

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**Caratterizzazione di un sistema di veto
per un rivelatore di neutroni nell'ambito
dell'esperimento FOOT**

Relatore:
Prof. Cristian Massimi

Presentata da:
Michele Maestrelli

Correlatrice:
Dott.ssa Sofia Colombi

Anno Accademico 2021/2022

Alla mia famiglia

Abstract

L'adroterapia è un tipo di terapia oncologica in cui il tumore è irraggiato con particelle cariche (adroni) quali protoni e ioni carbonio. Il vantaggio principale rispetto alla radioterapia convenzionale a raggi X consiste nel fatto che l'irraggiamento con adroni non coinvolge i tessuti sani circostanti quelli malati. Tuttavia, si conosce ancora poco sui processi di frammentazione nucleare che avvengono tra gli adroni del fascio usato nel trattamento e i nuclei presenti nel corpo umano. Così, nel 2017 nasce l'esperimento FOOT (*FragmentatiOn Of Target*) con lo scopo di misurare le sezioni d'urto differenziali dei frammenti nucleari prodotti nell'interazione a energie di 200-400 MeV/u (tipicamente impiegate in adroterapia). Attualmente l'apparato sperimentale di FOOT è in grado di compiere misure accurate solo per frammenti carichi, ma nell'ultimo anno si è cominciata ad esplorare la possibilità di rivelare anche i neutroni. Per questa operazione è necessario servirsi di scintillatori liquidi affiancati ad un sistema di veto costituito da scintillatori plastici sottili accoppiati a sensori che segnalano il passaggio di eventuali frammenti carichi. In una precedente campagna di misure con la collaborazione FOOT, si sono utilizzati come sensori dei tubi fotomoltiplicatori (PMT). Per migliorare le prestazioni del sistema di veto si è reso necessario l'utilizzo di scintillatori plastici veloci, letti da sensori fotomoltiplicatori al silicio (SiPM). In questa tesi mi sono occupato della risoluzione temporale dei segnali acquisiti con scintillatori plastici EJ-204 di 3 mm di spessore, letti da SiPM SenseL[®].

Indice

Introduzione	1
1 Terapie oncologiche e interazione tra radiazione e materia	3
1.1 Terapie oncologiche tradizionali	3
1.2 Interazione tra particelle cariche e materia	5
1.2.1 Sezione d'urto	5
1.2.2 Stopping power	7
1.2.3 Range	8
1.2.4 Picco di Bragg	9
1.2.5 Interazioni con i nuclei	11
1.2.6 Frammentazione nucleare	14
1.3 Interazioni tra particelle neutre e materia	16
1.3.1 Fotoni	16
1.3.2 Neutroni	19
1.4 Effetti biologici delle radiazioni	21
1.5 Adroterapia	25
1.5.1 Nascita e sviluppi	25
1.5.2 Caratteristiche e vantaggi	27
2 Esperimento FOOT	29
2.1 Cinematica inversa	30
2.2 Apparato sperimentale	31
2.2.1 Set-up per frammenti pesanti	32
2.2.2 Set-up per frammenti leggeri	36
2.3 Rivelazione di neutroni	38
3 Test sperimentale del sistema di veto	41
3.1 Silicon Photomultiplier (SiPM)	41
3.1.1 SiPM SenseL [®]	43
3.2 Set-up sperimentale	46
3.3 Analisi dei segnali	48
3.3.1 Risoluzione temporale	55
Conclusioni	57
Bibliografia	58

Introduzione

Con il termine neoplasia o tumore si indica la proliferazione disordinata e scoordinata delle cellule di un tessuto rispetto al tessuto normale, le quali vengono sostituite nel tempo da queste nuove formazioni mutate. Nel 2018 sono stati registrati nel mondo 18.1 milioni di tumori di cui 9.6 milioni di decessi [1]. Le terapie oncologiche convenzionalmente usate per il trattamento delle neoplasie sono la chirurgia, la chemioterapia, l'immunoterapia e la radioterapia. In particolare, quando la radioterapia viene eseguita non irradiando onde elettromagnetiche ma particelle cariche (adroni) si parla di *adroterapia*. La radioterapia consiste nell'irraggiamento della zona tumorale con radiazione ionizzante per impedire la riproduzione indefinita delle cellule malate, colpendo il loro DNA, ma presenta come principale svantaggio l'irraggiamento del tessuto sano circostante quello malato, con la possibilità di causare effetti collaterali permanenti più o meno gravi. Al contrario, l'adroterapia è in grado di colpire il tumore nella maniera più localizzata possibile mediante l'utilizzo di particelle cariche. Tali particelle cariche (attualmente sono usati protoni o ioni carbonio), a differenza dei fotoni, rilasciano la maggior parte della loro energia alla fine del proprio *range*, in corrispondenza del *picco di Bragg*, oltre il quale il rilascio di energia è quasi nullo. A seconda dell'energia fornita al fascio di particelle cariche è possibile regolare la posizione del picco e fare in modo che, per quanto possibile, non siano coinvolti tessuti sani durante il trattamento. Ad oggi l'adroterapia è disponibile solo in alcuni paesi del mondo, tra cui l'Italia, che vanta tre centri nazionali a Catania (CATANA), Trento (PTC) e Pavia (CNAO) e quest'ultimo è uno dei sei centri al mondo che impiega anche ioni carbonio. Tuttavia, sono stati effettuati pochi studi approfonditi su ciò che avviene a livello nucleare durante l'interazione tra le particelle cariche e il corpo umano. Una maggior disponibilità di dati in questo senso permetterebbe di migliorare le tecniche di adroterapia ed è in questo ambito che si colloca l'esperimento FOOT.

FOOT (*FragmentatiOn Of Target*) è un esperimento finanziato dall'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) che coinvolge sia centri nazionali che internazionale, per un totale di più di cento ricercatori. L'obiettivo di FOOT è quello di studiare i fenomeni di frammentazione nucleare che si verificano tipicamente in adroterapia attraverso la misura della sezione d'urto doppio differenziale rispetto all'angolo di emissione e all'energia cinetica dei frammenti prodotti, con una precisione entro il 5%. Per studiare la frammentazione indotta dai protoni sui nuclei di C e O del corpo umano, si utilizza

il metodo della cinematica inversa: l'esperimento viene condotto con fasci di tali nuclei su un bersaglio contenente idrogeno e si risale alla sezione d'urto di frammentazione sfruttando l'invarianza relativistica della sezione d'urto. L'apparato sperimentale è progettato per essere compatto e facilmente trasportabile e può essere configurato sia per rivelare e identificare i frammenti pesanti ($Z \geq 3$) sia quelli leggeri ($Z \leq 2$). Per rendere più accurate le sezioni d'urto di frammentazione sarebbe importante tenere conto anche del ruolo dei neutroni, i quali interagiscono con la materia in modo diverso rispetto alle particelle cariche. Attualmente i neutroni non sono rivelati nell'apparato di FOOT, ma sono in corso studi di fattibilità per allargare il campo di indagine anche ad essi. Nel presente lavoro di tesi sono studiate le proprietà di un sistema di veto applicato ad un sistema di rivelazione di neutroni. In particolare, il veto ha lo scopo di identificare le particelle cariche che attraversano il rivelatore di neutroni ed è costituito da scintillatori plastici sottili accoppiati a fotomoltiplicatori al silicio (SiPM).

Il presente lavoro di tesi è diviso in tre capitoli. Nel primo sono esposte le modalità e le caratteristiche dell'interazione tra radiazione e materia, introducendo le quantità fisiche utilizzate in adroterapia e mostrando i vantaggi di quest'ultima rispetto alla radioterapia convenzionale. Sono accennati alcuni aspetti biologici dell'interazione. Il secondo capitolo è dedicato all'esperimento FOOT: viene spiegata la tecnica della cinematica inversa ed è presentato nel dettaglio l'apparato sperimentale; si discutono la rivelazione dei neutroni, le sue difficoltà e le possibilità studiate più recentemente in questo ambito. Infine, nel terzo capitolo sono mostrati l'analisi e i risultati della caratterizzazione sperimentale del più recente sistema di veto progettato, per valutare se sia effettivamente idoneo e vantaggioso. In particolare, sono studiate le proprietà dei segnali provenienti da SiPM SenseL accoppiati agli scintillatori plastici EJ-204 e sono ricavate le prestazioni temporali del sistema. Una buona risoluzione temporale è importante perchè il rivelatore di neutroni sfrutta la tecnica del tempo di volo (TOF) dei neutroni per ricavare la loro energia.

Capitolo 1

Terapie oncologiche e interazione tra radiazione e materia

Con il termine neoplasia o tumore si indica la proliferazione disordinata e scoordinata delle cellule di un tessuto rispetto al tessuto normale, le quali vengono sostituite nel tempo da queste nuove formazioni mutate. Si parla di *cancro* quando la mutazione cellulare prosegue indefinitamente, migrando solitamente verso altre parti del corpo attraverso il sistema linfatico e quello sanguigno dando origine a *metastasi*. Nel 2018 sono stati registrati nel mondo 18.1 milioni di tumori di cui 9.6 milioni hanno portato al decesso del paziente [1], con incidenza maggiore nelle persone di età superiore ai 65 anni e ancora maggiore in quelle con più di 80 anni. La ricerca medica (e non solo) continua a operare in questo ambito con lo scopo di migliorare le terapie esistenti servendosi delle scoperte più recenti nei campi della medicina, della biologia, della fisica, dell'ingegneria, della matematica.

1.1 Terapie oncologiche tradizionali

La massa di tessuto tumorale è dovuta ad errori durante la replicazione del DNA e persiste anche al termine degli stimoli che ne hanno indotto il processo. Le terapie oncologiche tradizionalmente usate per il trattamento delle neoplasie sono la chirurgia, la chemioterapia, l'immunoterapia e la radioterapia. Le prime tre non fanno uso di radiazioni e sono dette terapie non radianti, al contrario della radioterapia. In particolare, quando la radioterapia viene eseguita irradiando particelle cariche anziché onde elettromagnetiche si parla di *adroterapia*.

Per scegliere la terapia migliore da adottare sono da esaminare con attenzione le condizioni fisiche del paziente, la localizzazione del tumore e la *stadiazione* del tumore, ovvero la descrizione dell'estensione del tumore rispetto alla sede originaria, deducibile a seguito di specifici esami.

