

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

La misura del tempo di volo dei frammenti nucleari nell'esperimento FOOT

Relatore:
Chiar.mo Prof. Mauro Villa

Presentata da:
Filippo Bucherini

Correlatore:
Dott. Roberto Spighi

Anno Accademico 2017/2018

A coloro che mi hanno sempre sostenuto in questo percorso

Sommario

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) ha l'obiettivo di migliorare la conoscenza dei fenomeni nucleari che avvengono nell'interazione fascio-paziente durante le cure di adroterapia, misurando le sezioni d'urto differenziali di produzione di tutti i frammenti nucleari. Per poter effettuare queste misure è necessario identificare il tipo di frammento prodotto determinandone la sua carica (o numero atomico) e la sua massa (o numero di massa). Il numero di massa del frammento è ricavato attraverso la minimizzazione di una funzione di χ^2 di un fit cinematico delle quantità ricostruite impulso, energia cinetica e tempo di volo. La precisione raggiunta per la determinazione della carica e della massa è rispettivamente intorno al 2% e al 4%. Uno studio sistematico ha evidenziato che migliorare la risoluzione dell'impulso o dell'energia cinetica non comporta un sostanziale miglioramento sulla determinazione del numero di massa: al contrario un miglioramento sul tempo di volo si riflette direttamente su una maggior precisione del numero di massa. A tale scopo è stato allestito un apparato in laboratorio costituito da una torre di tre scintillatori per la misura del tempo di volo dei raggi cosmici che li attraversavano. L'apparato ha permesso di identificare dei metodi che possono essere usati nell'analisi dei segnali per rendere la misura sul tempo di volo più precisa. In particolare sono stati affrontati problemi quali la sincronizzazione di segnali che presentavano fluttuazioni temporali (jitter) dovuti al rumore elettronico e di segnali di ampiezza diversa (time walk): l'analisi dei dati ha permesso di migliorare sensibilmente la misura del tempo di volo effettuata in laboratorio e potrebbe essere applicata anche all'esperimento FOOT. Un miglioramento sulla sola risoluzione temporale, dagli attuali 70 ps ai 50 ps, permetterebbe un miglioramento della precisione del numero di massa, dal 4% al 3%, con una conseguente riduzione delle identificazioni isotopiche errate.

Indice

Introduzione	i
1 Radioterapia	1
1.1 Radiobiologia: interazione radiazione-materia	1
1.1.1 Processi nell'interazione fotone-materia	2
1.1.2 Interazione particella carica-materia	4
1.1.3 Sezione d'urto	9
1.1.4 Frammenti generati dall'interazione particella-materia .	11
1.1.5 Effetti biologici delle radiazioni	13
1.1.6 Dosimetria delle radiazioni	15
1.2 Cenni di radioterapia interna	17
1.2.1 Brachiterapia	18
1.2.2 Radioterapia sistemica	18
1.3 Radioterapia esterna	18
1.3.1 Radioterapia a fasci di fotoni	20
1.3.2 Adroterapia	21
2 Esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target)	24
2.1 Cinematica inversa	25
2.2 L'apparato sperimentale per i frammenti pesanti	26
2.2.1 La zona pre-target	27
2.2.2 Il tracciatore	29
2.2.3 La regione finale	32
2.3 L'apparato sperimentale per i frammenti leggeri	34

3	Identificazione dei frammenti	37
3.1	Identificazione della carica	37
3.2	Identificazione del numero di massa	39
3.3	Esperimento: tempo di volo dei muoni	45
3.3.1	Introduzione alla misura	45
3.3.2	Caratteristiche della misura	48
3.3.3	Setup dell'apparato	53
3.3.4	Descrizione della misura	54
3.3.5	Conclusioni	56
	Conclusioni	58
	Bibliografia	61

Introduzione

La ricerca in fisica non è sempre associata allo sviluppo in campo medico, ma ha in realtà spesso avuto ricadute importanti su di esso. Chiari esempi sono la tomografia assiale computerizzata (TAC), la risonanza magnetica nucleare e la tomografia a emissione di positroni (PET) che hanno permesso una migliore diagnostica delle patologie. Oltre agli strumenti di diagnostica va sottolineato quanto lo sviluppo tecnologico dovuto alla ricerca in fisica abbia apportato benefici anche alla qualità dei trattamenti nelle terapie oncologiche quali la radioterapia e l'adroterapia. Un tumore è un'abnorme crescita cellulare svincolata dai normali meccanismi di controllo dell'organismo. Il processo di trasformazione di una cellula normale in cellula neoplastica avviene attraverso varie tappe con accumulo di anomalie genetiche, funzionali e morfologiche. Una divisione cellulare incontrollata porta alla formazione della massa tumorale. I dati dell'Istituto nazionale di statistica (ISTAT) relativi al 2015 indicano 178.232 decessi attribuibili a tumore, tra i circa 600.000 decessi verificatisi in quell'anno. I tumori sono la seconda causa di morte (29% di tutti i decessi), dopo le malattie cardio-circolatorie (37%) [1].

L'adroterapia è una forma di radioterapia che sfrutta fasci di particelle come protoni o ioni positivi nel trattamento di patologie tumorali. L'obiettivo, comune alla radioterapia, è la distruzione del DNA delle cellule neoplastiche attraverso la radiazione ionizzante. L'utilizzo di questa tecnica presenta un notevole vantaggio rispetto alle altre poiché il profilo di dose rilasciata all'interno dei tessuti presenta un picco (picco di Bragg) ad una ben determinata profondità del corpo umano che permette di massimizzare il danno nella re-

gione tumorale, risparmiando maggiormente i tessuti sani adiacenti. Questa tecnica presenta ancora delle lacune di conoscenza quali la probabilità di frammentazione nucleare tra il fascio e i nuclei del corpo umano. È in questo ambito che entra in scena l'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) che si pone come obiettivo la misura delle sezioni d'urto di frammentazione nucleare al fine di migliorare il sistema di trattamento. L'esperimento FOOT è stato accettato dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) nel 2017 ed è attualmente nella fase di realizzazione. L'esperimento misurerà, con una precisione intorno al 5%, le sezioni d'urto differenziali (rispetto all'energia e alla direzione) dei vari frammenti nucleari prodotti nei processi di frammentazione nucleare tra i fasci di trattamento e i nuclei del corpo umano (tipicamente idrogeno, carbonio, ossigeno e azoto), per le quali esistono insufficienti misure sperimentali. Il primo passo per la determinazione della sezione d'urto è l'identificazione del frammento attraverso la misura della sua carica e massa: argomento principale di questa tesi sono i diversi metodi di identificazione in particolare attraverso la misura della velocità del frammento.

Nel primo capitolo è esposta una panoramica sull'adroterapia, nel secondo la descrizione dell'apparato FOOT e nel terzo l'analisi dei dati.

Capitolo 1

Radioterapia

La radioterapia è una tecnica terapeutica che sfrutta le radiazioni per la cura di malattie e viene impiegata principalmente per il trattamento di forme tumorali. Esistono sostanzialmente due modalità di terapia:

- la radioterapia interna, nella quale la sorgente radioattiva è posta all'interno del corpo a diretto contatto con il tessuto da irradiare.
- la radioterapia esterna, nella quale le radiazioni sono prodotte all'esterno del corpo da acceleratori lineari o ciclotroni (in adroterapia) e vengono lanciate verso la massa tumorale.

Il principio di funzionamento consiste nel danneggiare il DNA delle cellule cancerogene bombardandole con radiazione ionizzante, se il danno è sufficiente si avrà la morte o l'impossibilità di riproduzione delle cellule neoplastiche. La radiazione può essere composta, a seconda della terapia, da fotoni (come la radioterapia a raggi x) o particelle cariche (adroterapia) e persino neutroni.

1.1 Radiobiologia: interazione radiazione-materia

I fotoni o le particelle del fascio che vengono lanciati contro le cellule tumorali interagiscono con gli atomi che compongono il bersaglio. Il danno e la morte cellulare possono avvenire in modo diretto o indiretto. Il primo

caso avviene quando l'elemento del fascio ionizza direttamente gli atomi che costituiscono il filamento di DNA, mentre il secondo caso si ha quando l'interazione avviene con l'acqua che compone la cellula con successiva creazione di radicali liberi. I radicali liberi sono molecole che presentano un elettrone spaiato dunque molto reattivi e con un alto potere ionizzante, perciò sono in grado di arrecare danni alla catena di DNA.

1.1.1 Processi nell'interazione fotone-materia

In radioterapia si utilizza la radiazione elettromagnetica per creare danni alle cellule tumorali, perciò è fondamentale conoscere i processi alla base della interazione tra i fotoni e gli atomi che compongono il bersaglio. I principali modi con cui gli atomi possono essere ionizzati attraverso l'interazione con i fotoni sono quattro:

- effetto Compton
- produzione di coppie
- effetto fotoelettrico
- fotodisintegrazione nucleare

In radioterapia si utilizzano fasci di fotoni con energia compresa tra cinque e dieci MeV, dunque il processo di fotodisintegrazione nucleare è trascurabile. L'effetto Compton è un fenomeno di scattering consistente in un urto elastico tra un fotone incidente, a lunghezza d'onda λ , e un elettrone debolmente legato inizialmente fermo. Come risultato si ha l'emissione di un elettrone con una certa energia cinetica e di un fotone con minore energia cinetica e direzione diversa da quella iniziale. A seguito dell'urto la radiazione diffusa ha lunghezza d'onda λ' e forma un angolo ϕ con la direzione della radiazione incidente, mentre l'elettrone si muove con velocità \vec{v} e forma un angolo θ con la direzione della radiazione incidente (fig. 1.1). La variazione della lunghezza d'onda del fotone prima e dopo l'urto è data dalla formula (1.1).

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda' = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos(\phi)) \quad (1.1)$$

$\Delta\lambda$ è detto spostamento Compton e indica di quanto cambia la lunghezza d'onda del fotone diffuso, rispetto a quella del fotone incidente, in seguito all'interazione con la particella.

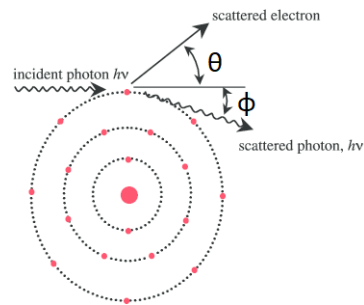


Figura 1.1: Effetto Compton.

La produzione di coppie è un processo in cui un fotone, interagendo con il campo coulombiano di un nucleo, si trasforma in una coppia elettrone - positrone. A causa della conservazione dell'energia, il fotone interagente deve possedere un'energia pari almeno alla massa a riposo della coppia prodotta, cioè: $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$. L'elettrone e il positrone così prodotti possono provocare ionizzazioni, quest'ultimo annichilisce non appena incontra un altro elettrone producendo due raggi gamma di 0.511 MeV che si allontanano nella medesima direzione su versi opposti (fig. 1.2).

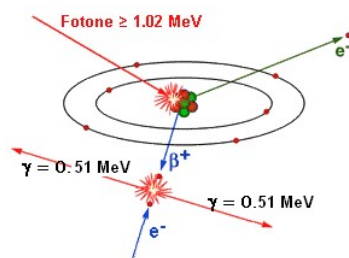


Figura 1.2: Produzione di coppia e successiva annichilazione del positrone.

L'effetto fotoelettrico avviene quando un fotone interagisce con un elettrone degli strati più interni dell'atomo cedendogli tutta la sua energia. Questo

effetto è possibile solamente se l'energia della radiazione incidente è maggiore dell'energia di ionizzazione dell'elettrone colpito. Il fotone viene assorbito e l'elettrone acquisisce energia cinetica pari alla differenza tra l'energia del fotone incidente e quella di legame dell'elettrone e viene espulso dall'atomo. La lacuna che si viene così a creare tende ad essere colmata da un elettrone di un orbitale più esterno, con l'emissione o di raggi X caratteristici o di elettroni Auger (fig. 1.3). L'emissione Auger si verifica quando un fotone X emesso da una delle transizioni elettroniche interagisce con un elettrone più esterno espellendolo dalla sua orbita, tale fenomeno è più probabile per atomi di basso numero atomico.

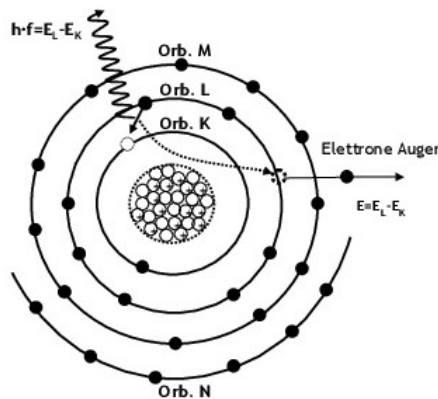


Figura 1.3: Schematizzazione processo di emissione di raggi X o di elettroni Auger.

1.1.2 Interazione particella carica-materia

In Adroterapia si utilizzano fasci di particelle cariche è dunque fondamentale conoscere i processi che caratterizzano l'interazione tra queste e la materia. L'energia di questi fasci varia da qualche decina a qualche centinaia di MeV per nucleone. A queste energie, le particelle incidenti cariche perdono energia principalmente per due fenomeni: ionizzazione e Bremsstrahlung. Possiamo trattare diversamente le particelle pesanti, come ioni o protoni, e

quelle leggere come elettroni poiché i meccanismi che avvengono hanno importanza differente. In questa trattazione esporremo in modo dettagliato l'interazione particelle cariche pesanti-materia per l'importanza in adroterapia, tralasciando i dettagli delle interazioni particelle leggere-materia. Il fenomeno di Bremsstrahlung (radiazione di frenamento) ha luogo quando una particella carica subisce accelerazioni o decelerazioni ed emette radiazioni elettromagnetiche, poiché la sezione d'urto della radiazione di frenamento è inversamente proporzionale al quadrato della massa possiamo affermare che sia trascurabile per le particelle pesanti mentre risulta importante per gli elettroni. Le particelle del fascio interagiscono con gli atomi del bersaglio principalmente attraverso interazioni elettromagnetiche con la nuvola elettronica degli atomi, poiché il raggio del nucleo è notevolmente inferiore a quello atomico (con un rapporto di circa 10^{-4}) e dunque la sezione d'urto di interazione (che è proporzionale alla superficie) tra le particelle cariche e la nuvola elettronica è 10^8 volte superiore a quella del nucleo. L'interazione coinvolge principalmente gli elettroni degli atomi e nel caso in cui le particelle incidenti siano pesanti (rispetto ai protoni) si avrà che la loro traiettoria rimarrà invariata. Le particelle, durante il loro percorso nel mezzo, cedono parte della loro energia cinetica in ogni interazione in cui sono coinvolte ionizzando ed eccitando gli atomi. Nel caso di ionizzazione dell'atomo gli elettroni emessi possono a loro volta ionizzare altri atomi contribuendo al fenomeno. Le particelle subiscono un rallentamento continuo fino a che non si arrestano, lasciandosi dietro una moltitudine di coppie elettroni-ioni. La quantità di energia ceduta dalle particelle per ionizzazione dipende da vari fattori e viene definita dal potere frenante. Il potere frenante S è definito come:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1.2)$$

che esprime la quantità di energia ceduta dE per unità di lunghezza dx , cioè la forza frenante che agisce nel fermare la particella. Il potere frenante per una particella pesante carica in un determinato mezzo assorbente è descritto

dalla formula di Bethe-Bloch:

$$S = -\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.3)$$

dove

- ρ : densità del mezzo.
- Z : numero atomico degli atomi del mezzo.
- A : numero di massa degli atomi del mezzo.
- I : potenziale medio di eccitazione.
- N_A : numero di Avogadro.
- W_{max} : massima energia trasferita ad un elettrone in un singolo urto.
- m_e : massa dell'elettrone.
- c : velocità della luce.
- r_e : raggio classico dell'elettrone (circa $2.818 fm$).
- z : carica della particella incidente.
- β : rapporto tra la velocità della particella incidente e della luce.
- v : velocità della particella incidente.
- γ : fattore di Lorentz.
- δ : parametro correttivo che tiene conto del fatto che gli atomi più lontani sentono un campo elettrico totale minore a causa della polarizzazione del mezzo da parte della particella (effetto densità). È rilevante soprattutto se la particella ha un'energia elevata e nei mezzi condensati.
- C/Z : fattore correttivo fondamentale quando la velocità della particella diventa confrontabile o più piccola di quella di rotazione dell'elettrone, poiché il termine base è inversamente proporzionale al quadrato di β e quindi diverge per β che tende a zero (correzione di shell).

