappresentano rispettivamente il piano X-Z e X-Y. Da questi grafici si vede come la maggior parte dei neutroni che nascono all'interno del calorimetro interagiscono in una regione vicina al punto di nascita.

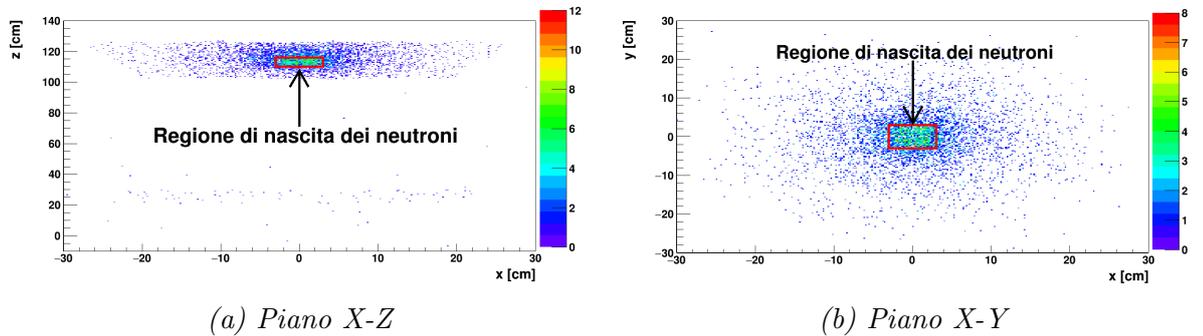


Figura 3.5: Punto di interazione per neutroni nati all'interno di un volumetto di dimensioni $3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$ centrato nel centro del calorimetro, corrispondente alla zona delimitata dal rettangolo rosso.

Da questi risultati si può notare come i neutroni che nascono all'interno del calorimetro percorrano in media una distanza molto breve prima di arrestarsi ed interagire. Questo risultato può essere valutato in maniera quantitativa andando a calcolare il libero cammino medio lungo il piano X-Y dei neutroni generati all'interno del calorimetro. In Fig. 3.6 è rappresentata la distribuzione del numero di neutroni nati all'interno del calorimetro in funzione della loro distanza percorsa nel piano X-Y. Alla curva può essere applicato un fit esponenziale e il libero cammino medio percorso dai neutroni nel piano X-Y si valuta come l'inverso della slope di tale funzione di fit. Nel caso in esame, il libero cammino medio vale circa 6 cm.

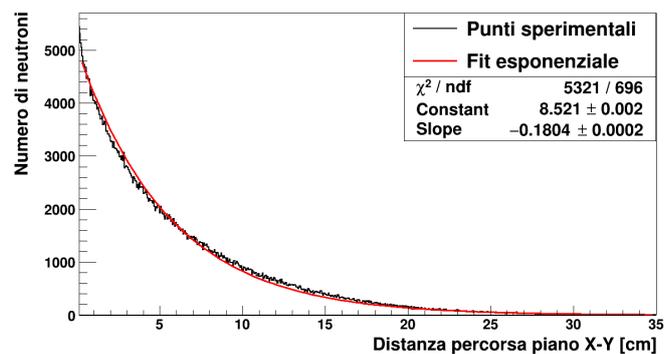
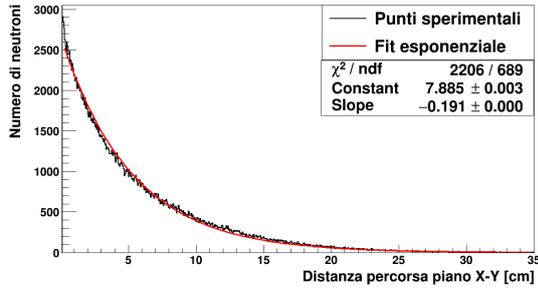


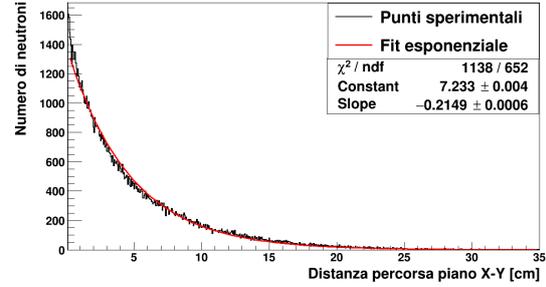
Figura 3.6: Distribuzione del numero di neutroni nati nel calorimetro in funzione della loro distanza percorsa nel piano X-Y.

È importante sottolineare come il valore del libero cammino medio appena calcolato vari di poco in funzione dell'energia depositata nel calorimetro. In Fig. 3.7 sono rappresentati il numero di neutroni in funzione della distanza percorsa dopo aver applicato una soglia

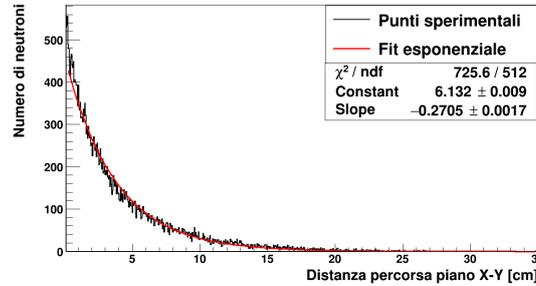
sull'energia depositata dai neutroni all'interno del calorimetro. In particolare, sono state scelte come E_{thr} : 10, 20 e 50 MeV. I risultati ottenuti mostrano un libero cammino medio che si attesta per tutti e tre i grafici ad un valore di circa 5 cm.



(a) $E_{thr} = 10 \text{ MeV}$



(b) $E_{thr} = 20 \text{ MeV}$



(c) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$

Figura 3.7: Distribuzione del numero di neutroni nati nel calorimetro in funzione della loro distanza percorsa nel piano X-Y. I tre grafici corrispondono ad un valore diverso della soglia di energia depositata nel calorimetro dai neutroni, come riportato in ciascuna didascalia.