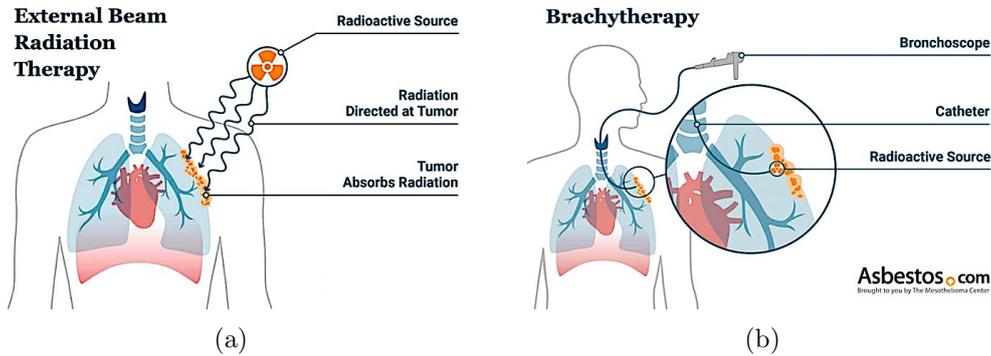


Figura 1.1: Confronto tra EBRT (a) e brachiterapia (b) [2][3].

La maggior parte dei tumori solidi, di piccole dimensioni e raggiungibili senza coinvolgere organi vitali, sono asportati per via chirurgica. Per tumori più estesi o già in metastasi si ricorre solitamente alla chemioterapia, con la quale si cerca di bloccare la replicazione cellulare somministrando al paziente farmaci citotossici in grado di distruggere le cellule. Tuttavia, la somministrazione non è localizzata e non distingue i tessuti sani da quelli malati, portando a noti effetti collaterali su tessuti quali mucose, capelli e sangue. Si parla invece di immunoterapia quando sono somministrati dei farmaci che istruiscono il sistema immunitario a riconoscere gli antigeni che differenziano il tessuto sano da quello malato e a distruggere solo le cellule malate.

La radioterapia consiste nell'irraggiamento della zona tumorale con radiazione ionizzante per impedire la riproduzione (mitosi) e la proliferazione indefinita delle cellule malate, danneggiandone il DNA (fenomeno discusso più nel dettaglio nella Sezione 1.4). Non è quindi necessario uccidere tutte le cellule malate, ma è sufficiente bloccarne la capacità di riproduzione. Si parla di radioterapia convenzionale (o *Photon Beam Therapy*) quando viene utilizzata radiazione elettromagnetica (fotoni e raggi X). La radioterapia può essere usata sia da sola che insieme ad altre modalità di trattamento, ad esempio prima della chirurgia per ridurre la dimensione del tumore.

Esistono due differenti modalità di applicazione radioterapica:

- esterna (EBRT-*External Beam Radiotherapy*), in cui la sorgente di radiazioni è esterna al corpo (Fig. 1.1(a)).
- interna, in cui sono posizionate sorgenti di radiazioni all'interno del corpo vicino al tumore (brachiterapia) (Fig. 1.1(b)) oppure praticata posizionando radioisotopi mediante ingerimento.

Attualmente, sono utilizzati fasci di fotoni di energia compresa tra 5 e 10 MeV e gli elettroni accelerati o i raggi X sono prodotti da moderni acceleratori lineari (LINAC).

A seconda delle condizioni del paziente e del tipo di tumore da curare sono state sviluppate tecniche di radioterapia convenzionale più moderne e diversificate, tra cui la IMRT (*Intensity Modulated RadioTherapy*) per tumori voluminosi o di forma complessa, la TBI (*Total Body Irradiation*) per tumori maligni del sangue, la IORT (*Intra-Operative Radiotherapy*) che permette di irradiare la regione interessata anche in sala operatoria [4].

Uno dei principali svantaggi della radioterapia convenzionale è legato all'irraggiamento del tessuto sano circostante quello malato, con la possibilità di causare effetti collaterali permanenti più o meno gravi. Per questo motivo da alcuni decenni è di grande interesse l'adroterapia, un tipo di radioterapia che elimina il tumore nella maniera più localizzata possibile mediante irraggiamento di particelle cariche. L'adroterapia sarà discussa nella Sezione 1.5.

1.2 Interazione tra particelle cariche e materia

In questa sezione sono esposti i meccanismi che regolano l'interazione della radiazione carica quando attraversa la materia, la quale si può pensare come un insieme di atomi formati da un nucleo e da elettroni. Quando un fascio di particelle cariche attraversa un mezzo materiale avvengono due tipi di interazioni, quelle elettromagnetiche e quelle nucleari.

1.2.1 Sezione d'urto

In fisica si usa il termine *interazione* per riferirsi in generale alla deviazione della traiettoria di una particella di un fascio causata dall'attraversamento di un bersaglio. Se le particelle che emergono dal bersaglio sono le stesse del fascio incidente il processo è chiamato *diffusione*, altrimenti si parla di *produzione*. Inoltre, se l'energia di una particella diffusa è la stessa di quella incidente allora la diffusione è elastica, altrimenti è anelastica. I processi di produzione, invece, sono sempre anelastici.

Si consideri un fascio di sezione trasversale S formato da particelle puntiformi massive con velocità v e densità spaziale n_b costanti. Si consideri poi un bersaglio chimicamente omogeneo di superficie S e spessore δ in cui all'interno sono distribuite particelle massive sferiche aventi sezione trasversale σ . Si assuma infine che l'interazione tra il fascio proiettile e il bersaglio si possa considerare un processo di urto meccanico che provoca la deviazione della particella incidente, come schematizzato in Figura 1.2.

La probabilità che una particella proiettile interagisca con una particella del bersaglio è

$$\frac{\sigma}{S} \tag{1.1}$$

e il numero di particelle deflesse dopo l'urto è

$$\Delta N_{def} = N_f N_b \frac{\sigma}{S} \tag{1.2}$$

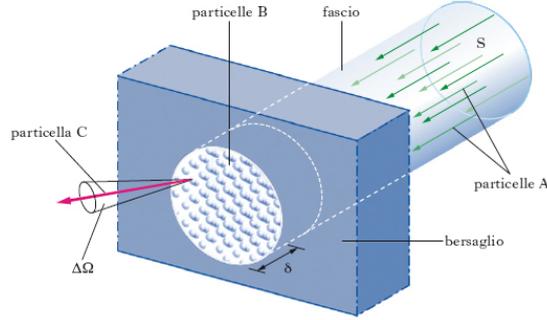


Figura 1.2: Schema del processo di interazione tra un fascio di particelle proiettili A contro un bersaglio di spessore δ formato da particelle B. Dopo l'urto sono emesse particelle C nella direzione di angolo solido $\Delta\Omega$. Il processo descritto è del tipo $A+B \rightarrow C$ [5].

dove N_f è il numero di particelle nel fascio che interagiscono con N_b particelle del bersaglio nell'intervallo di tempo Δt . Queste N_f particelle sono racchiuse nel volume cilindrico avente area di base S e lunghezza $v\Delta t$, mentre le N_b particelle del bersaglio sono contenute nel volume cilindrico di base S e spessore δ . Possiamo quindi esprimere N_f e N_b in funzione delle densità volumetriche n_f e n_b :

$$N_f = n_f v \Delta t S, \quad N_b = n_b S \delta \quad (1.3)$$

che sostituito nella (1.2) fornisce:

$$\Delta N_{def} = n_f v \Delta t S n_b S \delta \frac{\sigma}{S} \quad (1.4)$$

da cui si ricava il numero di particelle deflesse nell'unità di tempo:

$$\frac{\Delta N_{def}}{\Delta t} = n_f n_b v S \delta \sigma. \quad (1.5)$$

Infine, invertendo la (1.5) si può ricavare la sezione trasversale della particella bersaglio σ , detta *sezione d'urto*:

$$\sigma = \frac{1}{n_f n_b v S \delta} \frac{\Delta N_{def}}{\Delta t} \quad (1.6)$$

ed è la grandezza fisica che mette in relazione la sezione della particella bersaglio con i parametri geometrici o il numero di particelle deflesse per unità di tempo.

Se l'apparato sperimentale lo consente, è possibile misurare la distribuzione angolare $\Delta\Omega$ con cui le particelle emergono dal bersaglio e di conseguenza calcolare la *sezione d'urto differenziale* di diffusione in funzione dell'angolo solido:

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega} = \frac{1}{n_f n_b v S \delta} \frac{\Delta^2 N_{def \text{ in } \Delta\Omega}}{\Delta\Omega \Delta t} \quad (1.7)$$

1.2.2 Stopping power

Le interazioni e le collisioni che avvengono nella materia quando è attraversata da una particella carica fa sì che quest'ultima rallenti e perda energia, fino a fermarsi. Si definisce potere frenante (o *stopping power*) S l'energia persa dalla particella carica per unità di lunghezza:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (1.8)$$

dove E è l'energia cinetica e x la lunghezza percorsa dalla particella. Un'espressione che descrive la perdita di energia tenendo conto degli effetti quantistici e relativistici è la formula di Bethe-Bloch [6][7]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\rho Z}{A} \frac{4\pi N_A m_e c^2}{M_U} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \right)^2 \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.9)$$

dove ρ è la densità del materiale, N_A il numero di Avogadro, M_U la massa molare del materiale, A la sua massa atomica, Z la carica della particella incidente, β la velocità della particella in unità di c , I il potenziale medio di ionizzazione del bersaglio (da 19 eV per l'idrogeno a 820 eV per il piombo). Gli ultimi due termini sono correzioni sulla densità (δ) e sugli orbitali del materiale (C) che risultano importanti rispettivamente ad alte e a basse energie. A energie molto basse cade l'ipotesi che l'elettrone atomico sia fermo e si blocca la crescita di $1/\beta^2$. Inoltre, si può effettuare un'ulteriore correzione dovuta all'effetto Barkas [8], tale per cui particelle con stessa energia ma carica diversa percorrono lunghezze diverse nel materiale a causa dell'attrazione degli elettroni da parte delle particelle positive e della repulsione con gli altri elettroni. W. Barkas misurò una differenza di percorso dello 0.36% tra particelle positive e negative. Dalla (1.9) si nota che il potere frenante dipende sia dalle proprietà del materiale attraversato che da quelle del fascio incidente. In particolare:

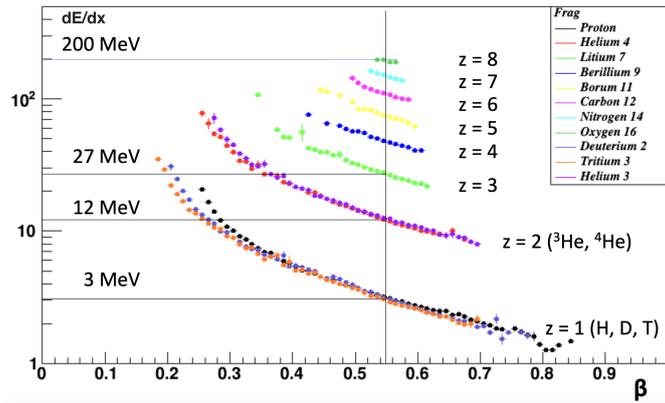


Figura 1.3: Energia depositata per unità di lunghezza dE/dx in uno scintillatore di 6 mm di spessore per cariche diverse, in funzione di β .