La descrizione può essere migliorata considerando ulteriori correzioni come l'effetto Barkas e la correzione di Bloch. La decelerazione di una particella carica veloce che penetra attraverso la materia differisce da quella della sua antiparticella, questa differenza è chiamata effetto Barkas. Le particelle positive tendono ad attirare gli elettroni verso la propria traiettoria, mentre le particelle negative tendono a respingerli, quindi la densità elettronica della materia cambia a seconda del segno della carica. Il termine correttivo $zL_1(\beta)$ da aggiungere alla formula si somma se la carica della particella è positiva mentre si sottrae se è negativa. Il fattore correttivo $z^2L_2(\beta)$ viene chiamato termine di Bloch, è una correzione fondamentale per le basse energie e dunque viene aggiunta all'equazione. Possiamo scrivere una relazione più generale aggiungendo queste due correzioni:

$$S = -\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\underbrace{\left(\ln \frac{2m_e v^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right)}_{L_0(\beta)} + zL_1(\beta) + z^2L_2(\beta) \right] \quad (1.4)$$

Alle energie utilizzate in adroterapia l'effetto Barkas e la correzione di Bloch sono trascurabili. Per la trattazione di particelle cariche leggere, come gli elettroni, la precedente formula va modificata tenendo in considerazione gli effetti dovuti allo spin, il fatto che la particella incidente e quella bersaglio sono indistinguibili e inoltre che avendo la stessa massa si hanno grandi perdite di energia in singoli urti. Il cammino medio che una particella può compiere in un materiale prima di perdere tutta la sua energia cinetica è detto range. Infatti a differenza dei fotoni che vengono teoricamente bloccati solo da uno spessore infinito (a causa della natura esponenziale dell'attenuazione del fascio di fotoni) le particelle cariche monoenergetiche vengono bloccate da un fissato spessore di un dato materiale, che dipende dalle proprietà della particella incidente e del mezzo attraversato. La maggior parte dell'energia cinetica delle particelle cariche pesanti viene assorbita dal mezzo a una distanza caratteristica, infatti osservando la formula 1.3 si nota che l'ener-

gia persa dalla particella è inversamente proporzionale al quadrato della sua velocità e direttamente proporzionale al quadrato della sua carica, dunque possiamo affermare che il proiettile a causa dei vari urti anelastici inizia a rallentare e il massimo della cessione di energia si ha poco prima che si arresti. Il numero di ionizzazioni create per cm raggiunge un valore massimo quando la particella incidente ha perso quasi tutta la propria energia e si trova pertanto alla fine del proprio percorso nel mezzo. Questo picco è denominato picco di Bragg (fig. 1.4). Osserviamo una proprietà fondamentale delle particelle cariche pesanti nella materia: nella prima parte del percorso nel mezzo, l'energia rilasciata è più bassa e pressoché costante (chiamato anche plateau), mentre nell'ultimo tratto del percorso abbiamo il picco che indica la crescita repentina di rilascio di energia e subito dopo scende a zero. Questa proprietà garantisce un vantaggio importante in adroterapia nella quale si utilizzano fasci di particelle cariche e pesanti perciò si ha un minor deposito di energia nel tessuto sano circostante e maggiore in quello tumorale.

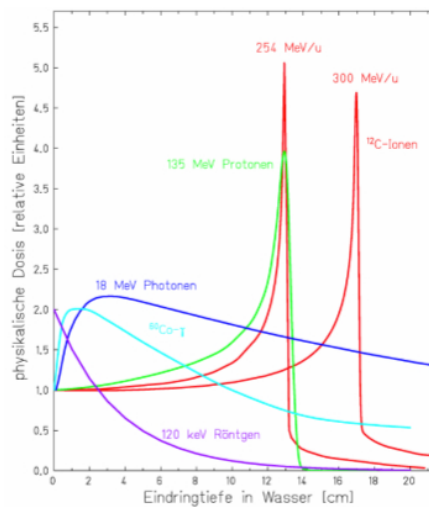


Figura 1.4: Energia depositata (espressa come dose relativa) per i fotoni, protoni e ioni di carbonio in funzione della profondità in acqua. Si può notare il picco di Bragg sia per gli atomi di carbonio sia per i protoni.

1.1.3 Sezione d'urto

Le particelle di un fascio che vengono inviate contro un bersaglio interagiscono con gli atomi che compongono il materiale del bersaglio, un parametro fondamentale per la descrizione dell'interazione tra radiazione e materia è la sezione d'urto. Questa grandezza ha le dimensioni di un'area ed è la grandezza fisica che caratterizza l'interazione tra una generica particella incidente e una del bersaglio, infatti il quoziente della sezione d'urto di un certo processo con la superficie della sezione del fascio fornisce la probabilità del processo stesso. La formula che esprime la sezione d'urto per un fascio di densità volumetrica uniforme composto da N_f particelle con velocità v incidenti su un materiale fermo di spessore dx e area S (maggiore della superficie del fascio) è data da:

$$\sigma = \frac{1}{dV \Phi_f n_b} \frac{dN_f}{dt} \quad (1.5)$$

- $\frac{dN_f}{dt}$: numero di interazioni tra le particelle del fascio e del bersaglio nel tempo dt .
- dV : volume infinitesimo del materiale bersaglio attraversato dal fascio di sezione dS , $dV = dx dS$.
- Φ_f : flusso delle particelle incidenti sul bersaglio $\Phi_f = n_f v$, dove n_f è la densità volumica di particelle del fascio.
- n_b : densità volumica di particelle del bersaglio.

L'effetto dell'interazione si ottiene misurando la sezione d'urto di tutti i frammenti prodotti: se l'apparato sperimentale permette anche di misurare l'angolo di deflessione dei frammenti prodotti rispetto alla direzione del fascio incidente e la loro energia cinetica è possibile fare uno studio più dettagliato misurando la sezione d'urto differenziale. La sezione d'urto differenziale in funzione ad esempio del solo angolo solido è espressa come:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{dV \Phi_f n_b} \frac{dN_f}{dt d\Omega} \quad (1.6)$$

A differenza di quella totale la sezione d'urto differenziale fornisce informazioni sulla distribuzione della sezione d'urto in funzione della variabile che stiamo considerando. Se l'apparato lo permette è possibile misurare anche molti altri parametri, come l'energia, in modo tale da fornire informazioni precise sia sulla particella sia sul tipo di interazione. In radioterapia, l'interazione delle particelle cariche e dei fotoni con la materia è principalmente di tipo elettromagnetico con i tre effetti precedentemente descritti: effetto Compton, effetto fotoelettrico e produzione di coppie. La probabilità che avvenga ciascun processo dipende dall'energia dei fotoni e dal numero atomico del materiale attraversato, la figura 1.5 mostra quando un effetto predomina sull'altro.

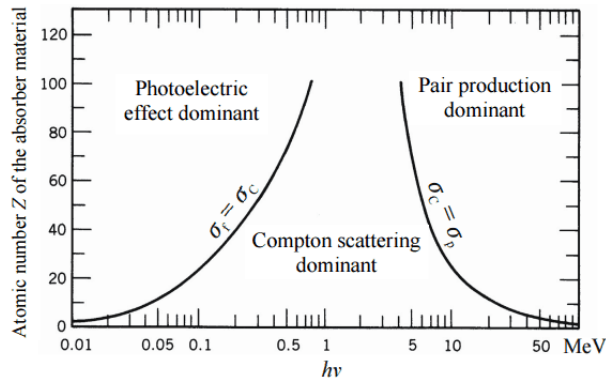


Figura 1.5: Il grafico mostra quale effetto predomina a seconda del numero atomico del materiale attraversato e dell'energia dei fotoni. Le due curve rappresentano i luoghi dei punti in cui l'effetto Compton ha la stessa probabilità dell'effetto fotoelettrico (a sinistra) e della produzione di coppie (a destra).

La sezione d'urto differenziale per l'effetto Compton con un elettrone appartenente a un nucleo di carica Z è data dalla formula di Klein-Nishina:

$$\frac{d\sigma_{Compton}}{d\Omega} = \frac{Zr_e^2}{2} \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \left(\frac{h\nu'}{h\nu} + \frac{h\nu}{h\nu'} - \sin^2(\theta) \right) \quad (1.7)$$

- r_e : raggio classico dell'elettrone.

- $h\nu$: energia del fotone incidente.
- $h\nu'$: energia del fotone diffuso.
- θ : angolo compreso tra la direzione della radiazione incidente e dell'elettrone diffuso (figura 1.1).

Per ottenere la sezione d'urto totale bisogna integrare su tutto l'angolo di emissione e si ottiene:

$$\sigma_{Compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (1.8)$$

Il processo fotoelettrico è tanto più probabile quanto maggiore è Z del materiale e quanto minore è l'energia dei fotoni E_γ . Si può scrivere:

$$\sigma_{foto} \propto \frac{Z^a}{E_\gamma^b} \quad (1.9)$$

con $a=4 \div 4.5$ e $b = 3 \div 3.5$.

L'espressione della sezione d'urto di produzione di coppie ha un andamento dipendente dall'energia. A basse energie (inferiori a una decina di MeV) si ha che:

$$\sigma_{coppie} \propto Z^2 \log(E_\gamma) \quad (1.10)$$

Invece ad alte energie (a centinaia di MeV) si ha:

$$\sigma_{coppie} \propto Z^2 \quad (1.11)$$

Nel caso di fasci di protoni o nuclei è possibile anche l'interazione forte. L'interazione forte ha un raggio d'azione cortissimo perciò è necessario che l'energia dei proiettili sia sufficiente a far avvicinare la particella incidente al nucleo del bersaglio, vincendo la repulsione coulombiana.

1.1.4 Frammenti generati dall'interazione particella-materia

Le reazioni nucleari si verificano con una probabilità inferiore rispetto alle diffusioni coulombiane, ma gli effetti che producono sono rilevanti, soprattutto quando bisogna tenere in considerazione i danni cellulari possibili. I

processi nucleari che possono avere luogo a causa dell'interazione forte dipendono dall'energia in gioco, in adroterapia le particelle utilizzate hanno energia pari ad alcune centinaia di $\frac{MeV}{u}$. La quantità di moto di queste particelle è tale che riescono a superare la barriera coulombiana e dunque possono interagire fortemente con i nuclei del bersaglio causando la distruzione sia della particella-proiettile (tranne per i protoni) che del nucleo bersaglio, o provocare solo una frammentazione parziale. Le collisioni possono essere centrali, con conseguente disintegrazione di entrambi i nuclei ed emissione di frammenti, o periferiche. Per questioni geometriche sono più probabili queste ultime. Le collisioni periferiche vengono descritte dal modello abrasione/ablazione descritto da Serber [2]. Il processo avviene in due fasi diverse, prima si ha l'abrasione che avviene in tempi ristretti dell'ordine di $10^{-23}s$ e successivamente si ha l'ablazione che si verifica in tempi dell'ordine di $10^{-18} - 10^{-16}s$. L'abrasione avviene nella zona di collisione tra la particella e il nucleo bersaglio. L'energia dei nucleoni iniziali si redistribuisce tra i nucleoni abrasati nella regione di sovrapposizione, che formeranno una fireball, in un processo detto termalizzazione. La seconda fase invece consiste nella diseccitazione della fireball e dei frammenti del proiettile e del bersaglio, essi si disecciteranno attraverso l'evaporazione di nucleoni o per ricombinazione. Per raggiungere la stabilità verranno emessi frammenti nucleari secondari e fotoni prompt. Lo schema del processo è riassunto in figura 1.6.

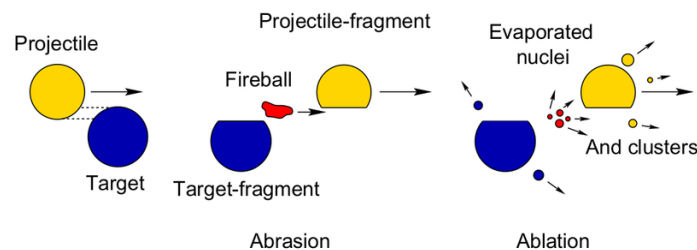


Figura 1.6: Schematizzazione del fenomeno di frammentazione nucleare, causato da collisioni periferiche nucleari, mediante il modello di abrasione/ablazione di Serber.

Le particelle emesse dal proiettile generalmente procedono lungo la direzione del fascio con circa la stessa velocità delle particelle, invece quelle emesse dal bersaglio non hanno una direzione privilegiata. Le particelle della fireball avranno una direzione simile alle particelle emesse dal proiettile. I frammenti secondari essendo nucleoni o ioni più leggeri di quelli di partenza percorrono tratti anche molto lunghi prima di arrestarsi dunque, questi frammenti sono responsabili del deposito di energia oltre il picco di Bragg (sono causa della coda di dose oltre il picco di Bragg fig. 1.7). La probabilità che avvenga il fenomeno della frammentazione aumenta in funzione dell'energia del fascio e provoca un deterioramento del profilo spaziale, sia longitudinale che laterale, del rilascio di energia soprattutto attorno al picco di Bragg.

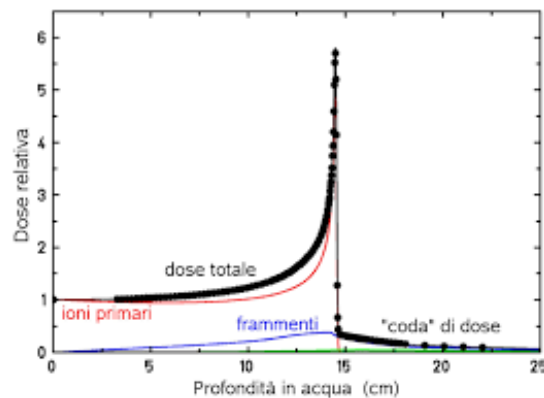
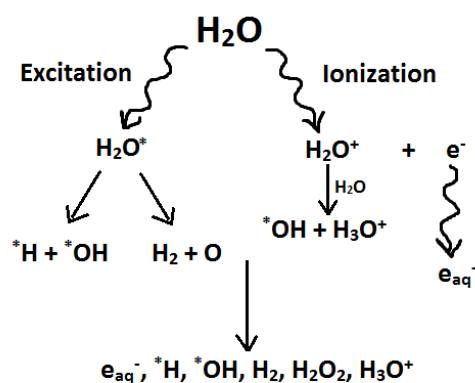


Figura 1.7: Distribuzione di dose in funzione della profondità per ioni carbonio. Si può osservare che dopo il picco di Bragg la dose non tende subito a zero ma presenta una coda [3].