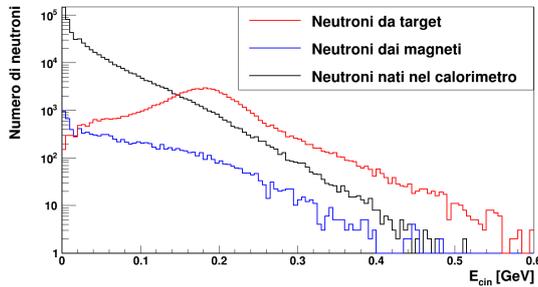
A partire da queste considerazioni, si può ipotizzare che un altro metodo per minimizzare il contributo dei neutroni nati nel calorimetro, sia quello di applicare delle zone di esclusione nell'intorno del punto d'interazione delle particelle cariche. Nel prossimo paragrafo verranno spiegati nel dettaglio i metodi utilizzati per eliminare il maggior rumore possibile e i migliori parametri ottenuti.

3.3 Identificazione dei parametri migliori

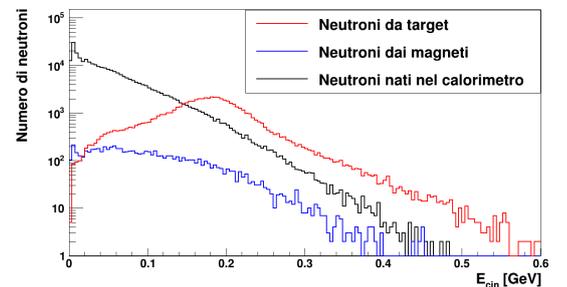
In questo paragrafo verranno discussi nel dettaglio i metodi con cui si è minimizzato il contributo del rumore: l'applicazione di soglie energetiche e le regioni di esclusione nel calorimetro. Verranno spiegate le analisi svolte variando di volta in volta i parametri in esame e si arriverà alla determinazione dei migliori valori per i parametri utilizzati.

3.3.1 Soglia energetica

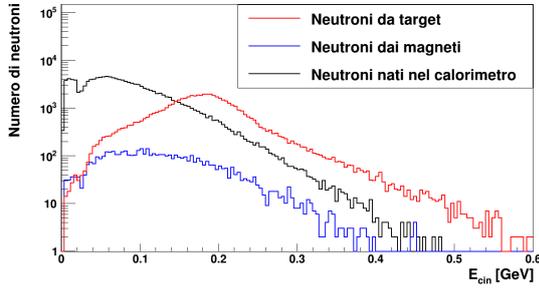
L'applicazione di una E_{thr} sull'energia dei neutroni, deriva dall'osservazione che i frammenti provenienti dalla targhetta sono maggiormente energetici di quelli generati in qualsiasi altro punto, come sottolineato nella sezione 3.2. Di conseguenza, i frammenti provenienti dalla targhetta depositano una maggiore quantità di energia nel calorimetro rispetto a tutti gli altri provenienti dalle altre regioni. L'energia depositata all'interno del rivelatore può essere misurata sperimentalmente e quindi la E_{thr} considerata è di fatto una soglia energetica applicata al valore dell'energia depositata nel calorimetro dai frammenti. In Fig. 3.8 sono rappresentati quattro grafici in scala semi-logaritmica che mostrano la distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione della loro energia cinetica facendo variare il valore di E_{thr} . Integrando le curve riportate in Fig. 3.8, è possibile stimare il numero di neutroni interagenti nel calorimetro al variare di E_{thr} per le diverse regioni di nascita. I relativi risultati sono riportati in Tab. 3.3.1. Questi risultati evidenziano un progressivo miglioramento nella riduzione del rumore all'aumentare del valore di E_{thr} . La soglia energetica migliore risulta, quindi, essere quella di $E_{thr} = 50$ MeV, in quanto corrisponde al miglior rapporto tra numero di neutroni provenienti dalla targhetta e numero di neutroni nati nel calorimetro, con un valore di poco maggiore dell'unità.



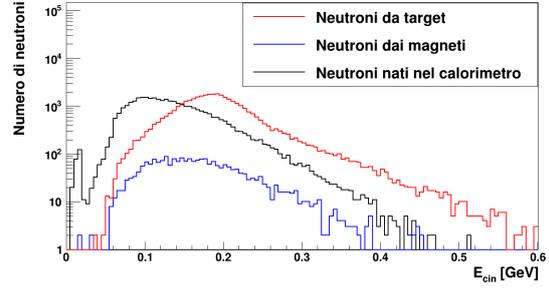
(a) $E_{thr} = 0$ MeV



(b) $E_{thr} = 10$ MeV



(c) $E_{thr} = 20 \text{ MeV}$



(d) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$

Figura 3.8: Distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione della loro energia cinetica.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	74177	11.1%
Magneti	10589	1.6%
Calorimetro	562893	84.0%

$E_{thr} = 0 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 669788.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	66153	18.0%
Magneti	7496	2.0%
Calorimetro	281392	76.4%

$E_{thr} = 10 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 368246.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	57334	28.5%
Magneti	5110	2.5%
Calorimetro	130635	65.0%

$E_{thr} = 20 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 201027.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	38281	48.4%
Magneti	2346	3.0%
Calorimetro	34996	44.2%

$$E_{thr} = 50 \text{ MeV}, \text{ numero totale di neutroni interagenti} = 79100.$$

Tabella 3.3.1: Numero di neutroni interagenti nel calorimetro al variare del valore di E_{thr} . Le percentuali sono calcolate rispetto al numero totale di neutroni interagenti.

L'applicazione di una soglia energetica, tuttavia, non è sufficiente per limitare il contributo del rumore. Questo è evidente in Fig. 3.9, dove è mostrata la distribuzione del numero di particelle identificate sperimentalmente come neutroni in funzione dell'energia cinetica ricostruita (E_{cin}^{ric}), secondo quanto descritto in sezione 3.1. Nella ricostruzione dell'energia è stato utilizzato il valore di $L = (111.8 \pm 6.3)$ cm, mentre i TOF dei frammenti sono stati calcolati considerando $\Delta t = 0$ s. Da questi risultati si può notare come la sola applicazione di una certa E_{thr} non sia sufficiente per minimizzare il contributo del rumore, in quanto le due curve presentano una differenza di almeno un ordine di grandezza. Per questo motivo, oltre all'applicazione di una soglia energetica E_{thr} , si può cercare di limitare il contributo del rumore applicando una regione cilindrica di esclusione all'interno del calorimetro, la cui circonferenza di base (di raggio R) è centrata nel punto d'interazione di una particella carica.