- nei bersagli spessi e molto densi (ρ alta) avvengono molte collisioni e la distribuzione di energia persa si può approssimare a quella Gaussiana. Infatti, a causa del numero molto alto di ioni secondari creati (Fig. 1.4(a)) il processo di collisioni assume una natura statistica si può utilizzare il *teorema del limite centrale* [9]. In questo caso le fluttuazioni statistiche di S sono piccole;
- nei bersagli sottili e poco densi (ρ bassa) avvengono poche collisioni e sono prodotti pochi elettroni secondari (Fig. 1.4(b)). Le fluttuazioni statistiche di S sono grandi e la perdita di energia è meglio descritta dalla distribuzione di Landau [10].

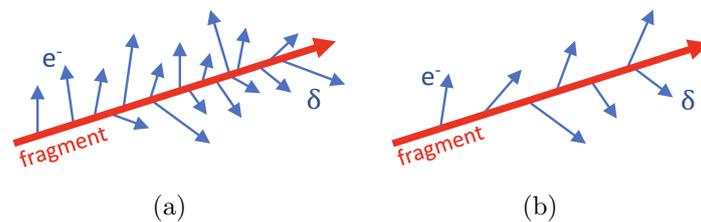


Figura 1.4: Schema della produzione di elettroni secondari δ , dovuti alla ionizzazione degli atomi del materiale da parte della carica che lo attraversa, nei casi di materiali molto densi (a) e poco densi (b).

Vista la dipendenza dello stopping power dalle proprietà del materiale, è utile introdurre il *mass stopping power* $dE/d\chi$ (con $\chi = \rho \cdot x$), che dipende molto poco dal tipo di materiale utilizzato.

1.2.3 Range

Quando una particella attraversa un mezzo materiale si può definire la distanza media che essa percorre prima di fermarsi. Questa quantità è chiamata *range* e la si ottiene integrando la Bethe-Bloch su tutta l'energia rilasciata durante l'interazione col mezzo:

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (1.10)$$

dove E_0 è l'energia cinetica iniziale della particella che attraversa il materiale. Il range rappresenta una grandezza fondamentale in adroterapia in quanto regola la possibilità di variare la profondità del fascio nel corpo umano, modificandone l'energia. Tuttavia, il calcolo esatto dell'integrale (1.10) non è semplice e si ricorre per praticità ad alcune approssimazioni. Una delle più note è la CSDA (*Continuos Slowing Down Approximation*) in cui si assume che la perdita di energia nel mezzo sia continua e lenta [11]. Alla CSDA si può aggiungere l'ulteriore ipotesi che il *mass stopping power* per mezzi composti da più materiali sia additivo (regola di Bragg-Kleeman [12]):

$$\left(\frac{dE}{d\chi}\right)_{tot} = \sum_i W_i \left(\frac{dE}{d\chi}\right)_i \quad (1.11)$$

dove W_i è la frazione di atomi dell' i -esimo materiale.

A causa dell'elevato numero di interazioni, la perdita di energia dE/dx è un processo stocastico e le stesse particelle, con la stessa energia cinetica, non depositano l'energia allo stesso modo (processo non Gaussiano ma di Landau).

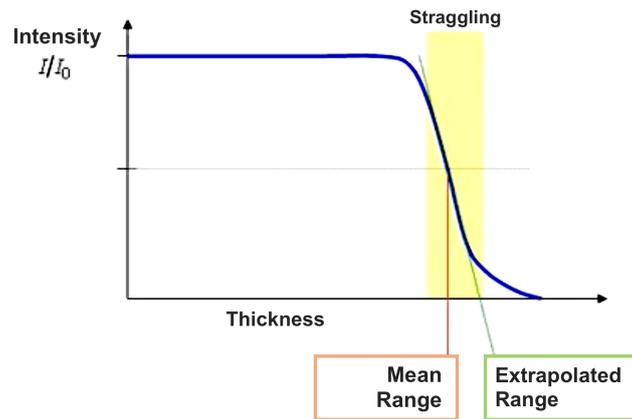


Figura 1.5: Valore medio e fluttuazione (RMS) del range di una particella carica assorbita da un mezzo [13].

Per come è definito i range, è chiaro che le fluttuazioni di dE/dx implicano fluttuazioni della lunghezza dei percorsi delle particelle (*range straggling*, Fig.1.5), e in adroterapia è molto importante tenere conto di questo dislocamento longitudinale per un corretto calcolo della profondità del fascio incidente. Ad esempio, un protone di 200 MeV in acqua possiede un range di circa 25 cm su cui è presente una fluttuazione (RMS) di circa 2.5 mm. Le fluttuazioni longitudinali della profondità di una particella carica, dovute alla sua interazione con gli elettroni atomici, non sono le uniche che si verificano. Infatti, sono presenti anche fluttuazioni sulla traiettoria che determinano uno spostamento laterale della particella, dovute alle interazioni con i nuclei del mezzo attraversato.

1.2.4 Picco di Bragg

L'energia persa dalla radiazione ionizzante quando attraversa un mezzo materiale è descritta dalla *curva di Bragg*, la quale presenta un evidente picco asimmetrico in corrispondenza del maggior rilascio di energia, detto *picco di Bragg*. Per le particelle cariche il picco si realizza appena prima di arrestarsi nel mezzo (si ricordi dalla Bethe-Bloch che $dE/dx \propto \beta^{-2}$) e la posizione del picco dipende dall'energia che possiede la particella. In Figura 1.6 sono rappresentate le curve di Bragg con i relativi picchi per

fasci di protoni a energie differenti, da cui si può comprendere l'importanza di scegliere la corretta energia per i trattamenti di adroterapia.

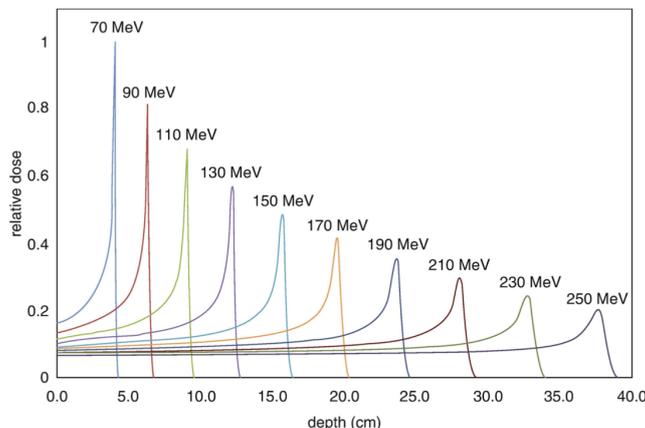


Figura 1.6: Curve di Bragg di fasci di protoni monoenergetici a energie differenti. La posizione dei picchi dipende dall'energia posseduta e la loro larghezza aumenta all'aumentare dell'energia. Nel grafico, la dose è normalizzata in corrispondenza di un fascio di 70 MeV [14].

Un aspetto importante è che il massimo rilascio della dose avviene in maniera molto localizzata solo per particelle cariche pesanti quali protoni e ioni. Infatti, la perdita di energia della radiazione γ e degli elettroni in funzione della profondità segue una decrescita esponenziale in cui il massimo rilascio della dose avviene solo pochi centimetri dopo il suo ingresso nel mezzo (vedi Figura 1.7). La posizione del picco dipende dall'energia mentre la sua larghezza larghezza dipende dalla massa M del fascio come $\propto 1/\sqrt{M}$.

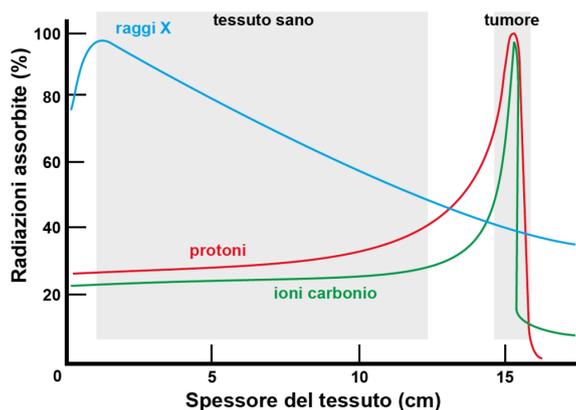


Figura 1.7: Rilascio della dose da parte di fotoni, raggi X e protoni in funzione della profondità nel corpo umano [15].

Tuttavia, il picco di Bragg di un fascio monoenergetico si concentra in pochi centimetri e spesso non è sufficiente a coprire con efficacia l'intera regione tumorale. Per questo motivo, in adroterapia si utilizza il *Spread-Out Bragg Peak* (SOBP), un picco di Bragg formato dalla sovrapposizione di fasci monoenergetici a energie differenti, come mostrato in Figura 1.8. A seconda del numero di fasci utilizzati, della loro energia e del loro range è possibile modulare la larghezza dello SOBP.

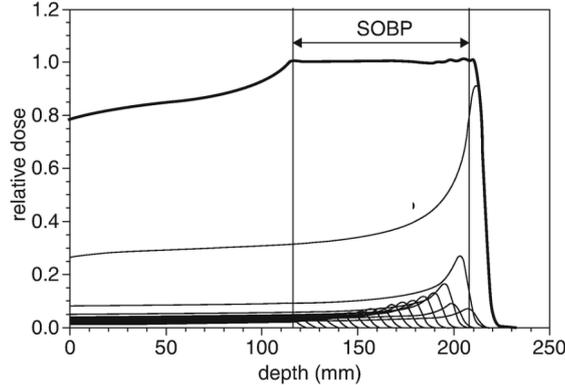


Figura 1.8: Sovrapposizione di picchi di Bragg di fasci monoenergetici per formare lo SOBP, che permette di appiattare il rilascio della dose per alcuni centimetri in profondità [14].

1.2.5 Interazioni con i nuclei

La collisione di una particella carica con un nucleo di un atomo del mezzo che la assorbe è di tipo elastico, siccome l'energia cinetica è conservata (la massa della particella incidente e del nucleo sono confrontabili tra loro e le perdite di energia durante collisione sono trascurabili). Il risultato è una diffusione detta *scattering multiplo coulombiano* (o *scattering di Rutherford*) che devia di molto la direzione di volo della particella. La collisione dipende dal parametro di impatto b , definito come la distanza perpendicolare tra la traiettoria del proiettile e il centro del campo creato dall'oggetto a cui il proiettile si sta avvicinando: la collisione avviene se $b < r_{nuc}$ (con r_{nuc} = raggio del nucleo). La situazione è schematizzata in Figura 1.9.