1.1.5 Effetti biologici delle radiazioni

Le radiazioni ionizzanti che interagiscono con le cellule producono ionizzazione sia nelle macromolecole sia nell'acqua, quindi può avvenire la rottura dei legami molecolari o nel secondo caso la produzione di radicali liberi. Il danno biologico derivato dalla ionizzazione può essere diretto nel caso in cui la radiazione distrugge direttamente la catena di DNA oppure indiretto se

la distruzione viene perpetrata dai radicali liberi prodotti comunque dalla interazione con la radiazione. I radicali liberi sono dovuti alla radiolisi delle molecole d'acqua presenti nelle cellule, sono atomi o molecole che presentano un elettrone spaiato nell'orbitale esterno perciò risultano essere molto instabili e molto reattivi un esempio è il Perossido d'Idrogeno (in figura 1.8 è mostrato il processo di formazione dei radicali liberi). Il danno più grave alla cellula è a carico del DNA, si possono avere alterazioni delle basi, perdite di basi, rotture di uno o di entrambi i filamenti. Le catene di DNA danneggiate possono portare alla morte istantanea della cellula, alla morte riproduttiva cioè all'incapacità di riprodursi da parte della cellula, all'apoptosi cioè a una condizione di morte programmata e persino alla creazione di un processo neoplastico. In radioterapia è fondamentale distruggere il DNA delle cellule tumorali cercando di limitare la dose ai tessuti vicini. Il danno provocato in modo diretto o indiretto può essere letale se si ha la morte della cellula e subletale se può essere riparato dagli enzimi. Quando si irradiano cellule eucariotiche con radiazione ionizzante ad alto LET o cellule procariotiche ogni incremento di dose uccide una frazione costante di cellule; si ha così una curva esponenziale semplice, con andamento negativo. Il numero di cellule vive si riduce all'aumentare della dose.



Formazione di radicali liberi e prodotti molecolari

Figura 1.8: Processo di formazione dei radicali liberi per la radiolisi delle molecole d'acqua.

1.1.6 Dosimetria delle radiazioni

Le radiazioni e le particelle che attraversano il corpo umano cedono parte della loro energia all'interno del paziente. Per quantificare l'effetto della cessione di questa energia e per valutarne gli effetti biologici, si definiscono specifiche grandezze dosimetriche: dose assorbita, dose equivalente e dose efficace. La dose assorbita quantifica l'energia rilasciata dal fascio di radiazione nell'unità di massa del tessuto e si misura in Gray ($1\text{Gy} = \frac{1\text{J}}{1\text{kg}}$), è espressa dalla formula:

$$D_a = \frac{dE}{dm} \quad (1.12)$$

D_a è l'energia media dE assorbita da un elemento di massa unitaria dm di un materiale. Gli effetti chimici e biologici nel tessuto umano dipendono dalla dose assorbita dunque all'aumentare dell'energia impiegata maggiore saranno il numero di ionizzazioni ed eccitazioni e di conseguenza aumenterà il danno provocato. A parità di dose assorbita il danno biologico può variare poiché dipende: dalle ionizzazioni subite per unità di cammino percorso, dalla reazione biologica e dalla presenza di ossigeno nei tessuti irradiati. Il LET rappresenta l'energia infinitesima dE ceduta al mezzo dalla radiazione nel tratto di materia dx , tramite collisioni che causano trasferimenti di energia inferiori a un valore Δ :

$$LET_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\Delta} \quad (1.13)$$

Il parametro LET esprime il trasferimento lineare di energia e viene usato per classificare la qualità della radiazione. Le radiazioni vengono classificate in funzione della loro capacità di trasferire energia durante il percorso nel mezzo attraversato. I raggi X e γ sono a basso LET poiché depositano poca energia per unità di percorso lungo il cammino, dunque ionizzano poco frequentemente ed esauriscono la loro energia cinetica in molto tempo. Le particelle pesanti o i protoni invece sono ad alto LET infatti depositano la maggior parte dell'energia in volumi ristretti, si pensi al picco di Bragg. Le

radiazioni ad alto LET sono più distruttive per il tessuto bersaglio rispetto a quelle a basso LET poiché hanno elevata densità di ionizzazione quindi, è prevalente il danno diretto alla catena di DNA non riparabile. Uno dei punti di forza dell'adroterapia è proprio l'utilizzo di radiazione ad elevato LET , grazie ad essa si massimizzano i danni al tessuto tumorale e si risparmiano molti danni non necessari ai tessuti sani adiacenti. Dosi identiche di radiazioni con LET diversi producono effetti biologici differenti e il parametro che descrive ciò è la RBE :

$$RBE = \frac{D_X}{D_T} \quad (1.14)$$

- D_X : dose assorbita dovuta ad una radiazione di riferimento necessaria a produrre un certo effetto biologico in un dato materiale.
- D_T : dose assorbita di una radiazione T necessaria a produrre la stessa reazione biologica nello stesso tipo di materiale.

La RBE è l'efficacia biologica relativa delle radiazioni ed esprime l'entità dell'effetto biologico di un tipo di radiazione a parità di dose fisica. Con l'aumentare dell'Ossigeno nei tessuti la radiolisi dell'acqua produce più radicali liberi quindi il danno biologico viene amplificato. Il parametro che tiene conto di questo fatto è OER (Oxygen Enhancement Ratio) e viene espresso come:

$$OER = \frac{D_{anossiche}}{D_{ossigenate}} \quad (1.15)$$

- $D_{anossiche}$: dose in condizioni anossiche per produrre un effetto.
- $D_{ossigenate}$: dose in condizioni ossigenate per produrre lo stesso effetto.

La dose assorbita D_a non tiene conto degli effetti biologici indotti dalle radiazioni con diversi LET , perciò si utilizza un nuovo fattore detto dose equivalente. La dose equivalente quantifica l'effetto biologico dovuto all'assorbimento di dose, in funzione delle diverse modalità di ionizzazione delle radiazioni e delle particelle, è data dalla formula:

$$D_{eq} = \sum_R w_R D_{a,R} \quad (1.16)$$

- w_R : fattore di ponderazione che tiene conto del LET della radiazione R.
- $D_{a,R}$: dose assorbita dall'organo o tessuto a causa della radiazione R.

La sommatoria è fatta su tutti i tipi di radiazione R. La dose equivalente non considera che le cellule dei diversi organi e tessuti reagiscono diversamente all'interazione con la radiazione. La dose efficace a differenza di quest'ultima quantifica l'effetto sul tipo di organo o tessuto ed è espressa da:

$$D_{eff} = \sum_T w_T D_{eq,T} \quad (1.17)$$

- w_T : fattore di ponderazione per l'organo o tessuto T.
- $D_{eq,T}$: dose equivalente nell'organo o tessuto T.

La sommatoria è fatta su tutti gli organi o tessuti T. D_{eff} tiene dunque in considerazione gli effetti biologici in funzione dell'organo o tessuto irradiato. La dose equivalente ed efficace si esprimono entrambe in Sievert (Sv).

1.2 Cenni di radioterapia interna

La radioterapia interna viene somministrata dall'interno del corpo mediante minuscole sonde di metallo radioattivo che vengono posizionate direttamente all'interno del tumore o molto vicino a esso (brachiterapia), oppure attraverso un liquido radioattivo da bere o da iniettare in vena, che viene captato in maniera specifica dalle cellule tumorali (radioterapia sistemica) [4]. I punti di forza principali della radioterapia interna sono due. Il primo vantaggio è quello di garantire un'esposizione limitata alle radiazioni e meno danni ai tessuti sani, di conseguenza la radioterapia interna opera soltanto sull'area

occupata dal tumore. Il secondo vantaggio è connesso al primo vantaggio e consiste nella possibilità di aumentare la dose di radioattività emessa dalla sorgente, in quanto quest'ultima è diretta esclusivamente contro la massa tumorale.

1.2.1 Brachiterapia

La brachiterapia è un tipo di radioterapia il cui funzionamento consiste nel posizionare materiale radioattivo all'interno del corpo, in prossimità del tumore da curare. Il materiale radioattivo, composto da radioisotopi (ad esempio il ^{192}Ir), può essere applicato a supporti cilindrici, come piccole sfere, quindi impiantato nella sede più idonea per agire da sorgente interna di radiazioni. Tali radiazioni servono a distruggere le cellule che compongono la massa tumorale in aumento. La brachiterapia può essere utilizzata da sola o in combinazione con altre terapie, come la chirurgia, la radioterapia esterna e la chemioterapia.

1.2.2 Radioterapia sistemica

Alcuni tipi di tumore, come il tumore tiroideo, osseo e prostatico sono trattati con radiofarmaci che vengono somministrati attraverso una bevanda o vengono iniettati per via endovenosa nel paziente. La componente radioattiva del liquido è in genere combinata con un'altra sostanza che si lega in modo specifico con le cellule tumorali, in modo da poter colpire selettivamente solo la malattia e non gli altri tessuti sani. Alcuni esempi di radiofarmaci usati per la radiazione sistemica sono: Radioiodio e Lutezio.

1.3 Radioterapia esterna

Nella radioterapia esterna le radiazioni ionizzanti ad alta energia (come raggi X o fasci di particelle come protoni), sono emesse da acceleratori lineari o sincrotroni (in adroterapia) che si trovano all'esterno del corpo del paziente.

Questi apparecchi non entrano in contatto diretto con il corpo, ma fanno convergere le radiazioni nel punto preciso dove si trova il tessuto tumorale da distruggere. Esistono vari tipi di radioterapie a seconda del tumore da trattare come:

- Radioterapia a intensità modulata o IMRT: Questo tipo di radioterapia consente di irradiare con la massima precisione la massa tumorale è perciò indicata per il trattamento di tumori in prossimità di zone critiche dell'organismo come gli organi vitali. Impiega multipli fasci, ognuno dei quali suddiviso in numerosi fasci più piccoli, di diversa intensità. Con questa tecnica è possibile dunque, modulare la dose di radiazioni che va a distribuirsi sul tessuto in maniera non uniforme infatti l'intensità delle radiazioni sarà maggiore nel sito della massa tumorale, mentre sarà ridotta nelle zone in cui il tumore si trova vicino a tessuti sani.
- La radioterapia imaging guidata o igrt: è una tecnica che sfrutta l'utilizzo simultaneo di strumenti quali TAC o risonanza magnetica nucleare per monitorare e individuare il sito della massa tumorale e radiazione ionizzante per eliminare il tumore. Riprendere immagini a intervalli regolari può migliorare la precisione soprattutto per i tumori che coinvolgono organi che sono soggetti a spostamenti.
- La radiochirurgia stereotassica con Gamma Knife: usa procedure specifiche per identificare la posizione del tumore mediante immagini e viene generalmente impiegata solo per curare i tumori piccoli con contorni ben definiti. La radiochirurgia stereotassica utilizza elevate dosi di radiazione ionizzante perciò è necessario che sia somministrata con la massima accuratezza vengono infatti utilizzate maschere o altri dispositivi che immobilizzano il paziente durante la seduta. Il prof. Leksell e Dott. Larsson nel 1958 effettuarono il primo trattamento in Svezia con il macchinario Gamma Knife. Il Gamma Knife usa fasci di raggi gamma prodotti da sorgenti di ^{60}Co per trattare patologie maligne e benigne.

- La terapia adronica è un tipo di radioterapia che utilizza fasci di particelle ionizzanti (come protoni e ioni positivi). La caratteristica di queste particelle è che, diversamente delle radiazioni ionizzanti, quando penetrano i tessuti rilasciano la maggior parte della loro energia alla fine del loro percorso (picco di Bragg). Il vantaggio di questa tecnica risiede nel far diminuire l'esposizione dei tessuti sani alle radiazioni e permettere la somministrazione di dosi più elevate.

1.3.1 Radioterapia a fasci di fotoni

La radioterapia a fasci di fotoni si fonda sull'utilizzo di un fascio collimato, prodotto all'esterno del corpo del paziente da acceleratori lineari, che viene convogliato verso la massa tumorale. Gli acceleratori lineari (LINAC) sono in grado di produrre fasci di fotoni energetici usando onde elettromagnetiche a microonde per accelerare le particelle cariche (generalmente elettroni) ad alta energia e facendole collidere su un target ad elevato numero atomico. Per la terapia sono necessari fasci di radiazione aventi energia maggiore di 1MeV . Il LINAC è composto da un cannone elettronico che è la fonte di produzione degli elettroni, una guida d'onda che serve per accelerare le particelle prodotte e una testata che serve per deviare il fascio di elettroni facendolo incidere su un target ad elevato numero atomico. Durante il percorso sono presenti anche vari collimatori, una volta prodotto il fascio di fotoni l'intensità viene resa omogenea spazialmente utilizzando un filtro a cono. Lo schema dell'apparato è rappresentato in figura 1.9.

Il fascio di elettroni inizialmente prodotto oltre che essere usato per la produzione di fotoni può essere impiegato direttamente per la cura di tumori nelle regioni più esterne del corpo come i melanomi (electron beam therapy). La radioterapia convenzionale che utilizza fotoni o elettroni ha alcuni limiti dovuti per esempio alla difficoltà di curare i tumori radio resistenti e all'impossibilità di preservare dagli effetti collaterali gli organi vitali e delicati come ad esempio, occhi, nervi, cervello, nei casi in cui i tessuti tumorali da irradiare siano vicini ad essi. L'adroterapia a differenza della radioterapia è in

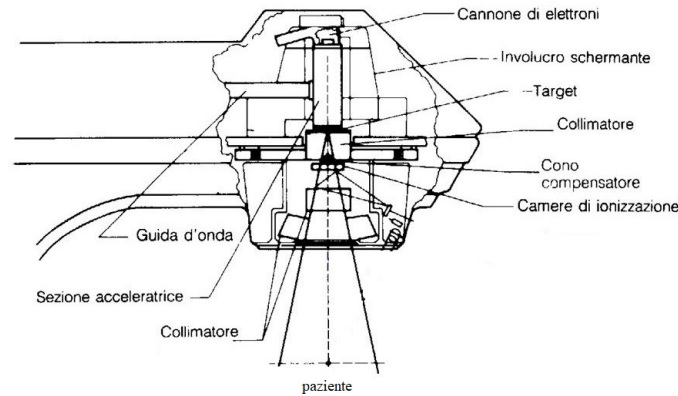


Figura 1.9: Schema di funzionamento acceleratore lineare (LINAC). Gli elettroni accelerati colpiscono, a seconda del trattamento, o un certo target metallico producendo raggi X (e successivamente vengono inviati sul bersaglio da colpire) o direttamente il paziente.

grado di colpire precisamente le cellule tumorali preservando maggiormente i tessuti sani.

1.3.2 Adroterapia

L'adroterapia è una forma avanzata di radioterapia in cui vengono impiegati fasci di particelle cariche per il trattamento di patologie tumorali. Fu ideata nel 1946 da Robert Wilson quando studiando l'andamento della dose rilasciata in funzione della profondità per i fasci di protoni si accorse del profilo favorevole della curva e del potenziale se applicato alla medicina. L'adroterapia è stata introdotta da più di venti anni nella pratica ospedaliera come tecnica alternativa alla tradizionale radioterapia a raggi X o elettroni. In Italia, il primo centro di adroterapia è nato a Catania (CATANA) per la cura del melanoma agli occhi mediante protonterapia. Negli anni successivi sono stati inaugurati altri due centri uno a Pavia (CNAO) operante con fasci sia di carbonio sia di protoni e a Trento. Grazie ai dati promettenti stanno aumentando gli investimenti su questo tipo di innovazione tecnologica. I fasci

di particelle sono generati da sorgenti che producono ioni carbonio e protoni, questi devono essere accelerati prima di essere spediti contro la massa tumorale. Questo compito è affidato a tre possibili acceleratori di particelle: il ciclotrone, il sincrotrone e il sincrociclotrone. Un esempio di sincrotrone è quello usato al CNAO, il quale ha una forma circolare con un diametro di 25 metri; in due zone interne alla circonferenza nascono i fasci di particelle in dispositivi detti sorgenti. I fasci prodotti dalle sorgenti di protoni e ioni carbonio sono inviati nel sincrotrone dove, inizialmente, viaggiano a circa 30.000 chilometri al secondo. Successivamente sono accelerati fino ad energie cinetiche di 250 MeV per i protoni e 400 $\frac{MeV}{u}$ per gli ioni carbonio. Il fascio di particelle nel sincrotrone viene accelerato per arrivare all'energia voluta. I fasci vengono poi inviati e curvati da un potente magnete per essere indirizzati in modo preciso verso il bersaglio [5]. In adroterapia le particelle utilizzate sono generalmente protoni o ioni ^{12}C , esse presentano un alto LET e un favorevole profilo della curva del rilascio di dose, infatti la massima densità di energia rilasciata si localizza attorno al picco di Bragg alla fine del cammino dello ione. I fasci di raggi X o γ invece mostrano un andamento esponenziale decrescente della curva di rilascio di dose in funzione della penetrazione nel materiale (figura 1.10). Questo dal punto di vista clinico vuol dire maggior rilascio di dose sulla zona tumorale e minori danni ai tessuti sani limitrofi. Generalmente visto che il picco di Bragg per i protoni e gli ioni carbonio risulta essere più sottile rispetto alle dimensioni tumorali, è necessario usare diversi fasci con energia differente per generare un picco allargato che si estenda a tutto il volume da bersagliare.