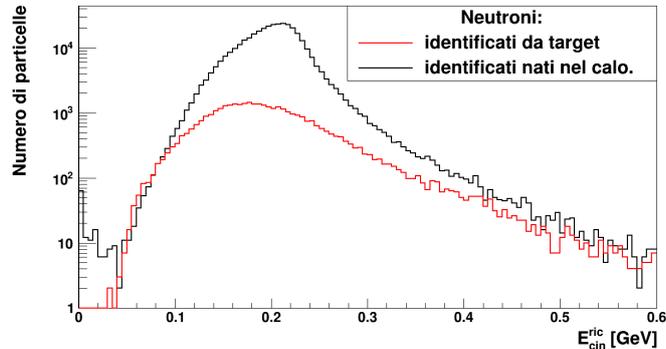


Figura 3.9: Distribuzione del numero di particelle identificate come neutroni in funzione dell'energia cinetica ricostruita. Il numero delle particelle identificate come neutroni nate nel calorimetro (curva nera) è circa dieci volte maggiore rispetto a quello delle particelle identificate come neutroni provenienti dal target (curva rossa).

3.3.2 Regione di esclusione

Il metodo consiste nell'esclusione di un volume a forma di cilindro attorno al punto d'impatto di una particella carica nel calorimetro. Il cilindro di esclusione è costruito con l'altezza parallela all'asse Z, ovvero alla direzione del fascio, in modo tale da avere la base circolare sul piano X-Y. Applicando un volume di esclusione intorno al punto d'impatto delle particelle cariche si possono limitare eventuali processi che portano alla formazione dei neutroni all'interno del calorimetro. Per effettuare queste analisi, si è studiata l'occupazione del calorimetro data dai frammenti carichi e dai neutroni, per determinare quantitativamente quanta area del rivelatore fosse da escludere evento per evento. Per ciascun evento, è stato valutato il numero di frammenti carichi e di neutroni che raggiungono il rivelatore. In Fig. 3.10 si possono vedere le due curve relative a neutroni e frammenti carichi sovrapposte. La curva nera rappresenta il numero di eventi in cui i frammenti carichi provenienti dall'esterno del calorimetro interagiscono in quest'ultimo. Mentre la curva rossa mostra il numero di eventi nei quali i neutroni, generati all'esterno del calorimetro, interagiscono al suo interno. Da Fig. 3.10 si possono stimare i valori medi relativi al numero di particelle cariche e neutroni provenienti dall'esterno del calorimetro e interagenti in quest'ultimo evento per evento. Questi risultati vengono mostrati in Tab. 3.3.2.

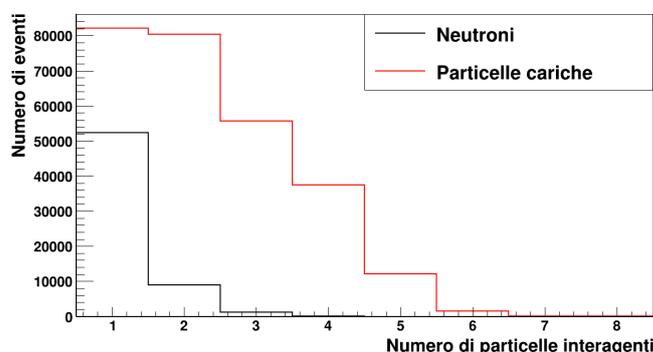
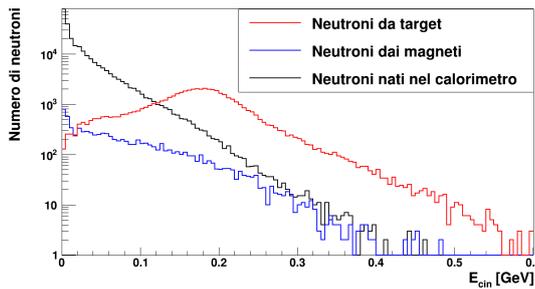


Figura 3.10: Distribuzione del numero di eventi in funzione del numero di particelle provenienti dall'esterno del calorimetro e interagenti in quest'ultimo. Si noti come si trovano un maggior numero di eventi nei quali le particelle cariche interagiscono nel calorimetro in confronto al numero di eventi in cui i neutroni interagiscono nel rivelatore.

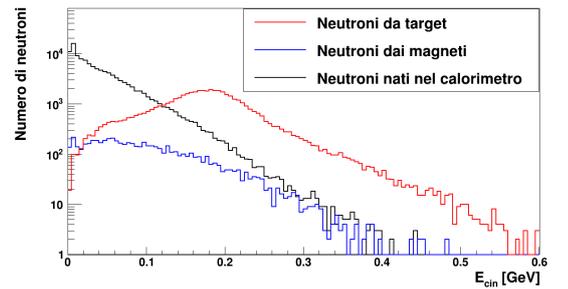
Particelle cariche	2.3 ± 1.2
Neutroni	1.2 ± 0.4

Tabella 3.3.2: Numero medio di occorrenze per particelle cariche e neutroni interagenti col calorimetro e proveniente dall'esterno di quest'ultimo, evento per evento.