L'angolo di diffusione θ dipende dal parametro di impatto secondo la relazione [17]:

$$\theta = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{1 - (b/r)^2 - 2U/mv_{\infty}^2}} \quad (1.12)$$

dove v_{∞} è la velocità del proiettile lontano dal centro di scattering, r_{min} è la sua distanza minima da esso e $U = U(r)$ è il campo centrale creato dal nucleo. L'espressione della sezione d'urto differenziale calcolata sull'angolo solido è data dalla formula di Rutherford:

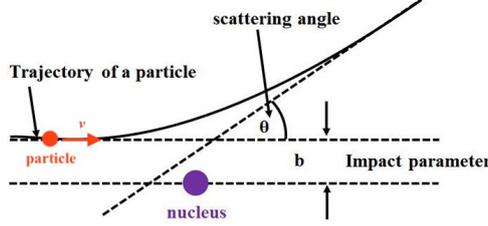


Figura 1.9: Diffusione di una particella carica da parte di un nucleo [16].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (1.13)$$

dove Z_1, Z_2 sono le cariche della particella proiettile e del nucleo rispettivamente, e è la carica elementare, $E = mv^2$ è l'energia della particella e θ è l'angolo di diffusione.

Come anticipato al termine del Paragrafo 1.2.3, l'interazione di una particella carica con i nuclei del mezzo che attraversa provoca uno spostamento laterale del fascio di cui è fondamentale tenere conto durante i trattamenti di adroterapia (insieme al dislocamento longitudinale). Per esempio, un fascio di protoni di 200 MeV in acqua (range $\simeq 25.8$ cm) ha uno spostamento laterale (RMS) di circa 5 mm. La sezione d'urto risulta quindi una funzione delle variabili:

$$\sigma = f(E, Z_1, Z_2, \theta) \quad (1.14)$$

La diffusione coulombiana non è l'unico processo possibile, ma per le particelle cariche sono possibili anche interazioni radiative quali *bremsstrahlung* ed *effetto Čerenkov*, schematizzati in Figura 1.10.

Il processo di *bremsstrahlung* consiste nell'emissione di fotoni da parte di particelle cariche che attraversano un campo elettromagnetico. L'energia persa a causa di tale emissione si può stimare con la seguente espressione:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brem} \sim \frac{4N_a Z^2 \alpha_{em}^3 (hc)^2}{m^2 c^4} E \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \sim \frac{Z^2}{m^2} \quad (1.15)$$

dove Z è la carica del bersaglio, m la massa della particella incidente e E la sua energia. Tuttavia, vista la dipendenza dall'inverso del quadrato della massa ($-dE/dx \propto 1/m^2$), per particelle cariche pesanti quali protoni e ioni il contributo *bremsstrahlung* risulta trascurabile (per non esserlo sarebbero necessarie energie dell'ordine del TeV, molto più grandi di quelle impiegate in adroterapia).

L'effetto Čerenkov consiste invece nell'emissione di fotoni che avviene quando una particella carica attraversa un mezzo materiale con una velocità superiore di quella che ha la luce nell'attraversare lo stesso mezzo. Ricordando che la velocità della luce in un mezzo di indice di rifrazione n è $v_{light} = c/n$ e indicando con $v_{part} = \beta c$ la velocità della particella che lo attraversa, la condizione perchè si verifichi l'emissione è:

$$v_{part} > v_{light} \longrightarrow \beta c > \frac{c}{n} \quad (1.16)$$

da cui:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (1.17)$$

L'energia persa dalla particelle a causa dell'emissione Čerenkov è:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Cher} = \frac{4\pi e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \omega d\omega \quad (1.18)$$

dove ω è la pulsazione della radiazione emessa. Ad esempio, un fascio di protoni di circa 200 MeV ($\beta=0.57$) attiva l'emissione di fotoni se l'indice di rifrazione del mezzo che attraversa è $n > 1.75$. Nel corpo umano, nell'approssimazione che sia composto di acqua a 37°C ($n=1.33$) l'effetto Čerenkov è trascurabile.

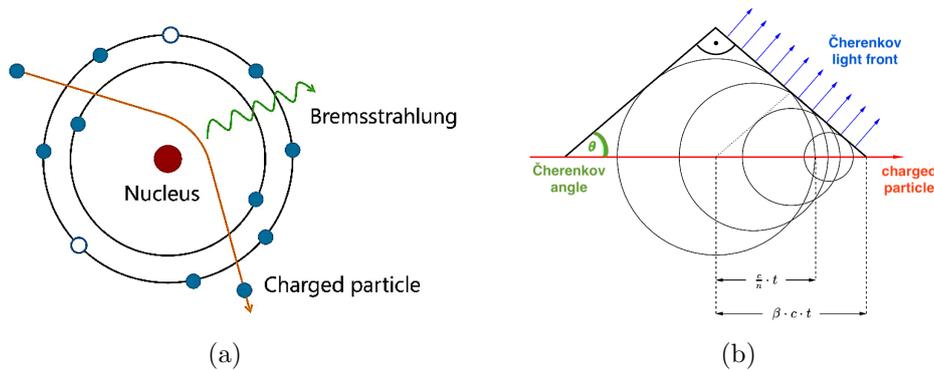


Figura 1.10: Schematizzazione delle emissioni bremsstrahlung (a) e Čerenkov di una particella carica di velocità $v = \beta c$ (b) [18] [19].

Elettroni

Gli elettroni sono particelle cariche molto leggere rispetto ai protoni e quando interagiscono con gli atomi della materia modificano significativamente la loro traiettoria. Può accadere che l'elettrone incidente trasferisca per collisione poca o tanta energia a un elettrone orbitale, oppure che collida direttamente col nucleo emettendo per bremsstrahlung. Dunque, per esprimere la perdita di energia dell'elettrone si tiene conto dei contributi dovuti alla collisione e all'interazione radiativa:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \quad (1.19)$$

Il contributo dovuto alla collisione con gli elettroni orbitali si può esprimere con la già vista formula di Bethe-Bloch, ma con due differenze: la massa piccola dell'elettrone e il fatto che la collisione avvenga tra particelle identiche. Possiamo scrivere:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + 1 - \beta^2 + \frac{\tau^2}{8} - \frac{(2r+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} \right] + corr. \quad (1.20)$$

dove τ è l'energia cinetica dell'elettrone incidente in unità di $m_e c^2$, m_e e r_e la massa e il raggio dell'elettrone. Si può notare che tale contributo cresce come $\sim Z \ln E_0^3$ e che la perdita di energia dovuta a collisione è un processo continuo lungo il percorso dell'elettrone. L'interazione radiativa per bremsstrahlung, invece:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4N E_0 Z^2 r_e^2 \alpha \left(\ln \frac{2E_0}{m_e c^2} - \frac{1}{3} - f(Z) \right) \quad (1.21)$$

dove N è il numero di atomi nel mezzo attraversato, E_0 è l'energia dell'elettrone incidente, Z è la carica degli atomi del mezzo, $\alpha \simeq 1/137$ è la costante di struttura fine e $f(Z)$ è una correzione coulombiana. In questo caso la perdita di energia cresce come $\sim Z^2 E_0 \ln E_0$ e dipende dall'intensità del campo elettrico prodotto dal nucleo. A differenza dell'emissione bremsstrahlung che avviene durante l'interazione con particelle pesanti, il contributo radiativo dovuto agli elettroni non è più trascurabile.

1.2.6 Frammentazione nucleare

Durante una reazione nucleare tra un proiettile a e un bersaglio X (solitamente fisso nel laboratorio) sono emessi prodotti che hanno una natura diversa da quella delle componenti iniziali:



Nelle reazioni nucleari mediate dalla forza nucleare forte (a corto raggio) è necessario che il potenziale del nucleo superi la barriera elettrostatica coulombiana:

$$E_B = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \quad (1.23)$$

dove Z_1 , Z_2 e R_1 , R_2 sono rispettivamente le cariche e i raggi dei due nuclei che interagiscono. Per esempio, la barriera elettrostatica per un'interazione tra due protoni vale circa 0.9 MeV, quella tra protone e ^{12}C circa 2.1 MeV, mentre quella tra due ioni carbonio circa 8.9 MeV. Per energie inferiori alla barriera domina la diffusione coulombiana e le interazioni forti, che possono avvenire solo per *effetto tunnel*, sono molto poco probabili.

Nei trattamenti di adroterapia sono impiegate energie fino a 400 MeV e di conseguenza i fenomeni di interazione nucleare non possono essere trascurati. Le interazioni nucleari possono essere:

- *elastiche*, in cui l'energia proveniente dalla diseccitazione del nucleo è trasferita allo stato finale:



La struttura del proiettile e quella del bersaglio non si modificano e non sono prodotte nuove particelle né raggi γ . Questo tipo di collisione è rilevante per energie fino a qualche centinaia di MeV;

- *anelastiche*, quando sono prodotte nuove particelle o raggi γ oppure quando cambia la struttura interna del proiettile o del bersaglio.



Nei trattamenti di adroterapia, le collisioni che avvengono sono anelastiche e quindi i nuclei prodotti sono diversi dai nuclei proiettile. La loro diversa natura implica che abbiano una carica, un rilascio di energia e un range diversi. A seconda della distanza con cui il proiettile si avvicina al bersaglio possono avvenire *collisioni centrali* (circa il 10% dei casi) che portano alla creazione di frammenti secondari oppure, nella maggior parte dei casi, *collisioni periferiche* in cui solo alcuni nucleoni sono coinvolti nel processo. Le collisioni periferiche si possono descrivere con il modello di *abrasione-ablazione* (Fig. 1.11).

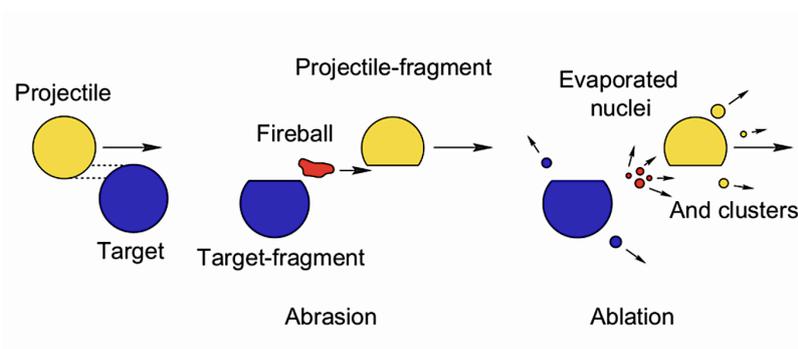


Figura 1.11: Schema del processo abrasione-ablazione.

Durante l'abrasione i nucleoni coinvolti sono espulsi dal proiettile e dal bersaglio e formano una *fireball*, in tempi molto brevi, nell'ordine dei 10^{-22} - 10^{-23} s. Nell'ablazione la *fireball*, il bersaglio e il proiettile si diseccitano (processo di *evaporazione*) emettendo frammenti secondari di massa intermedia e fotoni in tempi di circa 10^{-16} - 10^{-18} s.