Gli ioni ^{12}C hanno un vantaggio sui protoni grazie alla maggiore efficacia radiobiologica RBE , nel caso degli ioni carbonio il picco della RBE coincide con il picco di Bragg e ciò porta a massimizzare la distribuzione di dose alla zona tumorale. Per fasci terapeutici di energie dell'ordine delle centinaia di MeV/u è importante considerare anche i fenomeni di frammentazione nucleare che avvengono in maniera non trascurabile. La percentuale maggiore di frammentazioni nucleari si ha nel primo tratto di cammino nel mezzo e

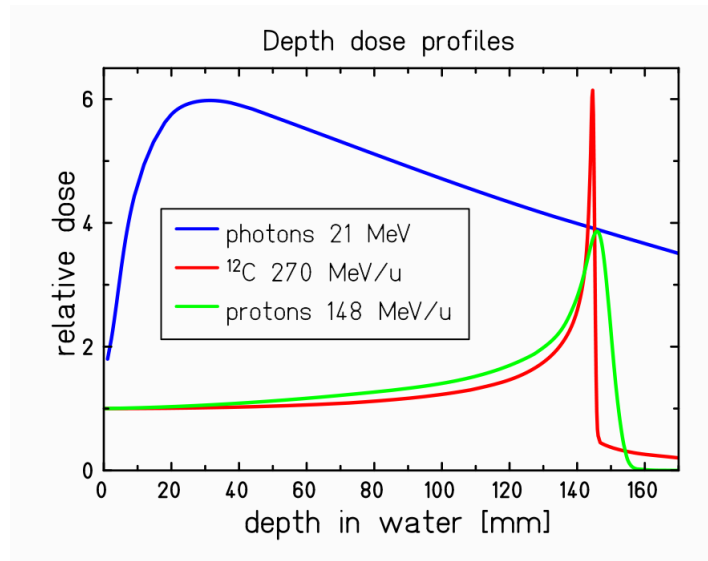


Figura 1.10: Distribuzione di dose in funzione della profondità in acqua per fasci di fotoni, ioni carbonio e protoni a energie fissate [6].

diminuisce nel zona del picco di Bragg, la percentuale cresce con l'aumentare dell'energia del fascio. La conoscenza di questo fenomeno è fondamentale poiché la frammentazione nucleare porta a una maggiore incertezza sulla stima del parametro RBE , quindi lo studio di tale processo è necessario per migliorare la qualità del trattamento. L'esperimento FOOT si prefigge come obiettivo l'analisi del fenomeno di frammentazione nucleare per gli ioni di ossigeno e carbonio nell'intervallo di energie rilevanti per la cura dei tumori.

Capitolo 2

Esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target)

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) ha come tema principale la misura delle sezioni d'urto di produzione dei frammenti nucleari prodotti dalla frammentazione sia del fascio che del bersaglio. È stato approvato dall'INFN nel settembre 2017 e vanta collaborazioni nazionali ed internazionali. La maggior parte delle ricerche riguardanti la frammentazione nucleare svolte finora si sono concentrate sull'analisi dei frammenti del proiettile trascurando lo studio dei frammenti generati dal bersaglio. L'esperimento FOOT ha due obiettivi principali: ampliare le conoscenze sulle misure di sezione d'urto dei frammenti del fascio incidente in un range maggiore di energia (50-250 MeV per i fasci protonici e 50-400 MeV/u per ioni ^{12}C) e misurare la sezione d'urto dei frammenti del bersaglio, la quale rappresenta la parte più lacunosa delle ricerche svolte. Le conoscenze acquisite servono per migliorare in primis i sistemi di pianificazione dei trattamenti adroterapici, ma risultano utili anche per altre applicazioni come la radioprotezione nello spazio. La raccolta dei dati per l'esperimento FOOT sarà effettuata presso vari acceleratori tra cui anche il Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica di Pavia (CNAO).

2.1 Cinematica inversa

I frammenti del bersaglio prodotti dall'interazione tra il fascio incidente e gli atomi del bersaglio hanno energia cinetica molto bassa (dell'ordine del MeV) e dunque si arrestano in un breve spazio all'interno del bersaglio stesso entro qualche decina di micrometri e non possono essere rilevati dal detector. Questo problema in FOOT è stato risolto usando la cinematica inversa in cui si sfrutta l'invarianza relativistica delle sezioni d'urto: anziché accelerare un fascio di protoni contro un corpo umano, si accelerano i nuclei del corpo umano (tipicamente ^{12}C o ^{16}O) e si fanno incidere su un bersaglio di H . Ovviamente, per avere l'invarianza relativistica delle sezioni d'urto è necessario che l'energia per nucleone del nuovo fascio sia identica a quella che avevano in precedenza i protoni. Dopo aver ottenuto la misura in cinematica diretta, si applica il boost inverso di Lorentz e si estrapolano le misure nel sistema di riferimento in cui gli atomi di ^{12}C o ^{16}O sono fermi (vedi figura 2.1).

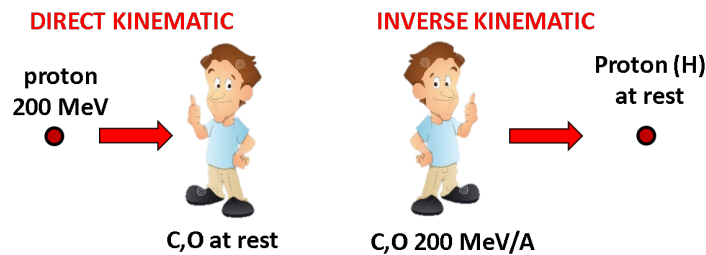


Figura 2.1: Tecnica della cinematica inversa in cui si sfrutta l'invarianza relativistica delle sezioni d'urto. Viene accelerato il fascio di nuclei del corpo umano e spedito su un bersaglio di protoni, in seguito si applica il boost inverso di Lorentz.

Poiché un bersaglio composto da soli atomi di idrogeno si troverebbe in uno stato gassoso e dunque implicherebbe una bassa probabilità d'interazione, la strategia utilizzata è stata quella di utilizzare due bersagli affiancati, uno di puro carbonio e l'altro di polietilene (C_2H_4): la sezione d'urto finale su idrogeno è ottenuta per differenza:

$$\frac{d\sigma_{frag}(H)}{dE_{cin}} = \frac{1}{4} \left[\frac{d\sigma_{frag}(C_2H_4)}{dE_{cin}} - 2 \frac{d\sigma_{frag}(C)}{dE_{cin}} \right] \quad (2.1)$$

- $\frac{d\sigma_{frag}(H)}{dE_{cin}}$: sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica del frammento relativa a un bersaglio di idrogeno.
- $\frac{d\sigma_{frag}(C_2H_4)}{dE_{cin}}$: sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica del frammento relativa a un bersaglio di polietilene.
- $\frac{d\sigma_{frag}(C)}{dE_{cin}}$: sezione d'urto differenziale rispetto all'energia cinetica del frammento relativa a un bersaglio di carbonio.

Per ragioni puramente cinematiche, l'angolo di emissione per frammenti pesanti ($Z > 2$) è attorno alla direzione di incidenza del fascio entro un piccolo angolo (semiapertura di 10°), mentre per quelli più leggeri l'angolo risulta maggiore. Al fine di poter rivelare sia i frammenti leggeri che quelli pesanti, l'apparato è stato progettato con due diversi setup: a piccolo angolo per la misura dei frammenti pesanti e ad ampio angolo, utilizzando camere ad emulsione, per la misura dei frammenti leggeri.

2.2 L'apparato sperimentale per i frammenti pesanti

L'apparato è suddiviso in tre regioni: la zona iniziale precedente al bersaglio e contenente il bersaglio, la parte centrale dedicata al tracciamento e l'ultima regione designata all'identificazione del frammento. Il bersaglio ha dimensioni tali da minimizzare i fenomeni di scattering in modo che i frammenti prodotti non perdano energia all'interno dello stesso. Lo spessore del bersaglio così scelto è pari a 2 mm e la probabilità di frammentazione all'interno è di circa 10^{-2} . L'apparato è composto da vari rivelatori che misurano l'energia cinetica (E_k), la traiettoria, l'impulso, lo Stopping Power (potere frenante) e il tempo di volo (TOF) della traccia. L'obiettivo dell'esperimento

FOOT è di misurare la sezione d'urto di produzione dei vari frammenti con una precisione dell'ordine del 5%. Per avere questa accuratezza è necessario che ogni rivelatore abbia al più queste risoluzioni sulle misure:

- $\frac{\sigma(E_k)}{E_k} \leq 2\%$: risoluzione sull'energia cinetica;
- $\sigma_{(TOF)} \leq 100ps$: risoluzione sul tempo di volo;
- $\frac{\sigma(p)}{p} \leq 5\%$: risoluzione sull'impulso;
- $\frac{\sigma(S)}{S} \leq 3\%$: risoluzione sulla perdita di energia in un materiale sottile dove S è lo Stopping Power (potere frenante) definito come $S = \frac{dE}{dx}$.

2.2.1 La zona pre-target

Nella zona precedente il bersaglio è presente uno scintillatore (Start Counter, SC) che fornisce l'istante iniziale in cui avviene il passaggio del fascio e una camera a deriva (Drift Chamber, DC) che traccia il percorso del fascio prima che questo raggiunga il bersaglio. Lo SC fornisce anche il trigger all'apparato ed è inoltre fondamentale per il conteggio di particelle di fascio che entrano nel bersaglio. La DC è necessaria in un esperimento a cinematica inversa in quanto misura la direzione del fascio che può essere diversa da quella fornita dall'acceleratore a causa di multiple scattering del fascio sullo SC. Lo Start Counter SC (vedi figura 2.2) è formato da un foglio scintillatore plastico a disco EJ228 spesso $250 \mu\text{m}$ e di raggio 26 mm, collegato a 4 fasci da 40 fibre ottiche ciascuno che conducono i fotoni prodotti a tubi fotomoltiplicatori (PMT) Hamamatsu H10721-210 che trasformano le informazioni luminose in segnali elettrici con efficienza quantica (QE) 40%. L'efficienza quantica è definita come la percentuale di energia incidente (luce) che riesce ad essere registrata dal sensore di acquisizione. Lo spessore è stato scelto in modo tale che i fenomeni di frammentazione pre-bersaglio fossero ridotti a meno del 5% rispetto a quelli sul bersaglio di grafite di spessore 2 mm.

La DC (vedi figura 2.3) è composta da 12 strati di fili anodici, ognuno dei quali è posizionato tra due piani catodici. I fili, posti a una tensione

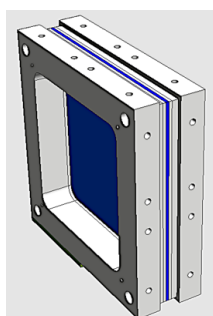


Figura 2.2: Rappresentazione dello Start Counter.

positiva, individuano delle celle $16 \times 10\text{mm}^2$, dove il lato lungo corrisponde a quello perpendicolare alla direzione del fascio. Quando una particella ionizzante passa attraverso al gas contenuto nella camera genera ioni positivi ed elettroni. Gli ioni positivi si dirigono verso i due piani catodici, invece gli elettroni si spostano verso il filo anodico più vicino, nella cui zona adiacente ha luogo una produzione a valanga di elettroni. Nel filo più vicino viene generato un impulso positivo, mentre nei fili limitrofi sono generati impulsi negativi. Ogni filo funziona come un contatore proporzionale con una propria elettronica di acquisizione. Ogni strato è sfalsato rispetto a quello successivo di una mezza cella in modo da poter risolvere ambiguità di posizione [7].

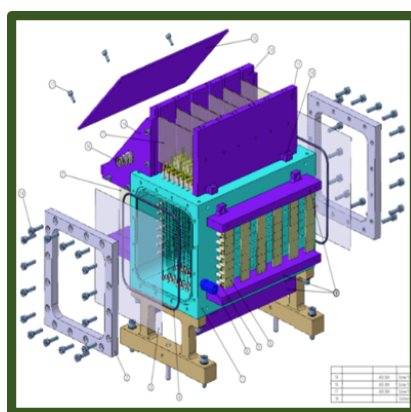


Figura 2.3: Rappresentazione della Drift Chamber.

La Drift Chamber traccia il passaggio delle particelle del fascio con una risoluzione spaziale dell'ordine di circa $140 \mu\text{m}$ per ioni carbonio [8][9]. Nella

parte finale della Drift Chamber vicino allo Start Counter sono posti due bersagli consecutivi di carbonio (C) e polietilene (C₂H₄) con spessore pari a 2 mm. Dopo questi elementi è presente infine il bersaglio.

2.2.2 Il tracciatore

La regione centrale è formata da uno spettrometro magnetico costituito da un magnete e da tre rivelatori al silicio: il Vertex Tracker, l'Inner Tracker e il Micro Strip Detector. Questi apparecchi servono per ricostruire la traiettoria dei frammenti prodotti e di misurarne il loro impulso.

Lo spettrometro magnetico dell'esperimento FOOT è composto da due magneti permanenti scelti per migliorare la risoluzione dell'impulso. I magneti permanenti sono stati disposti in configurazione Halbach a geometria cilindrica in modo da rendere il campo magnetico uniforme all'interno della cavità e nullo all'esterno (vedi figura 2.4). I magneti cilindrici cavi sono composti da SmCo (Samarco-Cobalto) e formati da dodici segmenti orientati e sagomati secondo la configurazione di Halbach. Lungo l'asse dei magneti il campo risulta essere circa 1.0 T.

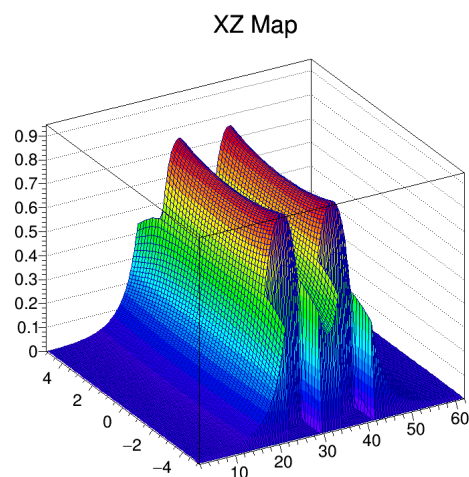


Figura 2.4: Rappresentazione dell'intensità del campo magnetico, dovuto alla presenza dei due magneti permanenti, nello spettrometro magnetico.

Curvando la traiettoria del frammento carico, è possibile dalla curvatura ricostruire l'impulso della particella. Nell'ipotesi che il frammento transiti lungo l'asse del fascio perpendicolarmente al campo magnetico, la traiettoria della particella subisce una curvatura diventando elicoidale con asse lungo z e con raggio di curvatura dipendenti dall'intensità del campo magnetico; l'impulso del frammento è dato dalla formula:

$$|\vec{p}| = qr|\vec{B}| \quad (2.2)$$

- \vec{p} : impulso del frammento.
- q : carica del frammento.
- \vec{B} : campo magnetico applicato.
- r : raggio di curvatura.

Poiché la lunghezza L della zona attraversata dalla particella in cui è presente il campo magnetico è molto minore del raggio di curvatura si può scrivere l'angolo di deflessione θ come:

$$\theta = \frac{L}{r} = \frac{LqB}{p} \quad (2.3)$$

Per la precisione sulla misura dell'impulso si fa affidamento all'equazione 2.3 ottenendo:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} \quad (2.4)$$

Per determinare l'angolo di deflessione è necessario misurare la particella in almeno due punti spaziali prima del magnete e sempre in due punti dopo il magnete. Per fare ciò sono necessari vari rivelatori.