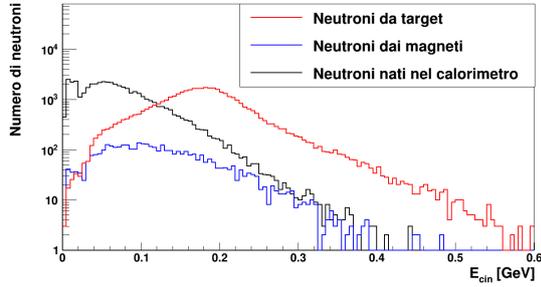
Da questi risultati si nota come i neutroni provenienti dall'esterno e interagenti nel calorimetro siano circa la metà delle particelle cariche. Dal momento che l'area di esclusione è una circonferenza centrata nel punto di impatto delle particelle cariche e siccome il numero di particelle cariche interagenti nel calorimetro evento per evento è maggiore del numero di neutroni interagenti, c'è una possibilità non nulla di escludere anche alcuni neutroni provenienti dalla targhetta. Poiché l'area di esclusione nel piano X-Y del calorimetro varia con il raggio (R) della circonferenza di base del cilindro, maggiore è il valore di R e maggiore sarà l'area di esclusione. In media per ciascun evento due particelle cariche colpiscono il calorimetro e di conseguenza, al più, possono essere escluse due aree del calorimetro di raggio R se i punti di interazione delle particelle cariche distano tra loro di una distanza maggiore di R . Di seguito vengono riportati i grafici ottenuti dopo aver applicato l'area di esclusione nel piano X-Y attorno al punto d'impatto delle particelle cariche. In Fig. 3.11 è riportata la distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro dopo l'applicazione di diverse soglie energetiche in funzione dell'energia cinetica dei frammenti, a seguito dell'applicazione di un'area di esclusione di raggio pari a 6 cm ($R = 6$ cm) nel piano X-Y attorno al punto di impatto delle particelle cariche stesse. Si è scelto $R = 6$ cm, poiché, come visto nella sezione 3.2, il libero cammino medio dei neutroni nati all'interno del calorimetro è circa 6 cm nel piano X-Y. Integrando le curve di Fig. 3.11 si può ottenere una stima del numero di neutroni interagenti nel calorimetro con applicazione di $R = 6$ cm e al variare del valore di E_{thr} . Questi risultati sono riportati in Tab. 3.3.3, dove i neutroni vengono divisi a seconda della regione di nascita. Da questi risultati si evince l'utilità della regione di esclusione, infatti prendendo una circonferenza di esclusione nel piano X-Y con $R = 6$ cm e considerando $E_{thr} = 50$ MeV, si vede come il numero dei neutroni provenienti dalla targhetta che interagiscono nel calorimetro sia circa tre volte maggiore in confronto a quello dei neutroni nati ed interagenti nel calorimetro.



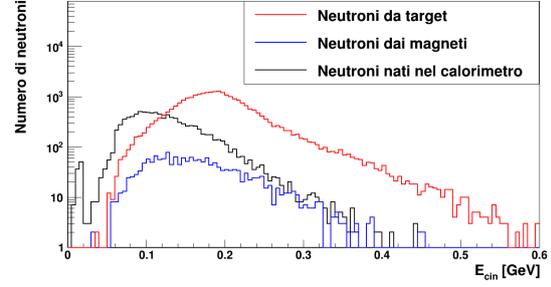
(a) $E_{thr} = 0$ MeV



(b) $E_{thr} = 10$ MeV



(c) $E_{thr} = 20 \text{ MeV}$



(d) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$

Figura 3.11: Distribuzione del numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione dell'energia cinetica dei neutroni con applicazione della regione di esclusione con $R = 6 \text{ cm}$.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	56762	16.9%
Magneti	8506	2.5%
Calorimetro	252374	75.2%

$E_{thr} = 0 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 335331.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	50368	27.6%
Magneti	5932	3.3%
Calorimetro	115397	63.3%

$E_{thr} = 10 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 182183.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	43340	43.1%
Magneti	3952	3.9%
Calorimetro	46910	46.7%

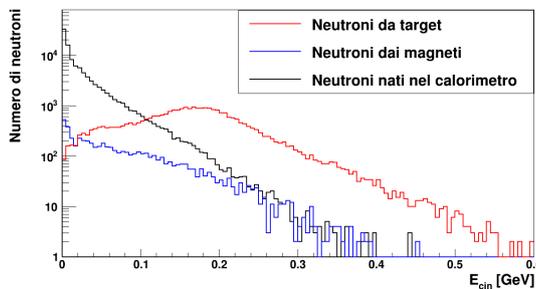
$E_{thr} = 20 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 100513.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	28608	66.1%
Magneti	1751	4.0%
Calorimetro	10216	23.6%

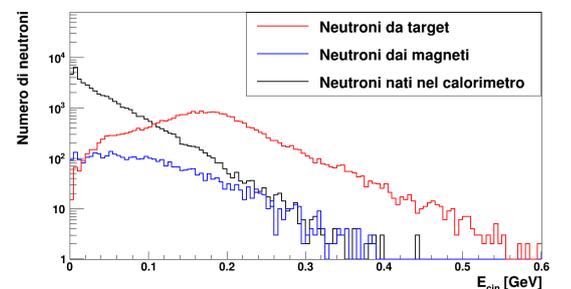
$$E_{thr} = 50 \text{ MeV}, \text{ numero totale di neutroni interagenti} = 43301.$$

Tabella 3.3.3: Numero di neutroni interagenti nel calorimetro al variare del valore di E_{thr} con applicazione della regione di esclusione, $R = 6 \text{ cm}$. Le percentuali sono calcolate rispetto al numero totale di neutroni interagenti.

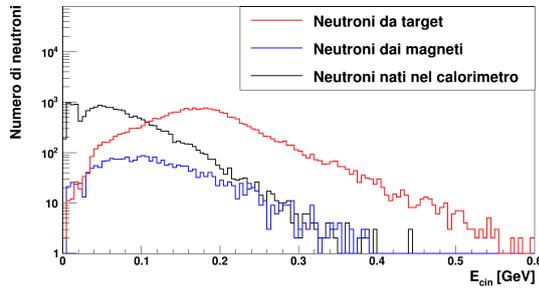
In Fig. 3.13 sono riportati gli stessi grafici con una modifica al raggio di esclusione, che ora diventa $R = 12 \text{ cm}$, ovvero una regione di esclusione di raggio doppio rispetto a quella precedentemente considerata. Questi risultati sono simili a quelli mostrati con $R = 6 \text{ cm}$ ma presentano una statistica inferiore, a causa della maggiore area di esclusione. In Tab. 3.3.4 si può infatti vedere che per $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 12 \text{ cm}$ il numero di neutroni interagenti nel calorimetro provenienti dalla targhetta è circa tre volte il numero di neutroni nati all'interno del rivelatore, come nel caso $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$. Alla luce delle precedenti considerazioni, nelle prossime analisi che si condurranno, verrà quindi considerata una regione di esclusione circolare nel piano X-Y di raggio $R = 6 \text{ cm}$ e una soglia energetica pari a $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$.