A questo punto è ragionevole porsi il problema del calcolo della sezione d'urto nucleare a seconda dei diversi tipi di nuclei bersaglio utilizzati. Una formula valida per protoni con energia maggiore di 15 MeV e nuclei con energia maggiore di 100 MeV/u è la legge semi-empirica di Bradt-Peters[20], per la quale la sezione d'urto nucleare σ_r si può esprimere come

$$\sigma_r = \pi r_0^2 c_1 \left(A_p^{1/3} + A_b^{1/3} - b_0 \right)^2 \quad (1.27)$$

dove si assume di poter esprimere il raggio nucleare R_N con $R_N = r_0 A_N^{1/3}$, $r_0 = 1.25$ fm, A_p e A_b sono i numeri di massa del proiettile e del bersaglio rispettivamente, b_0 e c_1 sono parametri empirici. Per i protoni ad alte energie si trova:

$$\sigma_r \approx 53 \cdot A_t^{1/3} \text{ mb.} \quad (1.28)$$

Per esempio nel corpo umano, $\sigma_r(p + {}^{12}\text{C}) \approx 280$ mb e $\sigma_r(p + {}^{16}\text{O}) \approx 340$ mb.

Dati due nuclei 1 e 2 con N_1 , N_2 neutroni e Z_1 , Z_2 protoni rispettivamente, si può parametrizzare più in generale la sezione d'urto nucleare :

$$\sigma_r(Z_1, N_1, Z_2, N_2, E) \quad (1.29)$$

con la seguente espressione

$$\sigma_r \simeq \pi C(E) \left(\sqrt{Z_1^{2/3} \sigma_{pp}^{tot}(E) + N_1^{2/3} \sigma_{pn}^{tot}(E)} + \sqrt{Z_2^{2/3} \sigma_{pp}^{tot}(E) + N_2^{2/3} \sigma_{pn}^{tot}(E)} \right)^2 \quad (1.30)$$

dove $C(E)$ sono costanti tabulate per ogni valore di energia. Tale parametrizzazione vale per energie comprese tra circa 30 MeV e 400 GeV e per nuclei con numero di massa $A = N + Z$ compreso tra 8 e 100. Ad esempio per l'interazione nucleare fra ioni carbonio a 200 MeV/u si trova:

$$\sigma_r({}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}, E) \simeq 860 \text{ mb.} \quad (1.31)$$

1.3 Interazioni tra particelle neutre e materia

Quando a interagire con la materia sono particelle elettricamente neutre come fotoni e neutroni i meccanismi di interazione sono diversi rispetto a quelli descritti per particelle cariche.

1.3.1 Fotoni

L'intensità $I(x)$ di un fascio di fotoni che attraversa un mezzo è attenuata in maniera esponenziale, come descritto dalla legge di Lambert-Beer [21]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.32)$$

dove x è la lunghezza dello spazio percorso, $I_0 = I(0)$ è l'intensità iniziale del fascio prima che entri nel mezzo mentre μ è il coefficiente d'attenuazione del materiale. Per un materiale di densità volumetrica ρ e numero di massa A , μ è definito come

$$\mu = \frac{\sigma N_A \rho}{A} \quad (1.33)$$

dove σ è la sezione d'urto. Per i fotoni si può anche definire il libero cammino medio λ come la distanza media percorsa nel mezzo prima che avvengano interazioni,

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (1.34)$$

Le energie dei fotoni utilizzati in medicina è compresa tra i 35 e i 500 keV per le diagnosi a raggi X (dalla mammografia alla radiografia) in cui basta raggiungere i 4-6 cm di profondità, dai 60 ai 150 keV per i tumori superficiali, da 1 a 15 MeV per quelli più profondi. I fotoni interagiscono con la materia attraverso tre meccanismi principali: *effetto fotoelettrico*, *effetto Compton* e *produzione di coppie*. Allora, tenendo conto dei contributi dati dai diversi tipi di interazione la (1.32) diventa:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_{tot} x} \quad (1.35)$$

dove:

$$\mu_{tot} = \mu_{fotoel} + \mu_{Compton} + \mu_{coppie}. \quad (1.36)$$

Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico è un meccanismo di assorbimento anelastico che si verifica quando il fotone interagisce con un elettrone dell'atomo, generalmente appartenente a una delle shell più interne, il quale viene espulso e liberato. Viene creato un cosiddetto *fotoelettrone* con un energia di

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.37)$$

dove E_b è l'energia di legame del fotoelettrone nella sua shell originaria e $h\nu$ è l'energia del fotone γ . Si crea una lacuna nella shell da cui l'elettrone è stato emesso che viene velocemente colmata da un elettrone delle shell più esterne con un meccanismo a cascata. L'assorbimento fotoelettrico è il meccanismo di interazione predominante di fotoni γ o raggi X a energie relativamente basse, ma comunque superiori di una certa energia di soglia. La probabilità che si realizzi è proporzionale a

$$\sigma_{fotoel} \propto Z^4 / E^{3.5}$$

dove Z è riferito al bersaglio mentre E è l'energia dei fotoni. L'assorbimento fotoelettrico è mostrato in Figura 1.12.

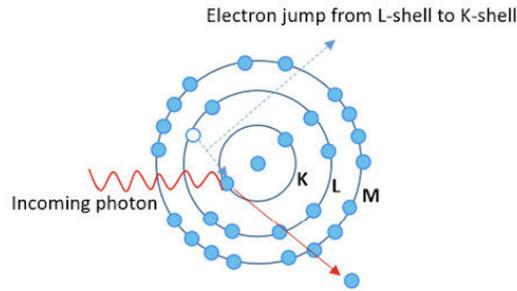


Figura 1.12: Emissione di un fotoelettrone per effetto fotoelettrico. La lacuna creata nella shell più interna K è colmata da un elettrone della shell L [22].

Effetto Compton

L'effetto Compton è un meccanismo di interazione elastica che avviene tra il fotone incidente e un elettrone dell'atomo di un materiale, generalmente appartenente a una delle shell più esterne. L'elettrone diffuso è considerato libero e il fotone viene diffuso senza essere assorbito, sopravvivendo anche dopo l'interazione, trasferendo buona parte della sua energia all'elettrone. Non è comunque necessario che il fotone incidente possieda un'energia superiore a una certa soglia per far avvenire il processo. La diffusione è mostrata in Figura 1.13.

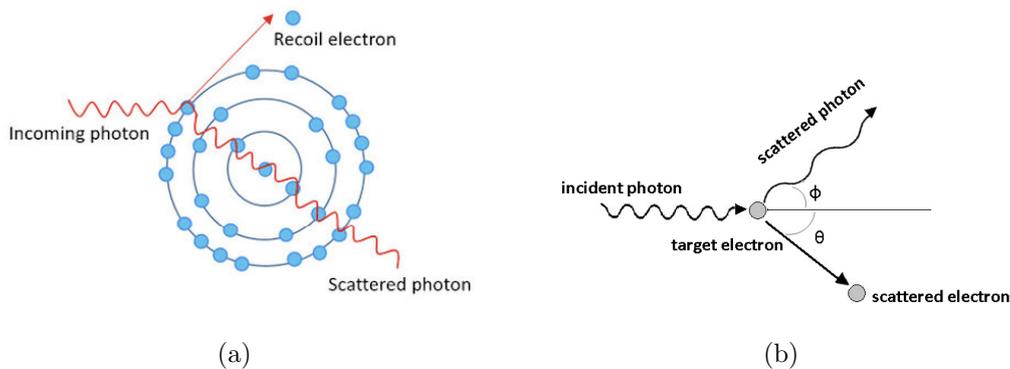


Figura 1.13: Diffusione di un elettrone della shell esterna dell'atomo per effetto Compton, chiamato anche elettrone di rinculo (a). In figura (b) è mostrato il processo più in dettaglio, dove θ è l'angolo di diffusione dell'elettrone (inizialmente a riposo) mentre ϕ è quello del fotone [22] [23].

Considerando un fotone incidente di energia $h\nu$ che interagisce per effetto Compton con un elettrone di massa a riposo m_0 (0.511 MeV), l'energia del fotone $h\nu'$ dopo la diffusione

è data dalla seguente espressione:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (1.38)$$

dove θ è l'angolo con cui è diffuso l'elettrone. La probabilità che avvenga diffusione Compton per un atomo cresce all'aumentare del numero di elettroni presenti nel bersaglio, cioè al crescere di Z :

$$\sigma_{Compton} \propto Z/E.$$

È il meccanismo di interazione predominante per raggi γ e X.

Produzione di coppie

La produzione di coppie si verifica quando l'energia del fotone è superiore al doppio dell'energia associata alla massa a riposo dell'elettrone. A seguito dell'interazione il fotone annichila in una coppia elettrone-positrone e l'energia in eccesso rispetto a quella necessaria per la produzione della coppia viene trasferita alla coppia sotto forma di energia cinetica. Il processo è schematizzato in Figura 1.14.

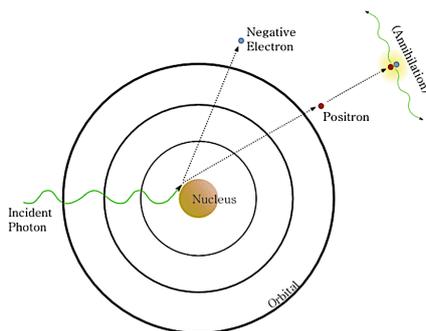


Figura 1.14: Schema del processo di produzione di coppie.

La produzione di coppie è il processo d'interazione predominante per fotoni altamente energetici. La probabilità che si realizzi è proporzionale a:

$$\sigma_{coppie} \propto Z^2 / \ln E.$$

1.3.2 Neutroni

I neutroni, non essendo elettricamente carichi, non interagiscono con la materia per mezzo della forza coulombiana ma possono comunque attraversare un mezzo per diversi centimetri, senza essere “visti” dai rivelatori. A seguito dell'interazione con il mezzo

il neutrone potrebbe scomparire ed essere sostituito da radiazioni secondarie, oppure potrebbe cambiare di molto la sua energia. A seconda della loro energia E_n si distinguono i neutroni:

- *termici*, per $E_n \approx 0.025$ eV;
- *epitermici*, per $E_n \approx 1$ eV;
- *lenti*, per $E_n \approx 1$ keV, la cui principale reazione è una cattura del tipo (n, γ);
- *veloci*, per 1 keV $< E_n < 10$ MeV, per i quali sono possibili le reazioni (n,p), (n, α) e (n,2n);
- *altamente energetici*, per $E_n > 10$ MeV.