In FOOT si traccia il passaggio della particella attraverso dei rivelatori al silicio posti sia prima che dopo che in mezzo ai due magneti presenti. Nella parte iniziale dello spettrometro magnetico, nella zona precedente al primo magnete, è presente il Vertex Tracker (vedi figura 2.5) che è formato

da quattro strati di silicio con sensori Mimosa28 (M28) della famiglia CMOS MAPS. Ogni chip M28 è una matrice di 928×960 pixel ognuno di area quadrata di lato $20.7 \mu\text{m}$ e area complessiva di sezione $20.22 \times 22.71 \text{ mm}^2$. I chip di silicio hanno uno spessore ridotto a $50 \mu\text{m}$ in modo da ridurre lo scattering multiplo. I quattro piani di silicio sono separati in gruppi di due divisi tra loro da 10 mm ; i due sensori di un sottogruppo sono distanziati di 2 mm . Il Vertex Detector copre un angolo di rivelazione per i frammenti prodotti di 40° .

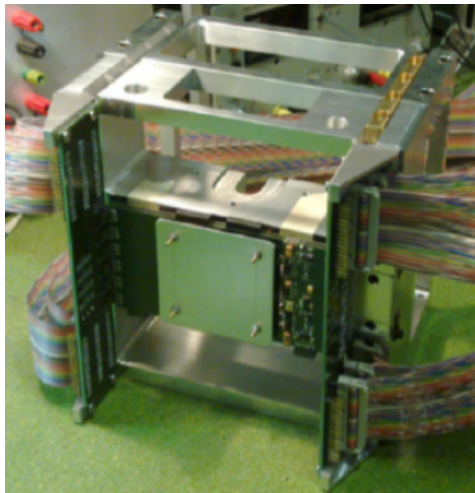


Figura 2.5: Foto del Vertex Tracker formato da due strati di M28.

Nella regione in mezzo ai due magneti è presente l'Inner Tracker composto da due piani di pixel al silicio. In questa zona di mezzo il campo magnetico è presente ma non incide sul funzionamento dei sensori [10]. La struttura è formata da due piani suddivisi in due strutture ciascuno, ognuna formata a sua volta da 2 moduli di 4 sensori $2 \times 2 \text{ cm}^2$ Mimosa28 spessi $50 \mu\text{m}$ posti uno di fronte all'altro e separati da 2 mm di una lastra di SiC avente densità atomica molto bassa. I quattro sensori M28 di ogni modulo sono posti su due o tre strati di una pellicola di poliammide (Kapton) [11] di circa $100 \mu\text{m}$ totali che formano un FPC (Flexible Printed Cable). Per lasciare spazio ad una fila di bonding bad i bordi inferiori dei sensori risultano più corti, quelli superiori sono stati allineati a quelli delle pellicole. Sulla base dei risultati

ottenuti dall'esperimento PLUME, per ridurre al minimo la zona morta, cioè l'area del detector dove il segnale di rivelazione è basso o inesistente, lo spazio tra due sensori consecutivi deve essere al massimo di $30 \mu\text{m}$. Per evitare la sovrapposizione di zone morte tra i sensori dei due piani sono stati sfalsati orizzontalmente di un centinaio di micrometri.

Nella regione finale dello spettrometro magnetico, dopo il secondo magnete, è presente il Microstrip Silicon Detector (MSD). Questo strumento è un rivelatore di posizione a giunzione p-n con elettrodo segmentato. Quando una particella carica attraversa il rivelatore si generano coppie elettrone-lacuna, le quali vengono attratte dagli elettrodi. La corrente indotta dal moto di deriva crea il segnale, che viene amplificato attraverso il meccanismo interno della Low Gain Avalanche Diode (LGAD) con un guadagno di circa 10 [12] [13]. Amplificando in questo modo si migliora il rapporto segnale rumore e quindi la misura del potere frenante. L'apertura angolare di rivelazione dei frammenti per questo esperimento deve essere di circa 10° dunque il Microstrip Detector deve ricoprire una superficie di $9 \times 9 \text{ cm}^2$. Il MSD è formato da tre piani x-y distanziati fra loro di 2 cm e formati da due strati di circa $70 \mu\text{m}$ di silicio incollati tra loro da un foglio di Kapton biadesivo di circa $30 \mu\text{m}$, per uno spessore equivalente totale di circa $155 \mu\text{m}$. Le strips sono lunghe tutto il rivelatore quindi 9 cm e distano fra loro (dal centro di una al centro dell'altra) $125 \mu\text{m}$, che assicurano una risoluzione sulla posizione di $35 \mu\text{m}$. Infine ogni strato del Microstrip Detector viene attaccato a una lastra di carbonio fissata a una struttura di alluminio o acciaio.

2.2.3 La regione finale

L'ultima regione dell'apparato dell'esperimento FOOT è formata da due strati di scintillatori plastici e dal calorimetro formato da uno scintillatore inorganico di cristalli BGO (germanato di bismuto). Gli scintillatori plastici misurano lo stop del tempo di volo (TOF) e il potere frenante dei frammenti. Essi sono formati da due strati ortogonali di 20 barre EL-208 di materiale scintillatore spesse 3 mm e di sezione $2 \times 40 \text{ cm}^2$ ciascuna (vedi figura

2.6). Lo spessore delle barre è stato scelto considerando la probabilità di ri-frammentazione post-target e le risoluzioni del tempo di volo e del potere frenante. Gli scintillatori plastici sono caratterizzati da uno spessore molto inferiore alla lunghezza di radiazione caratteristica e quindi da un basso deposito di energia. Ogni barra di scintillatore è collegata a 4 Silicon Photo-Multiplier SiPM (due per ogni lato) che trasformano il segnale luminoso in un segnale elettronico.

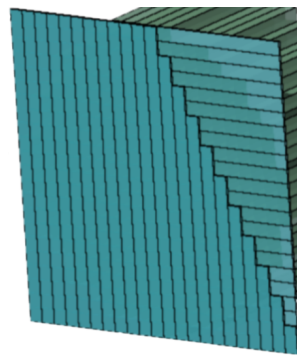


Figura 2.6: Rappresentazione degli scintillatori plastici destinati alla misura dello stop del tempo di volo e del potere frenante.

L'ultimo strumento nella regione finale è il calorimetro per la misura dell'energia cinetica delle particelle: è formato da un materiale scintillatore di cristalli di BGO ed è caratterizzato da una elevata densità atomica, da un elevato numero atomico e da una bassa lunghezza di radiazione. Risulta lo strumento finale poiché grazie alle sue caratteristiche è in grado di far arrestare i frammenti e di assorbirli. Il calorimetro ha una superficie circolare di raggio 20-25 cm, corrispondente a un numero di cristalli di BGO di sezione $2 \times 2 \text{ cm}^2$ compreso fra 350-500 in modo tale da ricoprire un angolo di emissione dei frammenti di 10° (vedi figura 2.7). Nel calorimetro avvengono interazioni elettromagnetiche e nucleari forti tra i frammenti e il materiale scintillatore e possono essere prodotti neutroni, che grazie alla loro natura, possono riuscire ad uscire dal calorimetro senza interagire. Quando accade ciò si ha una perdita di energia e dunque una non corretta misura dell'energia cinetica del frammento.

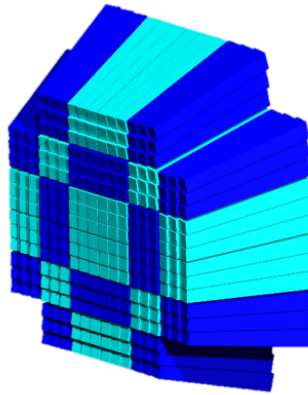


Figura 2.7: Rappresentazione del calorimetro.

2.3 L'apparato sperimentale per i frammenti leggeri

L'apparato sperimentale per i frammenti leggeri è stato progettato tenendo in considerazione che l'angolo di emissione per frammenti leggeri (come protoni o nuclei di elio) risulta molto più grande dell'angolo di emissione per i frammenti pesanti. Considerando dunque l'elevato angolo di emissione è stata introdotta una camera ad emulsione che permette di rivelare i frammenti prodotti fino a 70° rispetto all'asse del fascio incidente. L'apparato è formato dallo Start Counter, dalla Drift Chamber (uguale all'apparato per i frammenti pesanti) e dalla camera ad emulsione. Quest'ultima ha il compito di far arrestare i frammenti e di registrarne il passaggio. La camera è suddivisa in tre parti, la prima è formata da tre strati di C o C_2H_4 , che servono da bersaglio, spessi 1 mm ciascuno alternati da lastre di $300 \mu\text{m}$ formate da una base plastica ricoperta da due pellicole di emulsione nucleare di microcristalli di AgBr di diametro $0.2 \mu\text{m}$ dispersi in una gelatina. La seconda parte è composta da una sequenza di pellicole destinate all'identificazione della carica dei frammenti prodotti. L'ultima parte è formata da tre superfici di piombo di 1 mm alterate a strati di emulsione ed è necessaria per la misura dell'impulso. La rappresentazione della camera ad emulsione è mostrata

in figura 2.8. L'emulsione nucleare è la tecnica di rivelazione con la migliore risoluzione spaziale tridimensionale, tipicamente minore di $1\ \mu\text{m}$ e con un tempo morto quasi nullo. Il bromuro di argento AgBr delle pellicole ad emulsione nucleare assorbe energia quando eccitato da luce o particelle cariche. L'assorbimento di energia rende sensibili i cristalli di modo che sotto l'azione dello sviluppatore, la trasformazione del bromuro di argento in argento metallico avviene più rapidamente rispetto a quelli che non hanno assorbito energia. In un cristallo di bromuro di argento ciascun atomo di argento cede un elettrone a un atomo di bromo, per cui i primi si caricano positivamente (Ag^+), mentre il bromo si carica negativamente (Br^-). Quando un fotone di energia maggiore di una certa soglia viene assorbito dal cristallo di bromuro di argento, un elettrone viene rilasciato da Br^- . L'elettrone così liberato si muove all'interno del cristallo fino a quando incontra una imperfezione (sito di immagine latente) e viene catturato. La trappola, caricata negativamente, può attirare a sé gli ioni argento positivi neutralizzando la carica e formando così un atomo di argento. Tale processo può ripetersi più volte in una singola trappola. In questo modo l'assorbimento di energia in un cristallo di bromuro di argento porta ad una concentrazione di alcuni atomi in piccoli aggregati che possono essere osservati al microscopio ottico. La densità di questi aggregati di argento è proporzionale alla ionizzazione delle particelle cariche che attraversano il materiale del rivelatore. Per poter osservare le tracce impresse sulle pellicole ad emulsione nucleare viene utilizzato un sistema di scanning automatico. Il fascio viene diretto sulla camera ad emulsione per un certo tempo durante il quale i frammenti prodotti che attraversano le pellicole lasciano traccia del loro passaggio. A seguito dell'esposizione a circa 10^6 tracce, le pellicole vengono sviluppate e successivamente scannerizzate da un microscopio ottico dotato di un sistema di scanning automatico attraverso il quale si ottiene l'insieme di misure dei frammenti prodotti in tempi rapidi. Utilizzando questo apparato non è possibile risalire alle singole tracce rivelate nella regione antecedente il bersaglio ma si avranno delle informazioni quantitative relative ai diversi tipi di frammenti prodotti. La camera

ad emulsione è dotata di un sistema che la trasla nel piano perpendicolare alla direzione del fascio cosicché si massimizzano i tempi di esposizione, e si sfrutta completamente tutta la superficie della pellicola.

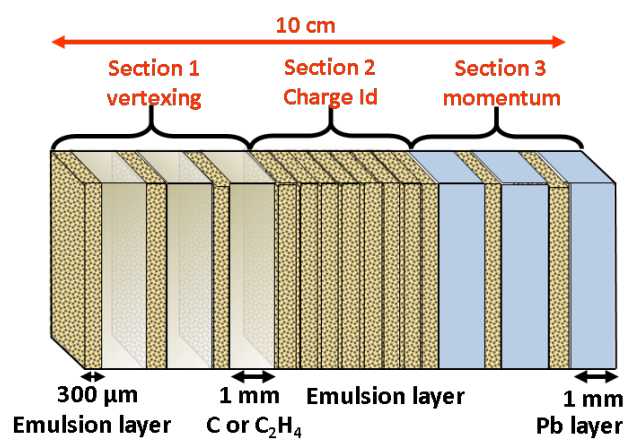


Figura 2.8: Rappresentazione della camera ad emulsione.

Capitolo 3

Identificazione dei frammenti

La misura della sezione d'urto dei frammenti prodotti dal fascio terapeutico sul corpo umano si basa innanzitutto sulla loro identificazione: un frammento nucleare è inequivocabilmente identificato quando se ne conosce il suo numero atomico Z e il suo numero di massa A . L'analisi è stata effettuata su dati simulati utilizzando un fascio di Ossigeno (^{16}O) di 200 MeV/n su un bersaglio fisso di C_2H_4 .

3.1 Identificazione della carica

Il numero atomico è ottenuto dalla Bethe-Bloch misurando l'energia depositata sullo scintillatore e la velocità del frammento (vedi eq. 1.4).

In fig. 3.1 è rappresentata l'energia depositata nello scintillatore da frammenti di carica diversa: come si può vedere l'energia depositata dipende dalla carica del frammento. La velocità del frammento è ottenuta dalla misura del tempo di volo che il frammento impiega per colpire lo scintillatore e lo spazio da questa percorso. In FOOT, il tempo di volo è ottenuto come differenza tra il tempo in cui il frammento colpisce lo scintillatore e il tempo in cui il fascio attraversa lo start counter (a cui si sottrae ovviamente il tempo che impiega il fascio per raggiungere il bersaglio). In fig. 3.2 è mostrata la carica del frammento ottenuta invertendo la funzione Bethe-Bloch.

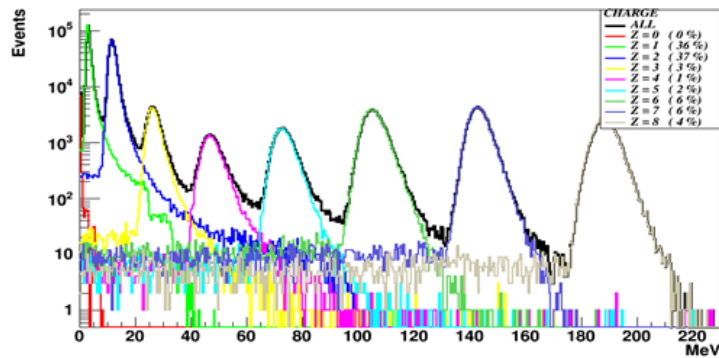


Figura 3.1: Energia depositata nello scintillatore da frammenti di carica diversa.

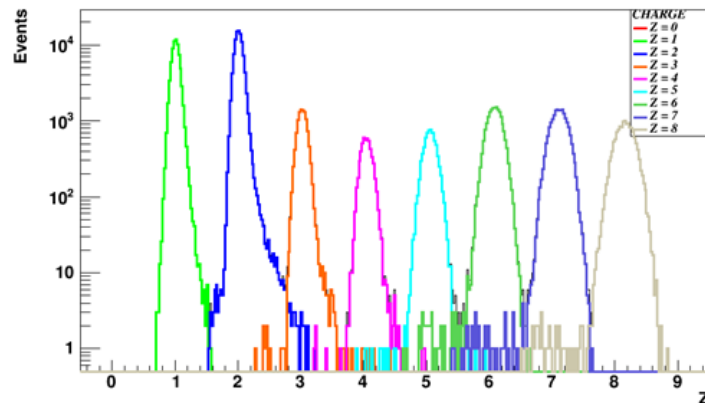


Figura 3.2: Carica dei frammenti. La carica è stata calcolata attraverso l'equazione di Bethe-Bloch.