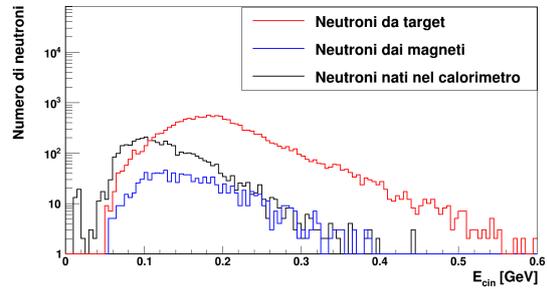
(a) $E_{thr} = 0 \text{ MeV}$



(b) $E_{thr} = 10 \text{ MeV}$



(a) $E_{thr} = 20 \text{ MeV}$



(b) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$

Figura 3.13: Distribuzioni del numero di neutroni interagenti nel calorimetro in funzione dell'energia cinetica dei neutroni con applicazione della regione di esclusione con $R = 12 \text{ cm}$.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	30290	20.3%
Magneti	5435	3.7%
Calorimetro	101819	68.4%

$E_{thr} = 0 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 148912.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	26468	32.3%
Magneti	3738	4.6%
Calorimetro	45084	55.0%

$E_{thr} = 10 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 82025.

Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	22394	47.9%
Magneti	2437	5.2%
Calorimetro	17834	38.2%

$E_{thr} = 20 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 46724.

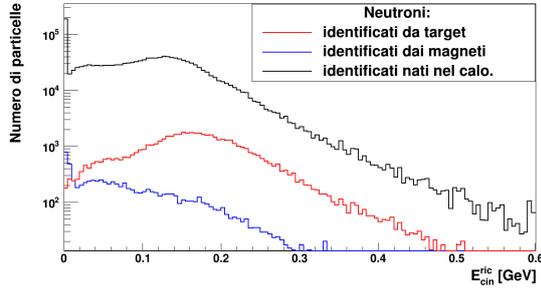
Zona di nascita	Neutroni interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	14392	68.3%
Magneti	1060	5.0%
Calorimetro	3879	18.4%

$E_{thr} = 50 \text{ MeV}$, numero totale di neutroni interagenti = 21060.

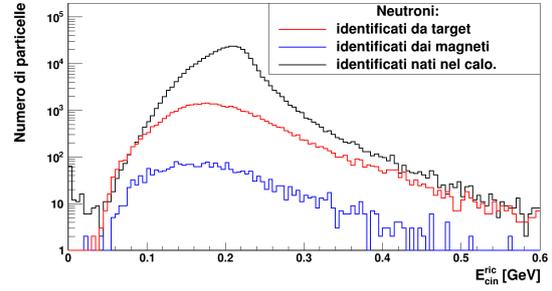
Tabella 3.3.4: Numero di neutroni interagenti nel calorimetro al variare del valore di E_{thr} con applicazione della regione di esclusione, $R = 12 \text{ cm}$. Le percentuali sono calcolate rispetto al numero di totali neutroni interagenti.

3.4 Risultati

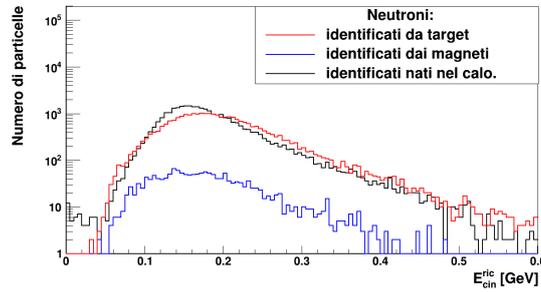
Nella sezione precedente si è visto come i migliori valori per l'ottimizzazione del segnale e la riduzione del rumore siano: $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$. Tenendo in considerazione questi valori si può andare a studiare la bontà dei metodi di identificazione e ricostruzione dell'energia descritti in sezione 3.1. In Fig. 3.14 vengono mostrati tre grafici in scala semi-logaritmica che rappresentano la distribuzione di particelle identificate come neutroni in funzione dell'energia cinetica ricostruita. Per la ricostruzione dell'energia cinetica è stato considerato $L = (111.8 \pm 6.3) \text{ cm}$, come spiegato in sezione 3.1 e $\Delta t = 0 \text{ s}$. In Fig. 3.14a non è stata applicata la regione di esclusione e si è considerato $E_{thr} = 0 \text{ MeV}$. In Fig. 3.14b si è posto $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$, senza applicazione della regione di esclusione. Infine, per la Fig. 3.14c è stata utilizzata $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$ per la regione di esclusione. Integrando le curve di Fig. 3.14 si può ottenere una stima del numero di particelle identificate come neutroni interagenti nel calorimetro al variare del valore di R ed E_{thr} . Questi risultati sono riportati in Tab. 3.4.1 in funzione della regione di nascita delle particelle. Da questi risultati si nota che nel caso in cui $E_{thr} = 0 \text{ MeV}$ e $R = 0 \text{ cm}$ il numero di particelle identificate come neutroni nate nel calorimetro sono più di venti volte il numero di quelle provenienti dalla targhetta. Ponendo $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ questo rapporto migliora un po' (ora il rapporto segnale-rumore è 1:10 circa). Considerando $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e con l'applicazione della regione di esclusione di raggio $R = 6 \text{ cm}$, si ottiene un rapporto segnale-rumore circa pari all'unità.