I neutroni veloci interagiscono principalmente attraverso collisioni elastiche e anelastiche, con cui sono in grado di trasferire molta della loro energia. In seguito a una diffusione elastica tra un neutrone di energia cinetica iniziale E_0 e un nucleo del bersaglio di massa A , l'energia finale E' del neutrone è data dalla seguente espressione:

$$E' = E_0 \left[\frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} \right] \quad (1.39)$$

dove θ è l'angolo di diffusione. In una collisione elastica l'energia cinetica totale si conserva mentre l'energia media trasferita dal neutrone al nucleo è:

$$\frac{2EA}{(A + 1)^2} \quad (1.40)$$

Siccome un neutrone può essere coinvolto in più collisioni successive, ad ogni diffusione rallenta (processo di *moderazione*) e perde una quantità di energia descritta dalla (1.39). Dopo N collisioni l'energia finale media diminuisce secondo la relazione:

$$\ln E' = \ln E_0 - N\xi \quad (1.41)$$

dove ξ è un parametro dato dal valore medio di $\ln(E_0/E')$ e ha espressione:

$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right) \quad (1.42)$$

I neutroni lenti, invece, quando interagiscono con il mezzo vengono solitamente assorbiti e l'intensità del fascio di neutroni incidente è attenuato secondo la legge esponenziale:

$$I(x) = I_0 e^{\sigma x} \quad (1.43)$$

dove x è lo spazio percorso nel mezzo, I_0 è l'intensità prima dell'interazione e σ è la sezione d'urto totale, la quale tiene conto anche dei processi di diffusione. Infine, il tipo

di interazione più probabile per i neutroni altamente energetici è la collisione anelastica. In sintesi, possiamo affermare che il processo di interazione che si realizza quando un fascio di neutroni interagisce con un mezzo materiale e le sezioni d'urto di tali processi dipendono fortemente dall'energia dei neutroni, come mostrato in Figura 1.15.

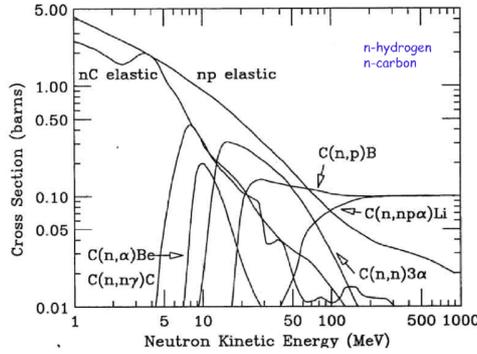


Figura 1.15: Sezioni d'urto (in barn) dei processi possibili neutrone-idrogeno e neutrone-carbonio per neutroni veloci e altamente energetici [24].

1.4 Effetti biologici delle radiazioni

Si definisce *dose assorbita* l'energia (della radiazione) assorbita per unità di massa:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.44)$$

che nel SI si misura in Gray (Gy) dove $1 \text{ Gy} = 1 \text{ Jkg}^{-1}$. Per tenere conto del diverso tipo di radiazione utilizzata si utilizza la *dose equivalente*, definita come il prodotto pesato della dose assorbita, dove il peso w_R che indica la pericolosità di un certo tipo di radiazione R : presenti:

$$D_{eq} = \sum_R w_R \cdot D \quad (1.45)$$

dove la somma è effettuata su tutti i possibili tipi di radiazione. Sommando le dosi equivalenti per diversi tipi T di organi e tessuti tenendo conto dei pesi w_T per i diversi tessuti si ottiene la cosiddetta *dose efficace*

$$D_{eff} = \sum_T w_T \cdot D_{eq,T} \quad (1.46)$$

Come già anticipato, per sconfiggere una neoplasia è necessario prevenire la proliferazione continua e disordinata delle cellule tumorali e a questo scopo occorre colpire il DNA di queste cellule per impedirne la capacità di riproduzione. Ci sono due modi per uccidere il DNA delle cellule tumorali con la radiazione, uno *indiretto* e uno *diretto*:

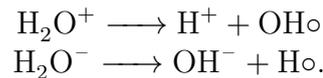
- Il modo indiretto sfrutta la produzione di radicali liberi ottenuti dalla radiolisi delle molecole d'acqua (che nel nostro corpo sono circa il 75%), i quali interagiscono e producono il perossido di idrogeno H_2O_2 (noto come acqua ossigenata), una sostanza dannosa per il DNA. Quando la radiazione γ ha una frequenza ν sufficiente per ionizzare una molecola d'acqua si formano un elettrone e uno ione positivo, secondo la reazione:



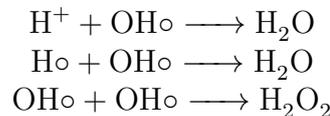
Dopo un certo tempo l'elettrone libero può perdere energia ed essere catturato da un'altra molecola d'acqua, formando uno ione negativo:



A questo punto, lo ione positivo e quello negativo che si sono formati si dissociano nei radicali liberi $\text{OH}\cdot$ e $\text{H}\cdot$ rispettivamente, secondo le seguenti reazioni:



Gli ioni e i radicali liberi si ricombinano quindi nei seguenti modi:



Le prime due reazioni producono acqua, che non è dannosa per la cellula, mentre la terza produce perossido di idrogeno che danneggia la cellula. Nonostante il sistema biologico possieda alcuni enzimi in grado di eliminare il perossido di idrogeno, la radiazione ionizzante produce un numero di radicali liberi tale da non poter essere eliminato del tutto, portando al danneggiamento del DNA e all'effettiva morte cellulare.

- Il metodo diretto, come suggerisce il nome, consiste nel danneggiare il DNA tumorale colpendolo direttamente con fasci ionizzanti. La radiazione può raggiungere il filamento di DNA e rompere alcuni dei legami a idrogeno, ma il danno è abbastanza semplice da poter essere riparato dal DNA, in quanto solitamente solo una delle due catene è danneggiata (*Single Strand Break* o SSB). Per provocare un danno irreparabile è necessario colpire molti dei legami a idrogeno, in modo da rompere entrambe le catene del DNA (*Double Strand Break* o DSB). Infatti, se esse sono rotte in due punti allineati l'informazione non è più recuperabile e la riproduzione cellulare è bloccata (Fig. 1.16).

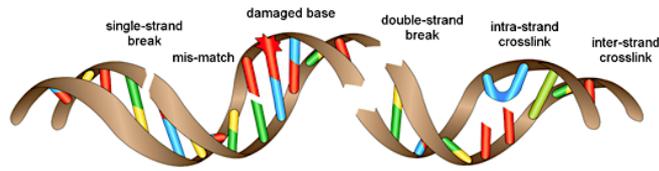


Figura 1.16: Diversi tipi di danneggiamento del DNA, tra cui il SSB e il DSB [25].

Per trattare efficacemente una neoplasia e scegliere la quantità di dose da rilasciare è necessario tenere sotto controllo due parametri principali:

- la TCP (*Tumor Control Probability*) che è la probabilità di tenere il tumore sotto controllo e in quanto tale dev'essere massimizzata;
- la NTCP (*Normal Tissue Control Probability*) che è la probabilità di avere complicazioni nel tessuto sano e in quanto tale dev'essere minimizzata.

Tuttavia, sia la TCP che la NTCP aumentano all'aumentare della dose fornita al tessuto e quindi non è possibile aumentare indefinitamente la dose ma è fondamentale trovare l'intervallo di dose che massimizza la combinazione TCP-NTCP, come mostrato in Figura 1.17.

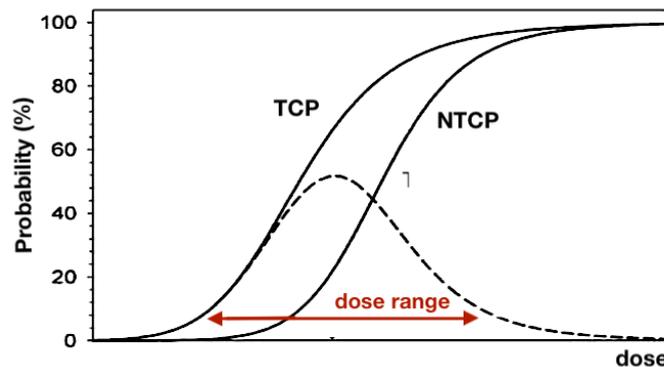


Figura 1.17: Andamenti delle probabilità TCP e NTCP e range della dose che massimizza la TCP-NTCP. La linea tratteggiata rappresenta la probabilità di tenere sotto controllo il tumore evitando complicazioni dei tessuti sani. Adattata da [26].

La quantità di dose totale da rilasciare dipende dal tipo di tumore ed è compresa tra 20 e 80 Gy. Una tale quantità risulterebbe però letale se rilasciata in un unico irraggiamento e per questo motivo la dose totale è frazionata in più trattamenti (circa 30 sedute, una al giorno).

Linear Energy Transfer

Si definisce *Linear Energy Transfer* (LET) l'energia per unità di lunghezza trasferita dalla particella ionizzante al materiale. Il LET, al contrario dello *stopping power*, si riferisce all'energia rilasciata al materiale circostante ad essa e non alla particella del materiale. L'energia coinvolta non tiene conto degli elettroni secondari ad alta energia ($E > \Delta$) ed è quindi a lungo range:

$$LET = -\frac{dE}{dx} - T_{e^- \text{ con } E > \Delta} \xrightarrow{\Delta \rightarrow \infty} -\frac{dE}{dx} \quad (1.47)$$

dove dE è l'energia persa dalla radiazione, dx è la lunghezza del percorso nel materiale e $T_{e^- \text{ con } E > \Delta}$ è l'energia cinetica degli elettroni aventi $E > \Delta$. Come riportato nella (1.47), per $\Delta \rightarrow \infty$ il LET tende al valore dello stopping power. Solitamente, il LET si misura in $\text{KeV}/\mu\text{m}$ o in MeV/cm . Le radiazioni a basso LET possono penetrare più a fondo nel tessuto ma depositano poca energia durante il percorso e hanno bassa probabilità di rompere le catene del DNA. Al contrario, le radiazioni ad alto LET raggiungono una profondità inferiore ma sono in grado di depositare molta energia, concentrata in pochi centimetri, con un'alta probabilità di danneggiare irreparabilmente il DNA, come schematizzato in Figura 1.18.