La carica è ben definita e l'efficienza di una giusta determinazione è superiore al 99% dei frammenti considerati. Ovviamente, la bontà del risultato dipende dalla precisione con cui si misura il deposito di energia e il tempo di volo: dai test beam effettuati, la precisione sull'energia depositata varia dal 3% per frammenti pesanti con grande rilascio energetico, al 10% per quelli di bassa carica (tipicamente l'idrogeno). La precisione sul tempo di volo è stata ottenuta sempre all'interno di misure effettuate a test beam ed è risultata essere di 70 ps per i frammenti più pesanti e 140 ps per quelli leggeri.

3.2 Identificazione del numero di massa

Il numero di massa del frammento è il numero della somma dei protoni e dei neutroni e corrisponde alla massa del frammento se moltiplicata per l'unità di massa atomica ($U = 0.9314 \text{ GeV}/c^2$). L'apparato FOOT permette di ricostruire il numero di massa in tre modi differenti, ma correlati tra loro. Il primo metodo utilizza il sistema a tempo di volo per la misura di β e il tracciatore per la misura dell'impulso p , con la formula:

$$A_1 = \frac{p}{Uc\beta\gamma} \quad (3.1)$$

- γ : fattore di Lorentz, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.
- c : velocità della luce.
- U : unità di massa atomica.

Il secondo metodo utilizza il sistema a tempo di volo per la misura di β e il calorimetro per la misura dell'energia cinetica E_k del frammento:

$$A_2 = \frac{E_k}{Uc^2(\gamma - 1)} \quad (3.2)$$

Il terzo metodo utilizza il tracciatore per la misura dell'impulso p e il calorimetro per la misura dell'energia cinetica E_k del frammento:

$$A_3 = \frac{p^2c^2 - E_k^2}{2Uc^2E_k} \quad (3.3)$$

La precisione di questi metodi dipende dalle precisioni ottenute sulla misura dell'impulso p e dall'energia cinetica E_k . La precisione dell'impulso è stata ottenuta dalle simulazioni MC ed è risultata essere costante del 3.2%, mentre la risoluzione sull'energia cinetica è stata ottenuta da test beam ed è risultata del 1.5%.

In fig. 3.3, 3.4 e 3.5 sono rappresentate le distribuzioni del numero di massa ottenute dai tre diversi metodi per gli otto frammenti (uno per ogni carica) più copiosamente prodotti e indicati in ogni figura.

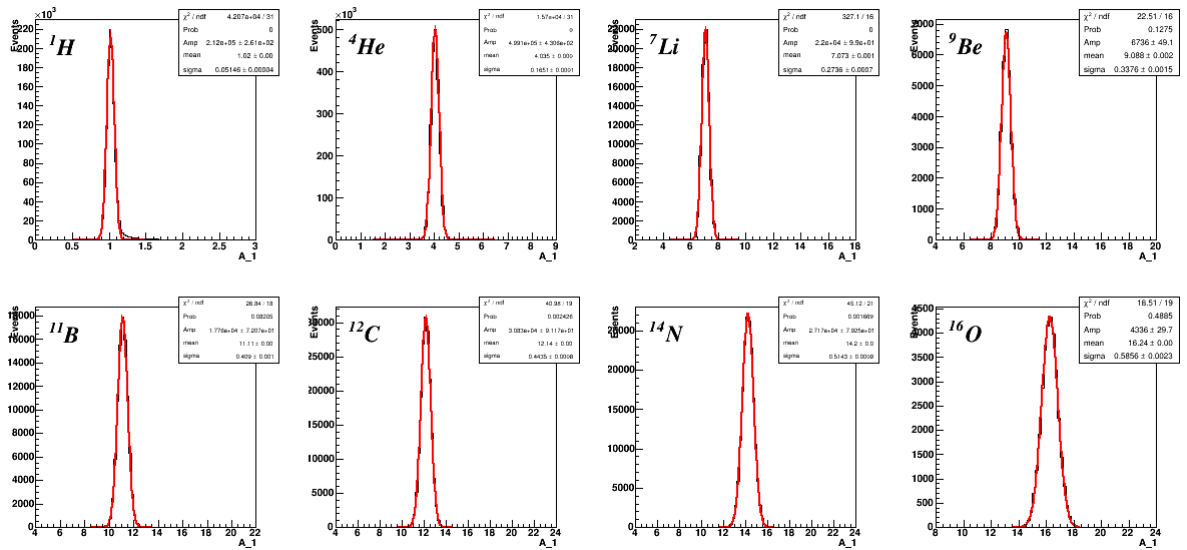


Figura 3.3: Distribuzioni del numero di massa per gli otto frammenti più copiosamente prodotti. A è stato ricavato utilizzando la formula 3.1.

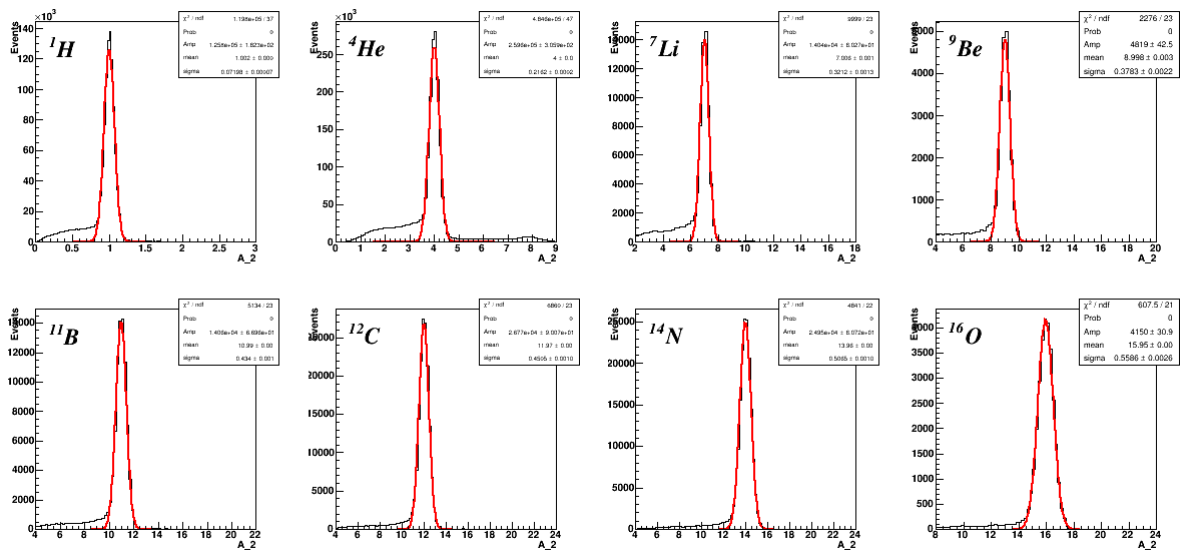


Figura 3.4: Distribuzioni del numero di massa per gli otto frammenti più copiosamente prodotti. A è stato ricavato utilizzando la formula 3.2.

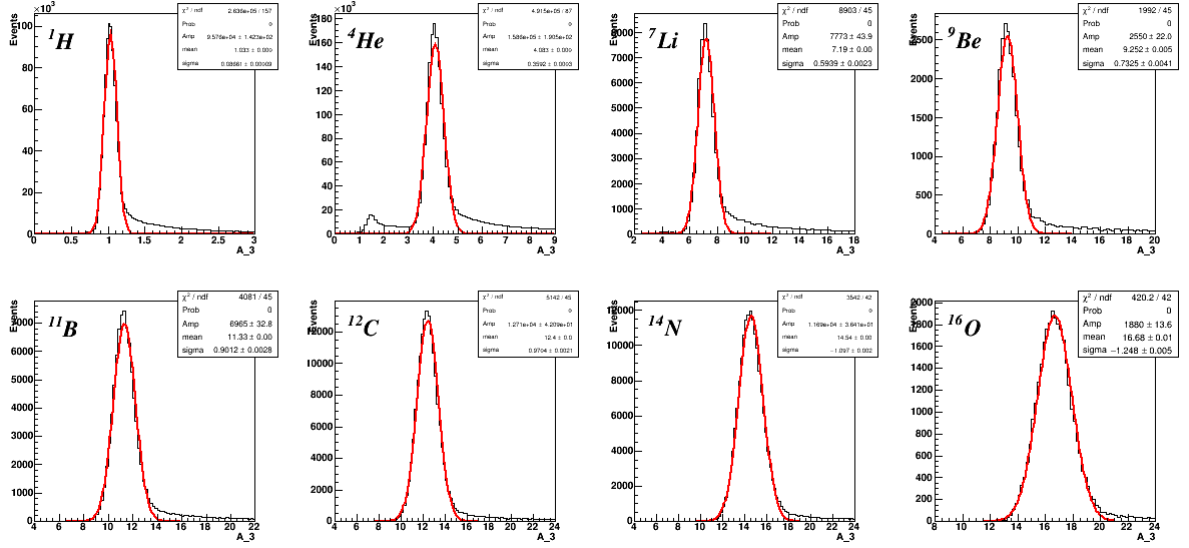


Figura 3.5: Distribuzioni del numero di massa per gli otto frammenti piú copiosamente prodotti. A è stato ricavato utilizzando la formula 3.3.

Le risoluzioni per tutti i frammenti sono mostrate nelle tabelle 3.1 e 3.2.

Frammento	^1H	^4He	^7Li	^9Be
A_1	1.02 ± 0.05	4.03 ± 0.17	7.07 ± 0.27	9.09 ± 0.34
A_2	1.00 ± 0.07	4.00 ± 0.22	7.01 ± 0.32	9.00 ± 0.38
A_3	1.0 ± 0.1	4.1 ± 0.4	7.2 ± 0.6	9.3 ± 0.7

Tabella 3.1

Frammento	^{11}B	^{12}C	^{14}N	^{16}O
A_1	11.11 ± 0.41	12.14 ± 0.44	14.20 ± 0.51	16.24 ± 0.59
A_2	10.99 ± 0.43	11.97 ± 0.45	13.96 ± 0.51	15.95 ± 0.56
A_3	11.3 ± 0.9	12.4 ± 1.0	14.5 ± -1.1	16.7 ± -1.2

Tabella 3.2

In generale le precisioni raggiunte per i frammenti più pesanti (quelle che devono essere determinate dal rivelatore nel setup elettronico) sono attorno al 3.5%. Potendo misurare la massa in modi differenti (ma correlati tra loro) è possibile utilizzare tutte le informazioni contemporaneamente facendo un fit cinematico minimizzando la seguente funzione di χ^2 :

$$f_{\chi^2} = \left(\frac{TOF - T}{\sigma_{tof}} \right)^2 + \left(\frac{p - P}{\sigma_p} \right)^2 + \left(\frac{E_k - K}{\sigma_{E_k}} \right)^2 + (A_1 - A, A_2 - A, A_3 - A)(CC^T)^{-1} \begin{pmatrix} A_1 - A \\ A_2 - A \\ A_3 - A \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

- T, P, K, A : sono i parametri di output del fit in particolare sono i valori attesi rispettivamente del tempo di volo, dell'impulso, dell'energia cinetica e del numero di massa.
- TOF, p, E_k : sono le quantità ricostruite rispettivamente il tempo di volo, l'impulso e l'energia cinetica del frammento.
- $\sigma_{tof}, \sigma_p, \sigma_{E_k}$: sono le deviazioni standard rispettivamente del tempo di volo, dell'impulso e dell'energia cinetica del frammento.
- A_1, A_2, A_3 : numero di massa del frammento calcolato con i tre metodi trattati precedentemente.

- C : è la matrice di correlazione definita come:
$$\begin{pmatrix} \frac{\partial A_1}{\partial T} dT & \frac{\partial A_1}{\partial P} dP & 0 \\ \frac{\partial A_2}{\partial T} dT & 0 & \frac{\partial A_2}{\partial K} dK \\ 0 & \frac{\partial A_3}{\partial P} dP & \frac{\partial A_3}{\partial K} dK \end{pmatrix}$$

L'utilità di poter fare un fit risiede nel calcolo del valore di χ^2 che consente di selezionare solo gli eventi meglio ricostruiti pur mantenendo alta l'efficienza di ricostruzione. In figura 3.6 sono mostrate le distribuzioni del numero di massa degli stessi frammenti delle fig. 3.3, 3.4, 3.5 ottenuti dal metodo di fit imponendo un taglio di selezione $\chi^2 < 5$.

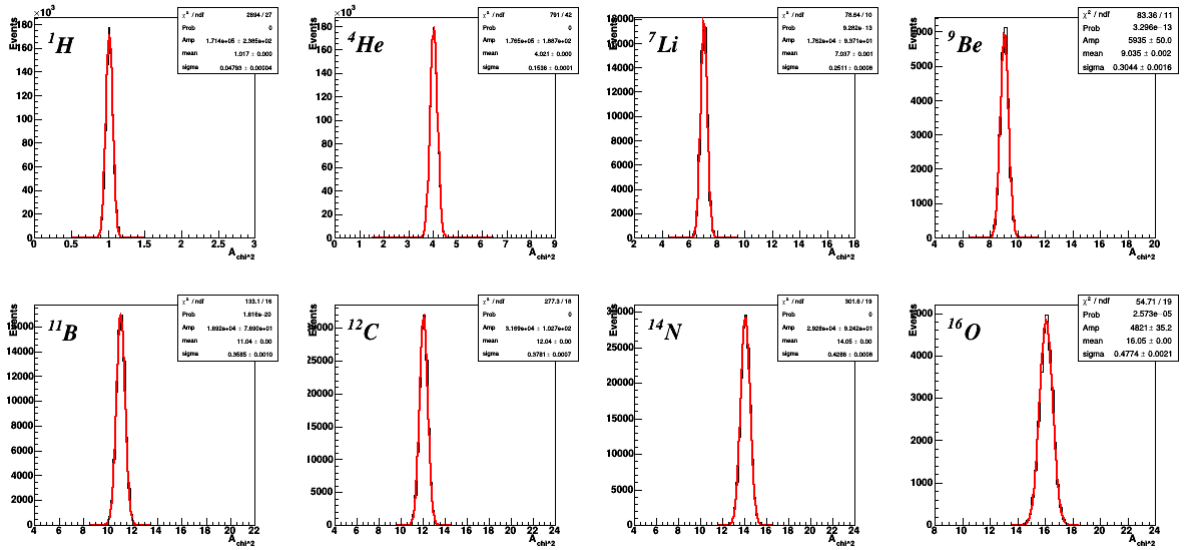


Figura 3.6: Distribuzione del numero di massa per gli otto frammenti più copiosamente prodotti ricostruita con il metodo di minimizzazione del χ^2 , alla quale è stato applicato un taglio di selezione $\chi^2 < 5$.

Frammento	^1H	^4He	^7Li	^9Be
A_{χ^2}	1.02 ± 0.05	4.02 ± 0.15	7.04 ± 0.25	9.03 ± 0.30

Tabella 3.3

Frammento	^{11}B	^{12}C	^{14}N	^{16}O
A_{χ^2}	11.04 ± 0.36	12.04 ± 0.38	14.05 ± 0.43	16.05 ± 0.48

Tabella 3.4

Le precisioni ottenute sono mostrate nelle tabelle 3.3, 3.4.