(a) $E_{thr} = 0 \text{ MeV}$ e $R = 0 \text{ cm}$



(b) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 0 \text{ cm}$



(c) $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$

Figura 3.14: Distribuzione del numero di particelle identificate come neutroni interagenti nel calorimetro in funzione dell'energia cinetica ricostruita.

Zona di nascita	Neutroni identificate interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	56453	3.5%
Magneti	8270	0.5%
Calorimetro	1512315	94.9%

$E_{thr} = 0 \text{ MeV}$ e $R = 0 \text{ cm}$, numero totale di neutroni identificate interagenti = 1592968.

Zona di nascita	Neutroni identificate interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	38287	9.3%
Magneti	2319	0.6%
Calorimetro	358194	86.5%

$E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 0 \text{ cm}$, numero totale di neutroni identificate interagenti = 413875.

Zona di nascita	Neutroni identificati interagenti nel calorimetro	Percentuale
Target	28434	43.1%
Magneti	1715	2.6%
Calorimetro	31233	47.3%

$E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$, numero totale di neutroni identificati interagenti = 65976.

Tabella 3.4.1: Numero di particelle identificate come neutroni interagenti nel calorimetro al variare dei parametri E_{thr} e R . Le percentuali sono calcolate rispetto al numero totale di particelle identificate come neutroni interagenti.

Utilizzando le condizioni $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$, si può analizzare la distribuzione del numero di neutroni, prevista da simulazioni Monte Carlo, confrontandola con quella del numero di particelle identificate come tali in funzione della loro energia cinetica. Il risultato è mostrato in Fig. 3.15, dove si vedono quattro diverse curve. In questo grafico vengono esclusivamente rappresentate le distribuzioni del numero di frammenti provenienti dalla targhetta o nati all'interno del calorimetro, dal momento che il contributo dei frammenti provenienti dai magneti è trascurabile. La curva blu, che rappresenta la distribuzione di neutroni in funzione della loro energia cinetica, è il risultato desiderato, mentre la curva rossa rappresenta quello sperimentalmente ottenuto secondo il metodo di identificazione dei neutroni e di ricostruzione della loro energia cinetica. Infine, la curva verde rappresenta il rumore dato dai neutroni, mentre quella nera raffigura il rumore sperimentalmente ottenuto. Se consideriamo esclusivamente i neutroni, il numero di frammenti provenienti dalla targhetta è tre volte il numero di frammenti nati nel calorimetro. Tuttavia, il numero di particelle identificate sperimentalmente come neutroni provenienti dal target è di poco inferiore al numero di particelle identificate come neutroni nati nel calorimetro. In conclusione, sperimentalmente il rapporto segnale-rumore è circa pari all'unità. Nella ricostruzione dell'energia cinetica per le particelle identificate come neutroni è stato considerato $\Delta t = 0 \text{ s}$, in quanto non si ha attualmente conoscenza precisa della risoluzione temporale dei cristalli del calorimetro. D'altra parte, quest'ultima è stimata $\approx 1 \text{ ns}$ e per questo motivo si può considerare $\Delta t \approx 1 \text{ ns}$. In Fig. 3.16 viene riproposto lo stesso grafico mostrato in Fig. 3.15, considerando però $\Delta t = 1 \text{ ns}$ per la ricostruzione dell'energia cinetica delle particelle identificate come neutroni. Per poter confrontare curve con bin di ampiezze diverse, esse sono state "manipolate" in maniera tale da dividere il contenuto di ciascun bin per la larghezza del bin stesso.

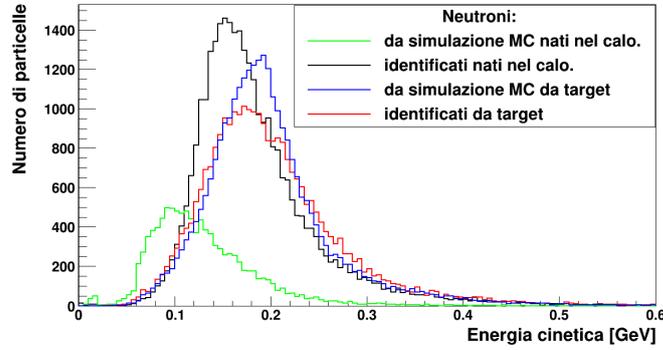


Figura 3.15: Distribuzione del numero di particelle interagenti nel calorimetro in funzione dell'energia cinetica. La curva blu e verde sono relative ai neutroni previsti da simulazione Monte Carlo in funzione della loro energia cinetica, mentre la nera e la rossa alle particelle identificate come neutroni in funzione dell'energia cinetica ricostruita. Sono stati utilizzati $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$.

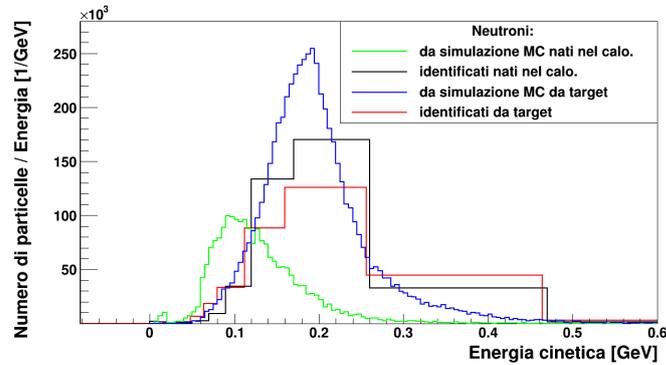


Figura 3.16: Distribuzione del numero di particelle interagenti nel calorimetro in funzione dell'energia cinetica. La curva blu e verde sono relative ai neutroni previsti da simulazione Monte Carlo in funzione della loro energia cinetica, mentre la nera e la rossa alle particelle identificate come neutroni in funzione dell'energia cinetica ricostruita. È stato considerato come incertezza del TOF 1 ns per la ricostruzione dell'energia cinetica. Sono stati utilizzati $E_{thr} = 50 \text{ MeV}$ e $R = 6 \text{ cm}$.