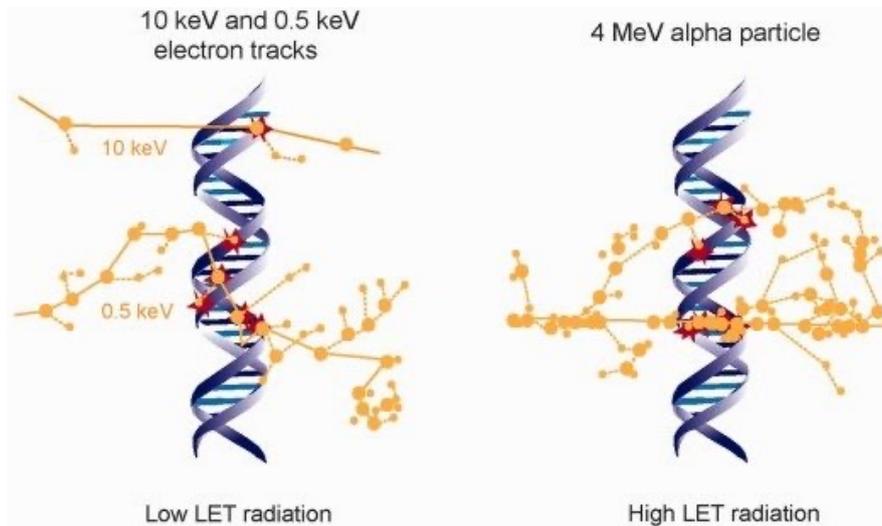


Figura 1.18: Danno sulle catene del DNA da parte di radiazione a basso LET (sinistra) e ad alto LET (destra). La probabilità di causare danni irreparabili con una singola radiazione elettromagnetica è bassa e richiede un numero elevato di tracce [27].

Relative Biological Effectiveness

Il *Relative Biological Effectiveness* (RBE) è una quantità adimensionale definita come il rapporto tra la dose D_X rilasciata dalla radiazione elettromagnetica e la dose D_H rilasciata dagli adroni necessaria per ottenere lo stesso effetto biologico (inteso come una certa percentuale di sopravvivenza cellulare):

$$RBE = \left(\frac{D_X}{D_H} \right)_{\text{stesso effetto}} \quad (1.48)$$

Se $RBE > 1$ gli adroni sono più efficaci della radiazione elettromagnetica.

Non è facile valutare il RBE dal momento che dipende da molteplici fattori quali il tipo di radiazione, l'energia della radiazione, il tipo di cellula, il LET (aumenta all'aumentare del LET), la sopravvivenza cellulare e altri ancora. Per esempio, se la sopravvivenza cellulare S è del 10% allora $RBE = 2.1$ mentre se $S = 1\%$ allora $RBE = 1.5\%$. Solitamente il RBE è calcolato a metà dello SOBP, introdotto nel paragrafo 1.2.4.

Oxygen Enhancement Ratio

Per quantificare l'effetto della concentrazione di ossigeno presente nel tessuto si introduce l'*Oxygen Enhancement Ratio* (OER), definito come il rapporto tra la dose rilasciata in condizioni di anossia (assenza, o quasi, di ossigeno) e quella rilasciata dalla stessa radiazione in condizione di normale concentrazione di ossigeno per produrre lo stesso effetto biologico:

$$OER = \left(\frac{D_{\text{anossia}}}{D_{\text{normale}}} \right)_{\text{stesso effetto}} \quad (1.49)$$

Per radiazione a basso LET ($< 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) l'OER tende a valere 3, cioè le cellule trattate in normale concentrazione di ossigeno sono tre volte più sensibili alla radiazione che in condizione di anossia, poiché la presenza di ossigeno aumenta la probabilità di produrre perossido di idrogeno e di conseguenza aumentano i danni indiretti alle cellule. Al contrario, per radiazioni ad alto LET ($> 10 \text{ keV}/\mu\text{m}$) l'OER tende a valere 1, siccome la quantità di perossido prodotta dalla radiazione è già molto elevata e la presenza di ossigeno non aumenta la sua produzione in modo significativo.

1.5 Adroterapia

1.5.1 Nascita e sviluppi

Nel 1946 Robert Wilson, uno dei fondatori del Fermilab, propose di utilizzare adroni anziché radiazione elettromagnetica per i trattamenti di radioterapia. In quell'anno stava seguendo la costruzione dell'*Harvard Cyclotron Laboratory* (HCL) e avanzò l'ipotesi che un fascio di protoni accelerati a 125 MeV avrebbe attraversato il corpo umano fermandosi completamente a 12 cm esatti [28]. Il primo utilizzo di protoni per radioterapia è stato effettuato nel 1952 al *Berkeley Radiation Laboratory*.

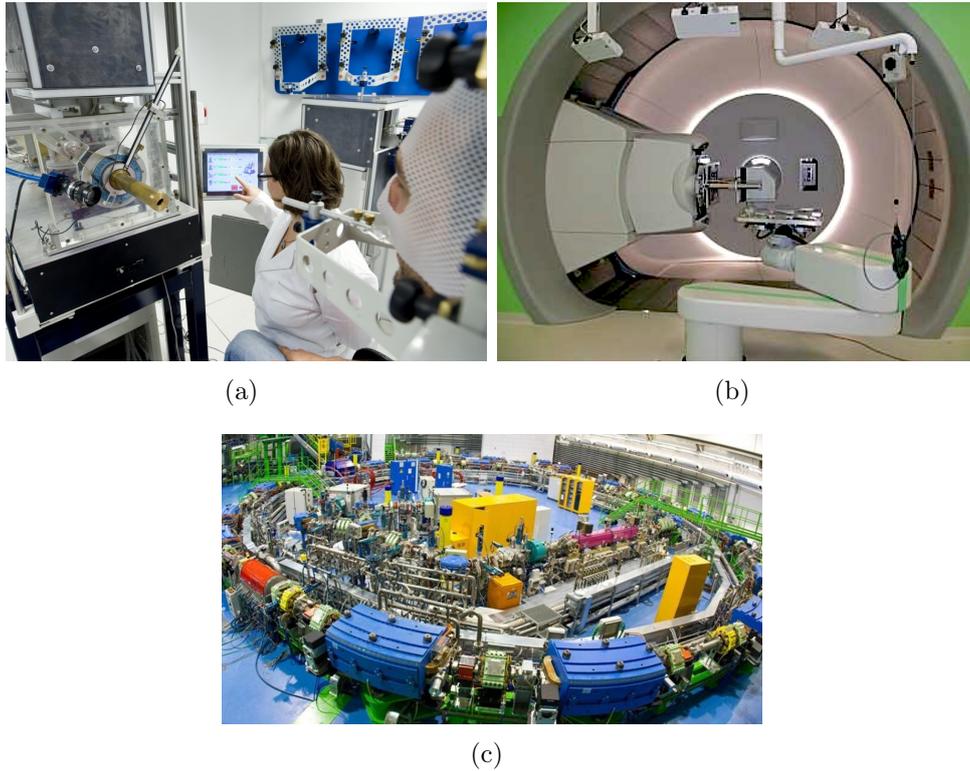


Figura 1.19: Alcune sale dei centri di adroterapia italiani: Trattamento di un tumore della regione oculare al CATANA (a), sistema rotante su guida circolare in una delle sale del PTC, con cui si può orientare il fascio di 360° (b) e sincrotrone nel bunker del CNAO (c).

Dagli anni 2000 l'Italia è protagonista a livello mondiale nel campo dell'adroterapia, vantando dei tre centri di Catania, Pavia e Trento. A Catania dal 2002 si trova il CATANA (Centro di AdroTerapia ed Applicazioni Nucleari Avanzate) (Fig. 1.19 (a)) in cui sono trattati tumori della regione oculare con fasci di protoni di circa 60 MeV. A Pavia è attivo dal 2011 il CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica), uno dei dieci centri del mondo in cui si utilizzano anche ioni carbonio e utilizzato principalmente per tumori non operabili o radio-resistenti, in cui al 2020 sono stati più di 2300 i pazienti che hanno usufruito dei trattamenti [29]. I fasci sono accelerati con un sincrotrone di 25 metri di diametro (Fig. 1.19 (c)), raggiungendo i 250 MeV per i protoni e i 480 MeV per gli ioni carbonio. Infine, a Trento nel 2014 è stato inaugurato il PTC (Proton Therapy Center), nelle cui camere di trattamento sono presenti macchine in grado di orientare il fascio di protoni di 360° (Fig. 1.19 (b)).

1.5.2 Caratteristiche e vantaggi

Come suggerisce il nome, i tipi particelle proiettile utilizzate in adroterapia sono gli adroni, ovvero particelle costituite da quark legati dalla forza nucleare forte. Come mostrato nelle sezioni precedenti, il profilo di rilascio della dose per le particelle cariche presenta un picco della in una regione di tessuto molto localizzata rispetto alla radiazione elettromagnetica utilizzata in radioterapia. Gli adroni utilizzati attualmente nei trattamenti sono protoni e ioni carbonio, caratterizzati da un alto LET e un basso OER, e il rilascio di dose prima e dopo e la regione del tumore è molto basso.

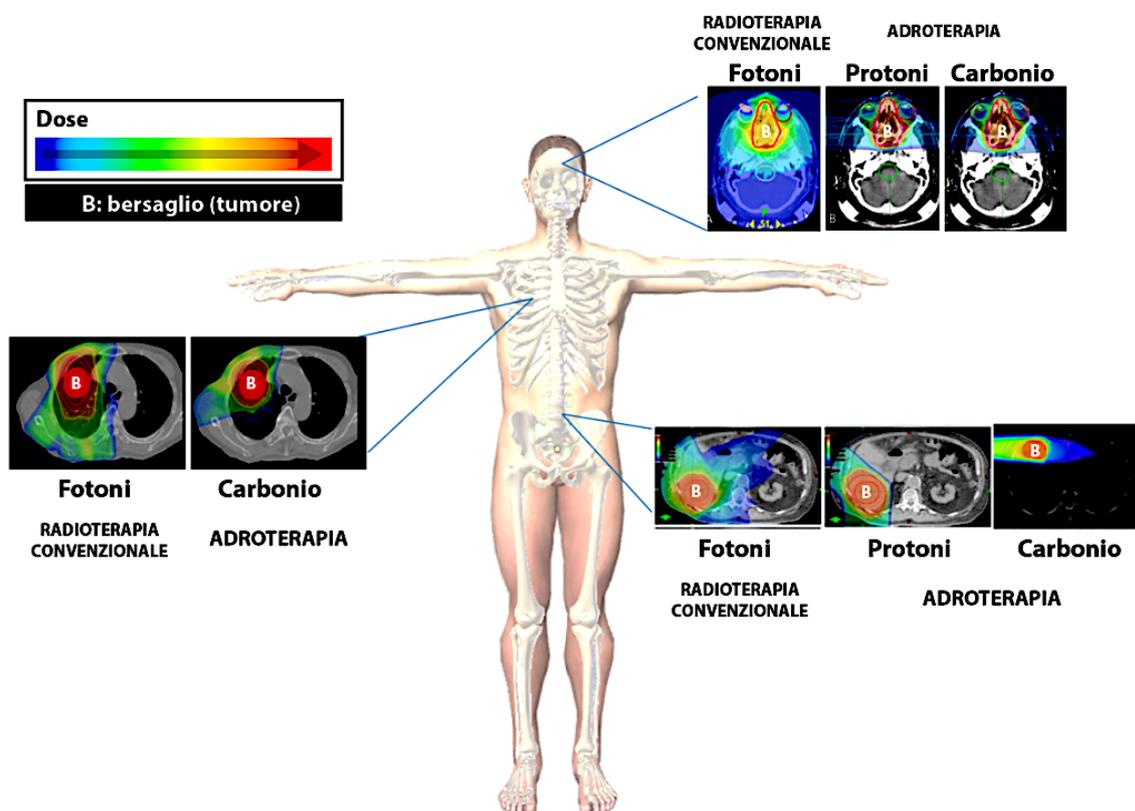


Figura 1.20: Distribuzione della dose rilasciata con raggi X confrontata con quella rilasciata da protoni e ioni ^{12}C per le stesse regioni colpite (cervello, polmoni e prostata). La regione delineata in rosso contrassegnata con la lettera B è quella da colpire, in cui è localizzato il tumore [15].