Come si vede le precisioni sono migliorate rispetto alle misure effettuate con i tre metodi precedenti, ma il miglioramento sostanziale è quello che permette di tagliare gli eventi mal ricostruiti (le code dovute alla perdita di energia dovute alla produzione di neutroni). Per cercare di migliorare la

precisione sulle misure, è stata effettuata una sistematica facendo variare la risoluzione delle quantità ricostruite (momento, tempo di volo e energia cinetica) per vedere come questo incideva sulla misura del numero di massa. La stima più attendibile per la precisione attesa per la misura del tempo di volo relativa a frammenti pesanti è risultata intorno ai 70 ps ottenuta a diversi tests effettuati su fascio: la sistematica effettuata è consistita nel variare la sua precisione ai valori 50, 70, 80 e 100 ps. La stima più attendibile per la precisione attesa per la misura dell'impulso è risultata intorno al 3.5% ottenuta da simulazioni MC. Poiché questa stima non è stata ancora ottenuta da test su fascio, è stato deciso di fare una sistematica conservativa simulando valori di precisione di 3.5%, 4.5%, 5.5% e 6.5%. La stima più attendibile per la precisione attesa per le misure di energia cinetica è risultata essere dell'1.5% ottenuta a tests effettuati su fascio: la sistematica applicata alla precisione di questa quantità è stata del 1%, 1.5%, 2.0% e 2.5%. La sistematica è stata effettuata su ogni quantità fissando le altre due ai loro valori più probabili, in particolare:

- Sistematica sul tempo di volo: precisione sull'impulso e sull'energia cinetica fissati rispettivamente a 4.5% e 1.5%;
- Sistematica sull'impulso: precisione sul tempo di volo e sull'energia cinetica fissati rispettivamente a 70 ps e 1.5%;
- Sistematica sull'energia cinetica: precisione sul tempo di volo e sull'impulso fissati rispettivamente a 70 ps e 4.5%;

In fig. 3.7 è riportata la precisione ottenuta sulla misura del numero di massa rispetto alle precisioni sul tempo di volo, impulso ed energia cinetica.

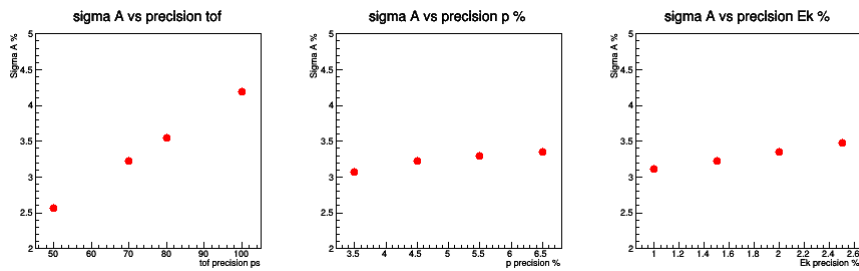


Figura 3.7: Precisione sulla misura del numero di massa rispetto alle precisioni sul tempo di volo (sinistra), impulso (centro) ed energia cinetica (destra).

Come si vede dalla figura 3.7, i miglioramenti sulla precisione dell'impulso e dell'energia cinetica non modificano sostanzialmente la precisione sul numero di massa, mentre quella sul tempo di volo ha un grosso effetto. Per questo motivo ci siamo concentrati sulle misure di tempo di volo costruendo in laboratorio un setup che permetta di fare dei tests.

3.3 Esperimento: tempo di volo dei muoni

La misura del tempo di volo nell'esperimento FOOT risulta fondamentale nell'identificazione univoca del numero di massa e del numero atomico dei frammenti. Abbiamo quindi eseguito un esperimento per acquisire esperienza sulle sistematiche legate alle misure di tempo attraverso la misura del tempo di volo dei muoni.

3.3.1 Introduzione alla misura

Per la misura del tempo di volo si utilizzano tre lastre di scintillatore plastico accoppiate ad altrettanti fotomoltiplicatori. Le lastre sono rivestite da materiale riflettente e nastro adesivo nero per garantire che la luce vista dai fotomoltiplicatori sia originata nel materiale scintillatore stesso. Di conseguenza le dimensioni dei tre scintillatori non possono essere misurate con

grande precisione, e corrispondono a circa 11 cm x 15 cm x 1 cm (larghezza x lunghezza x spessore).

Gli scintillatori sono materiali che hanno la caratteristica di riemettere parte dell'energia depositata dalla radiazione incidente sotto forma di luce visibile. Possono essere divisi in due grandi categorie: quelli fatti di materiale inorganico (in genere composti da alogenuri alcalini, come lo Ioduro di sodio, NaI), caratteristici per avere grande resa di luce, ma tempi di risposta relativamente lenti (centinaia di nanosecondi) e quelli organici, tra cui quelli plastici da noi utilizzati, con minor resa di luce ma molto più veloci (qualche nanosecondo).

I fotomoltiplicatori sono dispositivi capaci di convertire fotoni nello spettro del visibile in impulsi di corrente: la loro finestra, trasparente alla luce visibile, è internamente rivestita da un materiale da cui gli elettroni sono estratti per effetto fotoelettrico; un campo elettrico convoglia i fotoelettroni verso una regione in cui la corrente primaria è amplificata (catena dinodica), con fattori di guadagno massimi fino a $10^6 - 10^8$, a seconda della tensione applicata. La sensibilità dei fotomoltiplicatori è tale da poter rilevare anche un singolo fotone.

Nella nostra esperienza abbiamo inizialmente disposto le lastre di scintillatore una sopra all'altra come in figura 3.15 (a). Poiché i muoni della radiazione cosmica vanno dall'alto verso il basso, ci aspettiamo che le attraversino nello stesso ordine. Portando i segnali in uscita dai fotomoltiplicatori a tre ingressi di un oscilloscopio abbiamo osservato sia eventi in cui erano presenti segnali in tutti i canali, che eventi con solo uno o due segnali: le coincidenze triple permettono di selezionare con maggior purezza gli eventi a cui siamo interessati.

Al fine di effettuare misure di differenza di tempo tra i diversi impulsi abbiamo utilizzato un digitizer CAEN modello V1742, ossia una scheda VME capace di campionare fino a 16 segnali in ingresso entro una finestra temporale comune. La conversione analogico-digitale è effettuata da un Flash ADC a 12 bit. I segnali in ingresso sono continuamente memorizzati in un

buffer circolare e la digitalizzazione comincia al ricevimento di un trigger, cioè un comando software oppure un segnale in logica NIM o TTL da fornire a un altro ingresso presente sulla scheda V1742: il buffer circolare dei canali abilitati è congelato e il suo contenuto è reso disponibile al Flash ADC per la conversione. La memoria digitale presente sulla scheda permette di immagazzinare il risultato della digitalizzazione di eventi successivi, anche se i precedenti non sono stati letti, fino alla sua saturazione.

Per leggere la memoria del digitizer si utilizza un programma, basato sul sistema di acquisizione dell'esperimento ATLAS del CERN di Ginevra, eseguito su un computer (Single Board Computer, SBC) in grado di comunicare con il Flash ADC tramite il bus VME (è esso stesso una scheda VME). Il programma di lettura del digitizer è anche utilizzato per configurarlo, determinandone il funzionamento specifico rispetto a un certo numero di scelte possibili (ingressi abilitati, tipo di trigger, frequenza di campionamento, posizione della finestra digitalizzata rispetto al segnale di trigger, etc). La gestione dei periodi di acquisizione dati è affidata a un computer esterno attraverso un'interfaccia grafica che permette anche di mostrare istogrammi di monitor costruiti sull'SBC: il framework di acquisizione dati è in pratica un insieme di programmi che possono comunicare tra loro anche da computer diversi. I dati grezzi acquisiti dal digitizer sono in un primo tempo memorizzati sulla memoria dell'SBC e successivamente trasformati in un formato più facilmente accessibile ai programmi di analisi (una "ntupla" di ROOT).

Nel nostro setup abbiamo usato lo scintillatore più in basso come trigger, portandone l'uscita a un discriminatore NIM la cui soglia è stata regolata con l'aiuto dell'oscilloscopio in modo da ottenere una frequenza di eventi dell'ordine di qualche Hz (i muoni cosmici attraversano una superficie orizzontale di 1 cm^2 con una frequenza di circa un muone al minuto). Si sono poi regolati i ritardi degli altri segnali e i parametri di configurazione del digitizer in modo che i segnali degli scintillatori in alto rientrassero nella finestra definita dal trigger di quello in basso. Tra tutti gli eventi acquisiti, quelli di interesse sono quelli che presentano un segnale in entrambi gli scintillatori in alto, oltre il

trigger: le coincidenze triple citate prima.

3.3.2 Caratteristiche della misura

Gli scintillatori sono stati inizialmente posizionati uno di fianco all'altro per l'equalizzazione in ampiezza dei segnali aggiustando la tensione di alimentazione dei fotomoltiplicatori. La diversità dei segnali deriva dal fatto che gli scintillatori, la qualità dell'accoppiamento ai fotomoltiplicatori, e i PMT stessi non sono perfettamente identici tra loro. Per lo scintillatore utilizzato come trigger e per lo scintillatore posizionato più in alto è stata settata una tensione di 1050 V, mentre per quello centrale di 1080 V. Un tipico impulso registrato dal digitizer è mostrato in figura 3.8.

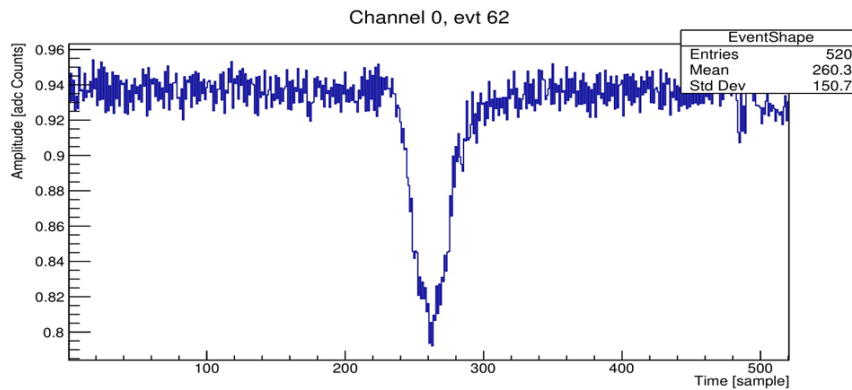


Figura 3.8: Grafico del segnale, generato al passaggio di un muone attraverso uno scintillatore, in funzione del tempo.

La frequenza di campionamento è di 2.5 Gs/s (Giga sample al secondo), pari ad un campionamento del segnale ogni 0.4 ns, adeguata per tempi di salita di diversi nanosecondi. Utilizzando il valor medio della prima parte della forma d'onda per determinare la baseline del segnale, e sottraendola dal minimo assoluto, si ottiene la distribuzione mostrata in figura 3.9. Il picco attorno ai 200 mV mostra che è questa l'ampiezza tipica dei segnali, mentre il rumore domina sotto i 50 mV. Per definire la presenza di un segnale

si è scelto di richiedere una soglia in ampiezza di 100 mV, comune ad entrambi i canali.

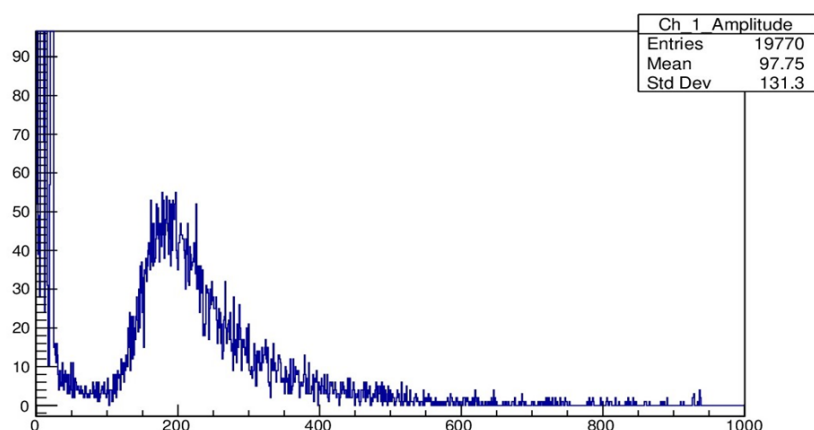


Figura 3.9: Istogramma delle ampiezze dei segnali (mV).

Poiché l'impulso che segnala la presenza di un segnale ha durata finita, è necessario definirne operativamente il tempo di arrivo. Diverse sono le scelte possibili, tra cui consideriamo:

- l'istante di superamento della soglia in ampiezza
- l'istante di superamento di una soglia posta a metà dell'ampiezza dell'impulso stesso

Quando si usa una soglia fissa due effetti sistematici principali possono determinare incertezze: il jitter e il time walk. Il jitter è determinato dalla presenza del rumore elettronico che si sovrappone sempre al segnale dell'impulso, come mostrato in figura 3.10: l'istante in cui la soglia è superata è determinato a meno di un'incertezza tanto maggiore quanto più è lenta la salita del segnale stesso, evidenziata dalle due frecce orizzontali. I segnali con un tempo di salita molto rapido minimizzano le fluttuazioni dovute al jitter. Il time walk è un effetto sistematico nelle misure di tempo che si manifesta

quando si considerano segnali di ampiezza diversa, come mostrato in figura 3.11: due impulsi sincroni, ma con ampiezze diverse, superano la soglia in tempi diversi.

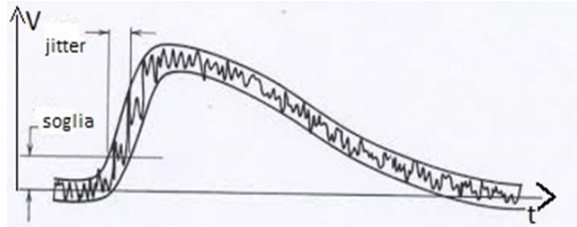


Figura 3.10: Effetto del jitter, ossia la presenza del rumore elettronico, sulla misura dell'istante di superamento di una soglia da parte di un impulso.

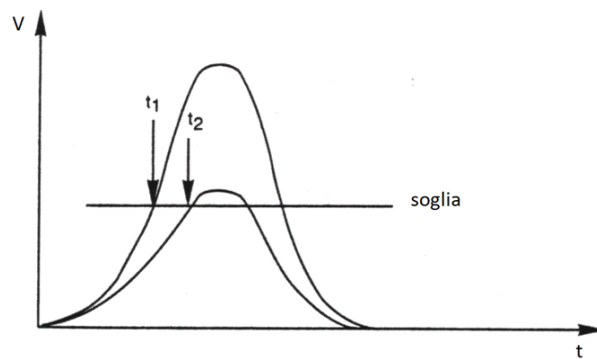


Figura 3.11: Effetto del time walk: segnali sincroni di ampiezze diverse superano la soglia che ne definisce l'istante di arrivo in tempi diversi. In particolare, il segnale più ampio appare in anticipo rispetto all'altro.

Per correggere tale fenomeno si può fissare la soglia ad un valore variabile, dipendente dall'ampiezza del segnale stesso. È quanto realizzato dai “constant fraction discriminator” e che noi abbiamo verificato definendo il tempo dei nostri impulsi come descritto nel caso b: gli effetti di time walk sono corretti scegliendo una soglia sulla salita del segnale corrispondente alla metà del suo valore massimo, anziché una soglia fissa.

Le differenze di tempo di arrivo tra i segnali relativi ai due scintillatori in alto in configurazione “near” (fig. 3.15 (a)), quando entrambi presenti,

sono mostrati in figura 3.12 (a) e 3.12 (b) e corrispondono rispettivamente ai casi in cui il tempo sia misurato relativamente a una soglia a metà altezza, o fissa. Utilizzare una soglia a metà altezza riduce notevolmente l'incertezza sulla misura del tempo di volo: le figure 3.12 (a) e 3.12 (b) mostrano un tempo di volo di circa 1 ns, la prima con risoluzione inferiore a 1 ns, mentre la seconda poco più di 2 ns.