Conclusioni

Nell'esperimento FOOT fino a questo momento è stato possibile rivelare ed identificare in modo univoco i frammenti carichi. In questo lavoro di tesi è stata studiata la possibilità di rivelare anche i neutroni con l'attuale setup sperimentale, senza la necessità di aggiungere ulteriori rivelatori. Per l'identificazione dei neutroni si utilizza l'anti-coincidenza tra TOF-Wall e calorimetro, mentre per la ricostruzione dell'energia cinetica dei frammenti si considera il loro TOF e la distanza percorsa. I risultati di questo lavoro, basati sull'analisi di una simulazione Monte Carlo, hanno evidenziato come il rumore, cioè i neutroni non nati nel target, dia un contributo non trascurabile. In particolare, i neutroni che nascono all'interno del calorimetro sono quelli che danno il maggiore contributo al rumore. Per questa ragione, è emersa la necessità di applicare un valore di soglia energetica sull'energia depositata dai frammenti nel calorimetro e una regione spaziale di esclusione nel piano X-Y del calorimetro. In questo modo, ponendo come valore di soglia energetica $E_{thr} = 50$ MeV e come raggio dell'area di esclusione $R = 6$ cm, è stato possibile ridurre considerevolmente il contributo del rumore. Infatti, una volta applicate le suddette condizioni, i risultati evidenziano che il numero di neutroni provenienti dal target ed interagenti nel calorimetro è circa tre volte il numero dei neutroni nati ed interagenti all'interno del calorimetro stesso. D'altra parte, l'identificazione dei neutroni con il metodo sperimentale dell'anti-coincidenza tra TOF-Wall e calorimetro, fornisce invece un rapporto segnale-rumore circa pari all'unità, ovvero, il numero di particelle identificate come neutroni provenienti dal target è circa pari al numero di particelle identificate come neutroni nate nel calorimetro. Queste evidenze ci portano a concludere che, per la rivelazione di neutroni all'interno dell'esperimento FOOT, non sia sufficiente l'attuale setup sperimentale, ma sia necessario aggiungere altri rivelatori appositi. Quest'ultimi possono essere posizionati ad ampi angoli rispetto alla direzione del fascio iniziale, così da riuscire a minimizzare il contributo portato dai frammenti pesanti. Infine, può essere utilizzato un "muro" per schermare eventuali contributi di frammenti nati all'interno dell'attuale calorimetro o provenienti dall'ambiente.

Bibliografia

- [1] R. A. Willis. *Pathology of Tumors*. Washington, D.C.: Butterworth, 1960.
- [2] URL: <https://www.cancer.gov/about-cancer/understanding/statistics>.
- [3] K. S. Krane. *Introductory nuclear physics*. New York, NY: Wiley, 1988.
- [4] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach; 2nd ed.* Berlin: Springer, 1994.
- [5] S. M. Ross. *Probabilità e statistica per l'ingegneria e le scienze*. Trento: Apogeo Education - Maggioli Editore, 2003.
- [6] L. Landau. «On the energy loss of fast particles by ionization». In: *J. Phys. (USSR)* 8 (1944), pp. 201–205.
- [7] J. P. Burq et al. «Observation of the Fermi Plateau in the Ionization Energy Loss of High-energy Protons and Pions in Hydrogen Gas». In: *Nucl. Instrum. Meth.* 187 (1981), p. 407.
- [8] P.B. Pal, V.P. Varshney e D.K. Gupta. «Approximate expressions for continuous slowing down approximation ranges of high energy electrons and positrons». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 21.1 (), pp. 14–19.
- [9] R. Zucchini. *Quantum Mechanics: Lecture Notes*. 2021.
- [10] R. Serber. «Nuclear Reactions at High Energies». In: *Physical Review* 72.11 (1947), p. 1114.
- [11] J.H Lambert. *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae. [Photometry, or, On the measure and gradations of light intensity, colors, and shade]*. Augsburg: Eberhardt Klett, 1760.
- [12] A. Beer. «Bestimmung der Absorption des rothen Lichts in farbigen Flüssigkeiten. [Determination of the absorption of red light in colored liquids]». In: *Annalen der Physik und Chemie* 162.5 (1852), pp. 78–88.
- [13] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. New York, NY: Wiley, 2010.
- [14] F. Amaldi, P. Benedetti e G. Pesole. *Biologia Molecolare*. CEA, 2011.

- [15] ICRP Publication 103. «The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection». In: *Annals of the ICRP* 37 (2008), pp. 2–4.
- [16] S. J. McMahon. «The linear quadratic model: usage, interpretation and challenges». In: *Physics in Medicine & Biology* 64.1 (dic. 2018), 01TR01.
- [17] D. J. Thomas. «ICRU report 85: fundamental quantities and units for ionizing radiation». In: *Radiation Protection Dosimetry* 150.4 (mag. 2012), pp. 550–552.
- [18] J. Valentin. «Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor (w_R): ICRP Publication 92». In: *Annals of the ICRP* 33.4 (2003), pp. 1–121.
- [19] H. Song et al. «Alpha Particle Emitter Radiolabeled Antibody for Metastatic Cancer: What Can We Learn from Heavy Ion Beam Radiobiology?» In: *Antibodies* 1 (2012), pp. 124–148.
- [20] T. Hirohiko et al. «Clinical results of fractionated proton therapy». In: *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics* 25.1 (1993), pp. 49–60.
- [21] M. Mizumoto et al. «Clinical results of proton-beam therapy for locoregionally advanced esophageal cancer». In: *Strahlentherapie und Onkologie* 186.9 (2010), pp. 482–488.
- [22] M. Mima et al. «Particle therapy using carbon ions or protons as a definitive therapy for patients with primary sacral chordoma.» In: *The British journal of radiology* 87.1033 (2014), p. 20130512.
- [23] K. Kagei et al. «Long-term results of proton beam therapy for carcinoma of the uterine cervix». In: *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics* 1.55 (2003), pp. 1265–1271.
- [24] B. Vanderstraeten et al. «In Search of the Economic Sustainability of Hadron Therapy: The Real Cost of Setting Up and Operating a Hadron Facility». In: *International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics* 89.1 (2014), pp. 152–160.
- [25] U. Weber et al. «Comparison of Carbon Ions Versus Proton». In: *The Cancer Journal* 15.4 (2009), pp. 325–332.
- [26] H. Paganetti. «Relative biological effectiveness (RBE) values for proton beam therapy. Variations as a function of biological endpoint, dose, and linear energy transfer». In: *Physics in Medicine and Biology* 59.22 (ott. 2014), R419–R472.
- [27] D. Jette e W. Chen. «Creating a spread-out Bragg peak in proton beams». In: 56.11 (mag. 2011), N131–N138.
- [28] F. Tommasino e M. Durante. «Proton radiobiology». In: *Cancers* 7.1 (2015), pp. 353–381.

- [29] E. Haettner, H. Iwase e D. Schardt. «Experimental fragmentation studies with ^{12}C therapy beams». In: *Radiation Protection Dosimetry* 122.1-4 (dic. 2006), pp. 485–487.
- [30] R.F. Barth et al. «Current status of boron neutron capture therapy of high grade gliomas and recurrent head and neck cancer.» In: *Radiation Oncology* 7, 146 (2012).
- [31] M. F. Hawthorne. «The Role of Chemistry in the Development of Boron Neutron Capture Therapy of Cancer». In: *Angewandte Chemie International Edition in English* 32.7 (1993), pp. 950–984.
- [32] R. F. Barth et al. «Boron Neutron Capture Therapy of Brain Tumors: An Emerging Therapeutic Modality». In: *Neurosurgery* 44.3 (1999), pp. 433–450.
- [33] R.F. Barth et al. «Boron neutron capture therapy for cancer». In: *Cancer* 70 (1992), pp. 2995–3007.
- [34] J. Dudouet et al. «Double differential fragmentation cross-section measurements of 95 MeV/u ^{12}C on thin targets for hadrontherapy». In: *Physical Review C* 88 (2013).
- [35] M. Toppi et al. «Measurement of fragmentation cross sections of C 12 ions on a thin gold target with the FIRST apparatus». In: *Physical Review C* 93 (2016).
- [36] V. Patera et al. «The Foot (Fragmentation Of Target) Experiment». In: mag. 2017, p. 128.
- [37] J. Dziegielewski, W. Goetz e J. Baulch. «Heavy ions, radioprotectors and genomic instability: Implications for human space exploration». In: *Radiation and environmental biophysics* 49 (2010), pp. 303–16.
- [38] A. Alexandrov et al. *The FOOT Experiment: Fragmentation Measurements In Particle Therapy*. 2019.
- [39] Z. Abou Haidar et al. «Performance of upstream interaction region detectors for the FIRST experiment at GSI». In: *Journal of Instrumentation* 7 (2012), P02006.
- [40] D. Yunsheng et al. «The Drift Chamber detector of the FOOT experiment: Performance analysis and external calibration». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 986 (2021), p. 164756.
- [41] R. Pleskac et al. «The FIRST experiment at GSI». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 678 (2012), p. 130.
- [42] C. Sanelli. *LABORATORI NAZIONALI DI FRASCATI SIDS-Pubblicazioni Studio di fattibilità dei magneti in configurazione " Halbach " dello spettrometro dell'esperimento FOOT*. Mag. 2017.

- [43] W. de Boer et al. «Measurements with a CMOS pixel sensor in magnetic fields». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 487.1 (2002). 3rd International Workshop on Radiation Imaging Detectors, pp. 163–169.
- [44] G. Pellegrini et al. «Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment* 765 (2014), pp. 12–16.
- [45] A. Ariga et al. «Nuclear Emulsions». In: *Particle Physics Reference Library, Volume 2: Detectors for Particles and Radiation*. Set. 2020, pp. 383–438.
- [46] G. De Lellis et al. «Measurement of the fragmentation of Carbon nuclei used in hadron-therapy». In: *Nuclear Physics A* 853.1 (2011), pp. 124–134.
- [47] G. De Lellis et al. «Emulsion Cloud Chamber technique to measure the fragmentation of a high-energy carbon beam». In: *Journal of Instrumentation* 2 (2007), P06004–P06004.
- [48] L. Balzani. «Studio di fattibilità della rivelazione di neutroni con l’apparato FOOT.» Tesi di Laurea. Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, lug. 2021.

Ringraziamenti

Innanzitutto, un grande ringraziamento al professore e relatore di questo lavoro di tesi Mauro Villa per avermi dato la possibilità di poter lavorare a questo progetto. Un ringraziamento particolare anche alla dottoressa Sofia Colombi, correlatrice di questa tesi, e ai professori Cristian Massimi e Roberto Spighi, che sono stati sempre molto disponibili e di incredibile supporto nel corso di questi mesi.

Un grazie speciale anche al mio compagno di studi e amico Luca; senza di te sarebbe stato molto più complicato svolgere il lavoro di analisi. Vorrei ringraziare, inoltre, tutti quanti i miei amici, sia quelli dell'università, che sono sempre stati molto supportivi nei miei confronti (è stato bello preparare quasi tutti gli esami insieme a voi!), sia quelli che conosco da una vita, con i quali è sempre bello condividere momenti di gioia come questo.

Un ringraziamento speciale alla mia ragazza, che mi è sempre stata vicina e ha sempre ascoltato le mie lamentele, ansie e preoccupazioni di questi ultimi mesi (ci vuole del coraggio a sopportarmi!).

Infine, il ringraziamento più grande va ai miei genitori, che sono stati sempre i pilastri fondamentali della mia vita e che nei mesi di pandemia sono riusciti a non farmi sentire solo (ve lo ricordate l'episodio del cellulare? È incredibile come sia passato solo qualche mese da quell'evento, ma in realtà sembra una vita fa!).

Per ultimo, vorrei dedicare questo traguardo a tutti coloro che hanno sempre creduto in me, senza di voi sarebbe stato tutto quanto molto più difficile.