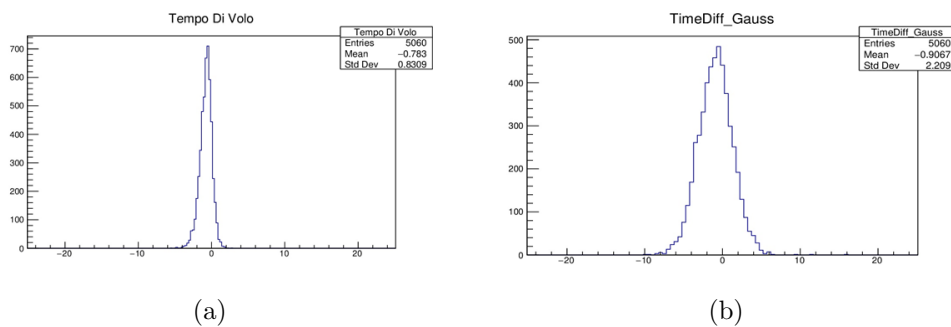


Figura 3.12: In figura (a) si ha l'istogramma delle differenze dei tempi (ns) tra i due scintillatori in configurazione "near", ricavato usando una soglia a metà altezza. In figura (b) si ha l'istogramma delle differenze dei tempi (ns) tra i due scintillatori in configurazione "near", ricavato usando una soglia fissa.

Per la configurazione "near" il valore centrale delle differenze dei tempi tra i due scintillatori (tempo di volo in configurazione "near", figura 3.13) è risultato:

$$\Delta t_{near} = (-0,75 \pm 0,01)ns \quad (3.5)$$

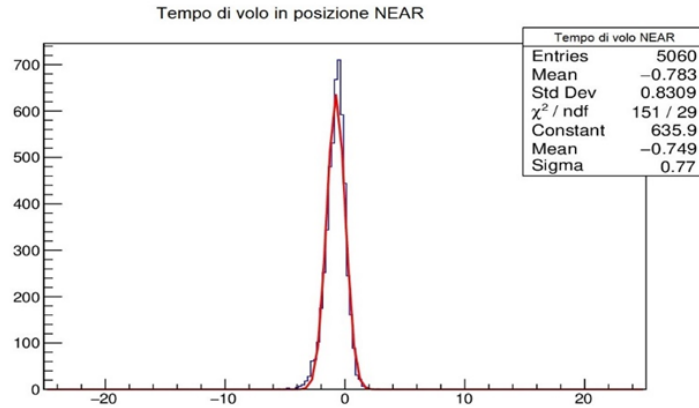


Figura 3.13: Istogramma con fit gaussiano delle differenze dei tempi (ns) tra i due scintillatori in configurazione “near”.

Il valore centrale dipende oltre che dal tempo di transito dei muoni tra gli scintillatori, anche dal tempo di risposta dei due fotomoltiplicatori che non è noto a priori. Quest’ultimo è strettamente correlato al tempo di transito degli elettroni nella catena dinodica che dipende dalla tensione applicata ed influisce sulla misura. Per calcolare la misura del tempo di volo dei muoni è necessario quindi trovare un metodo per aggirare il problema della non conoscenza del tempo di risposta dei fotomoltiplicatori. Il metodo utilizzato è di calcolare il tempo di volo come differenza tra i valori medi delle differenze di tempo in configurazioni diverse. Per verificare che questo metodo di misura sia corretto abbiamo ritardato il segnale del secondo scintillatore di cinque ns aggiungendo un cavo Lemo (figura 3.14). Confrontando le differenze di tempo misurate in presenza del ritardo artificiale con le differenze di tempo misurate precedentemente, abbiamo ottenuto un valore compatibile con il ritardo aggiunto:

$$\Delta t_{\text{delay}} = (5,02 \pm 0,03) \text{ ns} \quad (3.6)$$

quindi il nostro metodo per misurare i tempi di volo non è affetto da alcun bias ed è dunque corretto.

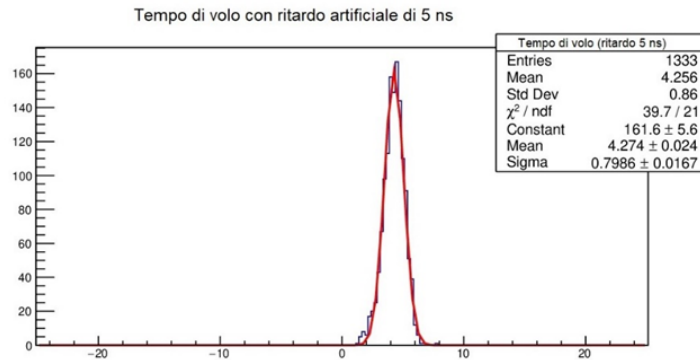


Figura 3.14: Istogramma con fit gaussiano delle differenze dei tempi (ns) tra i due scintillatori con ritardo artificiale di cinque ns nel segnale dello scintillatore centrale.

Ritardare il segnale dello scintillatore centrale equivale ad allontanare quello in alto perciò possiamo affermare che siamo in grado di misurare il tempo di volo dei muoni spostando lo scintillatore in alto in configurazione “far” (figura 3.15 (b)) e calcolando la differenza tra il valore medio delle differenze di tempo in configurazione “near” e “far”.

3.3.3 Setup dell'apparato

Gli scintillatori sono stati posti parallelamente tra loro in posizione verticale così da massimizzare la probabilità di passaggio dei muoni in tutti i rivelatori: lo scintillatore dedicato al trigger è stato posto nella posizione più bassa. La misura del tempo di volo è stata ottenuta con due differenti set-up degli scintillatori: la configurazione “near” (figura 3.15 (a)) e la configurazione “far” (figura 3.15 (b)). In entrambe le configurazioni, gli scintillatori dedicati alla misura del tempo di volo sono quelli identificati dai numeri 1 e 2, mentre quello dedicato al trigger è il numero 3. Una foto del setup in configurazione “far” è in fig. 3.16.

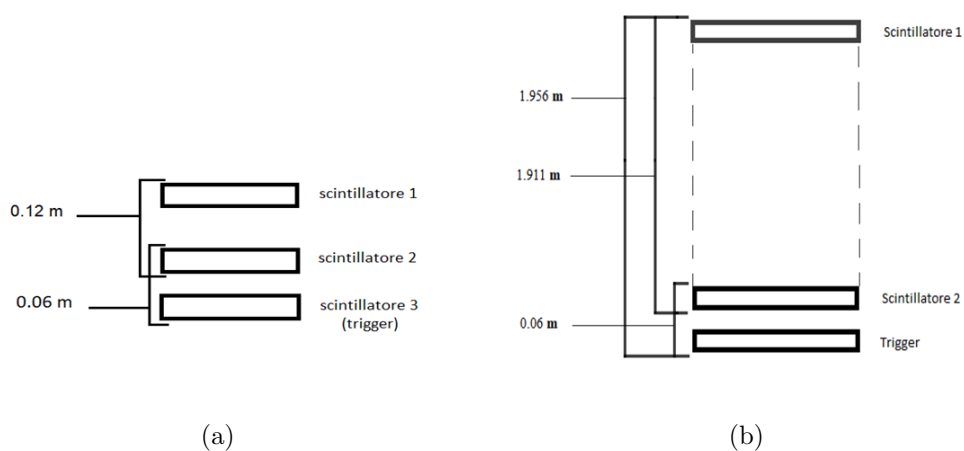


Figura 3.15: In figura (a) si ha la configurazione “near”. In figura (b) si ha la configurazione “far”.



Figura 3.16: Foto configurazione “far”.

3.3.4 Descrizione della misura

La distanza tra i due scintillatori nella configurazione “near” è uguale a $(0,12 \pm 0,01)$ m. La lunghezza del tragitto percorso dalle particelle è stata calcolata come la distanza tra i centri dei due scintillatori secondo la formula:

$$Tp = D_{estremi} - S_{scint} \quad (3.7)$$

- T_p : tragitto percorso.
- $D_{estremi}$: distanza misurata tra gli estremi degli scintillatori cioè la distanza tra l'estremo superiore del primo scintillatore e l'estremo inferiore del secondo scintillatore (figure 3.15 (a) e 3.15 (b)).
- S_{scint} : spessore scintillatore.

La difficoltà nell'allineare esattamente gli scintillatori, la presenza del rivestimento e l'eventuale angolo di incidenza dei muoni portano ad assegnare alla lunghezza del tragitto percorso tra gli scintillatori 1 e 2 un errore uguale allo spessore degli scintillatori stessi, sia per il caso near che per il caso far:

$$\sigma_{T_p} = \sigma_{D_{estremi}} + \sigma_{S_{scint}} + S_{scint} \quad (3.8)$$

- σ_{T_p} : errore sul tragitto percorso della particella.
- $\sigma_{D_{estremi}}$: errore sulla distanza misurata tra gli estremi degli scintillatori.
- $\sigma_{S_{scint}}$: errore spessore scintillatore.
- S_{scint} : spessore scintillatore.

La lunghezza del tragitto percorso in configurazione “near” risulta essere: $(0,11 \pm 0,02)$ m. Nella configurazione “far”, la distanza tra i due scintillatori è risultata di $(1,91 \pm 0,01)$ m. In questo il tragitto percorso dai muoni è $(1,90 \pm 0,02)$ m. Come accennato precedentemente il valore del tempo di volo dipende sia dal tempo impiegato dai cosmici per passare tra i due scintillatori, che dal tempo di risposta di ciascun fotomoltiplicatore: per essere indipendenti dal tempo di risposta del fotomoltiplicatore, il tempo di volo è stato calcolato come:

$$\Delta t_{volo} = \Delta t_{far} - \Delta t_{near} \quad (3.9)$$

Per la configurazione “far”, la differenza di tempo è risultata (fig. 3.17):

$$\Delta t_{far} = (5,21 \pm 0,04)ns \quad (3.10)$$

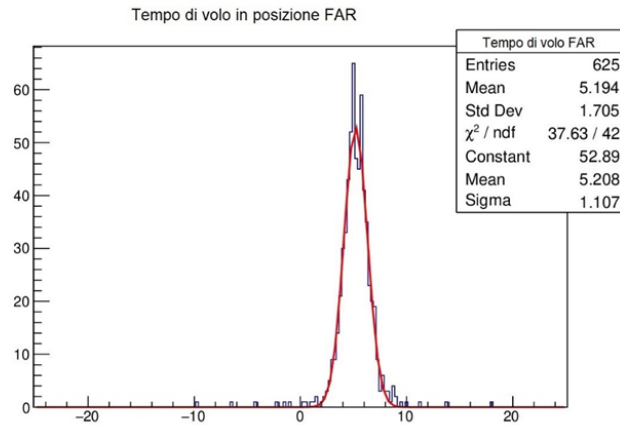


Figura 3.17: Istogramma con fit gaussiano delle differenze dei tempi (ns) tra i due scintillatori in configurazione “far”.

Utilizzando la formula 3.9, il tempo di volo dei muoni risulta:

$$\Delta t_{volo} = (5,96 \pm 0,05)ns \quad (3.11)$$

L’errore associato al tempo di volo su tutte le misure è stato calcolato come il rapporto tra la deviazione standard delle distribuzioni delle differenze di tempo e la radice quadrata del numero di eventi.

3.3.5 Conclusioni

A verifica delle misure fatte, è stata calcolata la velocità dei muoni che è attesa essere molto vicina alla velocità della luce nel vuoto (2.99792458×10^8 m/s) attraverso la formula:

$$v = \frac{l}{t} \quad (3.12)$$

- l : è la differenza tra le distanze degli scintillatori in configurazione “far” e “near”.

- t : è il tempo di volo dei muoni calcolato precedentemente (indicato con Δt_{volato}).

Il valore ricavato è risultato:

$$v = (3,00 \pm 0,07) \times 10^8 m/s \quad (3.13)$$

L'errore associato alla misura è stato calcolato attraverso la formula:

$$\delta v = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial l} \delta l\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \delta t\right)^2} \quad (3.14)$$

- δl : è la somma delle incertezze sulle distanze degli scintillatori in configurazione “far” e “near”.
- δt : è l'errore associato al tempo di volo.

Possiamo concludere che il risultato ottenuto è entro una sigma compatibile con il valore atteso, a conferma della bontà delle misure effettuate. Tutte le misure effettuate hanno una precisione intorno al percento che era il limite raggiungibile con la strumentazione utilizzata.

Conclusioni

L'esperimento FOOT (FragmentatiOn Of Target) ha l'obiettivo di migliorare la conoscenza dei fenomeni nucleari che avvengono nell'interazione fascio-paziente durante le cure di adroterapia, misurando le sezioni d'urto differenziali di produzione di tutti i frammenti nucleari. Per poter effettuare queste misure è necessario innanzitutto identificare univocamente il tipo di frammento prodotto determinandone la sua carica (o numero atomico) e la sua massa (o numero di massa). Il numero atomico è determinato dalla formula di Bethe-Bloch attraverso la perdita di energia del frammento e il suo tempo di volo misurati entrambi con lo scintillatore plastico. La precisione raggiunta per la determinazione della carica è intorno al 2%. Grazie alla ridondanza dell'esperimento, il numero di massa del frammento può essere ricavato in modi differenti utilizzando due quantità tra la misura dell'impulso determinata dal tracciatore, l'energia cinetica dal calorimetro e il tempo di volo (da cui si ricava la velocità) dallo scintillatore. Il metodo più preciso utilizza tutte le quantità ricostruite inserendole in un fit per la minimizzazione di una funzione di χ^2 . La precisione raggiunta da quest'ultimo metodo è intorno al 4%. Uno studio sistematico ha evidenziato che migliorare la risoluzione dell'impulso o dell'energia cinetica non comporta un sostanziale miglioramento sulla determinazione del numero di massa: al contrario un miglioramento sul tempo di volo si riflette direttamente su una maggior precisione del numero di massa. A tale scopo è stato allestito un apparato in laboratorio costituito da una torre di tre scintillatori per la misura del tempo di volo dei raggi cosmici che li attraversavano. L'apparato ha permesso di

identificare dei metodi che possono essere usati nell'analisi dei segnali acquisiti per rendere la misura sul tempo di volo più precisa. In particolare sono stati affrontati problemi quali la sincronizzazione di segnali che presentavano fluttuazioni temporali (jitter) dovuti al rumore elettronico e di segnali di ampiezza diversa (time walk): l'analisi dei dati ha permesso di migliorare sensibilmente la misura del tempo di volo effettuata in laboratorio e potrebbe essere applicata anche all'esperimento FOOT. Un miglioramento sulla sola risoluzione temporale, dagli attuali 70 ps ai 50 ps, potenzialmente raggiungibile con l'elettronica moderna, permetterebbe un miglioramento della precisione del numero di massa, dall'attuale 4% al 3%, con una conseguente significativa riduzione delle identificazioni isotopiche errate.

Bibliografia

- [1] Istituto nazionale di statistica. <https://www.istat.it>
- [2] Serber R., 1947, Nuclear reactions at high energies, *Phys. Rev.*, 72, 1114-5.
- [3] XIV convegno nazionale S.I.R.R. 2008, Trieste V. Monaco. sirr.casaccia.enea.it
- [4] Associazione Italiana per la Ricerca sul Cancro. <https://www.airc.it>
- [5] CNAO Centro nazionale di adroterapia oncologica per il trattamento dei tumori. <https://www.fondazionecnao.it>
- [6] K. Krämer, M. Durante, “Ion beam transport calculations and treatment plans in particle therapy”, *Eur. Phys. J. D* 60, 195-202 (2010), CC BY 4.0.
- [7] M. Toppi et al., Measurement of fragmentation cross sections of ^{12}C ions on a thin gold target with the FIRST apparatus, *Phys. Rev. C*, vol. 93, no. 6, 2016.
- [8] M. Anelli et al., FIRST experiment upstream detectors performance on GSI 400 MeV/u ^{12}C beam, in Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, IEEE, 2011
- [9] A. Paoloni et al., The Upstream Detectors of the FIRST Experiment at GSI, *Physics Proc.*, vol. 37, 2012.

- [10] W. de Boer et al., Measurements with a CMOS pixel sensor in magnetic fields, *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 487, no. 1, 2002.
- [11] <http://www.dupont.com/products-and-services/membranes-films/polyimide-films/brands/kapton-polyimide-film/products/kapton-fpc.html>.
- [12] G. Pellegrini et al., Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for high energy physics applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 765 (2014).
- [13] Recent Technological Developments on LGAD and iLGAD Detectors for Tracking and Timing Applications, DOI: 10.1109/CDE.2015.7087475