Sul tumore sia la radiazione elettromagnetica che un fascio di protoni possono essere efficaci allo stesso modo, ma la vera differenza è l'effetto sui tessuti sani: come si può vedere in Figura 1.20 i tessuti circostanti a quelli malati sono interessati solo in minima parte nel trattamento di adroterapia, mentre sono irraggiati in buona parte con l'uso di raggi X.

Oltre a protoni e ^{12}C sono in corso studi sulla possibilità di utilizzare anche atomi di elio e di ossigeno. L'esperimento FOOT, a cui è dedicato il Capitolo 2, è stato realizzato con lo scopo principale di indagare nel dettaglio la frammentazione nucleare che avviene durante l'interazione tra le particelle del fascio e il corpo umano, cercando di colmare la mancanza di dati a disposizione e di contribuire dunque al miglioramento dei piani di trattamento. Si rivela quindi necessario conoscere le sezioni d'urto dei frammenti prodotti nella frammentazione (Li, Be, B, C, ...).

Capitolo 2

Esperimento FOOT

L'esperimento FOOT (**F**ragmentati**O**n **O**f **T**arget) nasce nel 2017 dopo l'approvazione dell'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) e coinvolge importanti centri nazionali come il CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologia) di Pavia, il TIFPA (Trento Institute for Fundamentals Physics Applications) di Trento e internazionali come il GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) di Darmstad e HIT (Heidelberg Ion-Beam Therapy Center) di Heidelberg, in Germania. Ad oggi la collaborazione conta più di cento ricercatori.

L'obiettivo principale di FOOT è il miglioramento delle tecniche di adroterapia attraverso uno studio preciso dei fasci di particelle utilizzate. Come mostrato nel Capitolo 1, i frammenti nucleari prodotti nell'interazione tra il fascio e il corpo umano sono una fonte di danno biologico non solo per le cellule tumorali ma anche per quelle sane circostanti. Attualmente non sono disponibili molti risultati di studi dettagliati sulla frammentazione nucleare all'interno del corpo alle energie tipiche dell'adroterapia (60-400 MeV/u) ed è per questo che una conoscenza più approfondita di tale processo può permettere la preparazione di piani di trattamento più efficaci. Questo studio avviene principalmente attraverso la misura precisa (entro il 5%) della sezione d'urto di frammentazione doppio differenziale rispetto all'angolo di emissione e all'energia cinetica degli ioni presenti nel nostro organismo come carbonio, ossigeno e azoto, passando per l'identificazione dei frammenti di tali ioni bersaglio. L'obiettivo è quello di misurare il numero di massa con una precisione tra 3 e 4% e la carica con una precisione tra 2 e 3%. I dati ricavati saranno essenziali anche per promuovere l'utilizzo di nuovi ioni (come ^4He e ^{16}O) per i trattamenti di adroterapia.

I risultati di FOOT si rivelano utili anche per lo sviluppo di sistemi di radioprotezione spaziale, fondamentali per la schermatura delle navette spaziali che, all'esterno dell'atmosfera, sono sottoposte a grandi quantità di radiazioni.

Allo stato attuale l'apparato non è implementato per la rivelazione delle particelle elettricamente neutre quali neutroni e fotoni, ma sono in corso studi per esplorare questa possibilità.

2.1 Cinematica inversa

Quando i protoni o gli ioni del fascio proiettile interagiscono con gli ioni del corpo umano (principalmente idrogeno, carbonio e ossigeno) avviene la frammentazione sia del bersaglio che del proiettile. Tuttavia, ricavare informazioni dallo studio diretto dei frammenti degli atomi bersaglio risulta assai complicato o addirittura proibitivo, in quanto la loro energia è bassa e il loro range è molto corto, di qualche μm (Tab. 2.1).

Radiazione	E (MeV)	Range (μm)
^{15}O	1.0	2.3
^{15}N	1.0	2.5
^{14}N	2.0	3.6
^{13}C	3.0	5.4
^{12}C	3.8	6.2
^{11}C	4.6	7.0
^{10}B	5.4	9.9
^8Be	6.4	15.7
^6Li	6.8	26.7
^4He	6.0	48.5
^3He	4.7	38.8
^2H	2.5	68.9

Tabella 2.1: Valori attesi da simulazione Monte Carlo dell'energia e del range per frammenti del bersaglio prodotti da un fascio di protoni a 180 MeV in acqua [30].

La tecnica utilizzata è quella della cinematica inversa, la quale consiste nel cambiamento del sistema di riferimento in cui si svolge l'esperimento. Un fascio di protoni a 200 MeV incidente su un bersaglio di nuclei a riposo è equivalente a un a un fascio composto dagli stessi nuclei del bersaglio in questione a 200 MeV incidente sul target di protoni a riposo. I frammenti del proiettile, a differenza di quelli del bersaglio, sono più energetici e a lungo range e permettono più agevolmente la loro identificazione, passaggio indispensabile per il calcolo della loro sezione d'urto. Grazie all'invarianza relativistica della sezione d'urto è possibile misurare questa grandezza fisica nel sistema di riferimento del laboratorio (fascio di nuclei incidenti su protoni fermi) e poi applicare un *boost* di Lorentz per ottenere le misure nel sistema di riferimento originario (fascio di protoni incidenti su nuclei bersaglio fermi). Per l'esperimento FOOT i nuclei utilizzati sono quelli presenti in abbondanza anche nel nostro organismo, come ^{12}C ^{16}O e ^{14}N , i quali vengono inviati su due bersagli posti di seguito, uno di polietilene (C_2H_4) e uno di grafite (C). Si utilizzano questi materiali dal momento che un bersaglio composto solo da atomi di idrogeno esisterebbe esclusivamente in forma gassosa, rendendo molto bassa la probabilità di interazione con i nuclei del fascio.

Operando come descritto è possibile ricavare la sezione d'urto differenziale per un bersaglio di idrogeno (protoni) sottraendo opportunamente i contributi dei due bersagli affiancati:

$$\frac{d\sigma(\text{H})}{dE_{cin}} = \frac{1}{4} \left[\frac{d\sigma(\text{C}_2\text{H}_4)}{dE_{cin}} - 2 \frac{d\sigma(\text{C})}{dE_{cin}} \right] \quad (2.1)$$

dove $\frac{d\sigma(\text{H})}{dE_{cin}}$, $\frac{d\sigma(\text{C}_2\text{H}_4)}{dE_{cin}}$ e $\frac{d\sigma(\text{C})}{dE_{cin}}$ sono le sezioni d'urto differenziali rispetto all'energia cinetica relative ai bersagli di idrogeno, polietilene e grafite rispettivamente.

Per effettuare misure in cinematica inversa è necessario conoscere l'impulso e la direzione anche dei frammenti del fascio incidente. Alcune simulazioni effettuate con il codice FLUKA [31] hanno mostrato che l'angolo di emissione dei frammenti pesanti ($Z \geq 2$) è pressoché simile a quello di incidenza del fascio primario, entro i 10° di semiapertura, mentre per i frammenti leggeri ($Z \leq 3$) la deviazione angolare risulta superiore (Fig. 2.1). Per questo motivo è stato progettato un apparato sperimentale che può essere assemblato in una configurazione idonea per i frammenti pesanti e una per quelli leggeri.

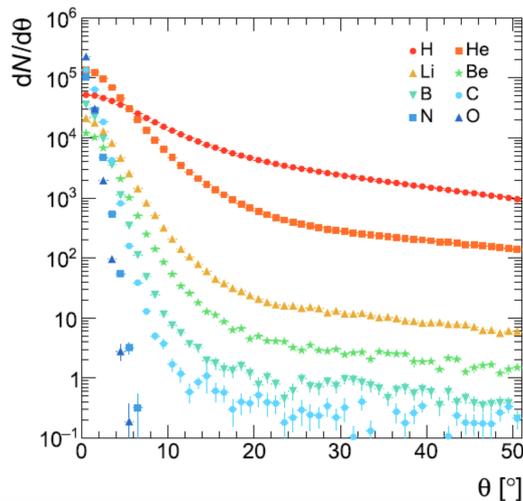


Figura 2.1: Simulazione Monte Carlo della distribuzioni angolare di diversi tipi di frammenti creati da un fascio di ioni di ^{16}O a 200 MeV/u incidente su un bersaglio di polietilene spesso 0.5 cm [32].

2.2 Apparato sperimentale

L'apparato sperimentale di FOOT è stato progettato con lo scopo di effettuare misure accurate pur avendo dimensioni contenute che ne permettono il trasporto nei vari laboratori europei. Tuttora la sua realizzazione prosegue e alcune parti saranno completate nel 2022. Si tratta di un apparato in grado di acquisire l'impulso \mathbf{p} , l'energia

cinetica E_{cin} , lo stopping power dE/dx e il tempo di volo (TOF) delle particelle che lo attraversano, e di ricostruire da queste grandezze la carica (numero atomico) e la massa dei frammenti. In particolare, per ottenere una precisione inferiore al 5% sulla sezione d'urto è necessario richiedere che le precisioni sulle misure delle grandezze citate siano entro:

- $\frac{\sigma(p)}{p} \leq 5\%$ per l'impulso;
- $\frac{\sigma(E_{cin})}{E_{cin}} \leq 2\%$ per l'energia cinetica;
- $\frac{\sigma(dE/dx)}{(dE/dx)} \leq 2\%$ per lo stopping power;
- $\sigma(TOF) \leq 70$ ps per il tempo di volo.

2.2.1 Set-up per frammenti pesanti

La configurazione dell'apparato per la frammentazione di nuclei pesanti è schematizzata in Figura 2.2 e si può suddividere in tre zone consecutive: la *pre-target region*, la *tracking region* e la *downstream region*.

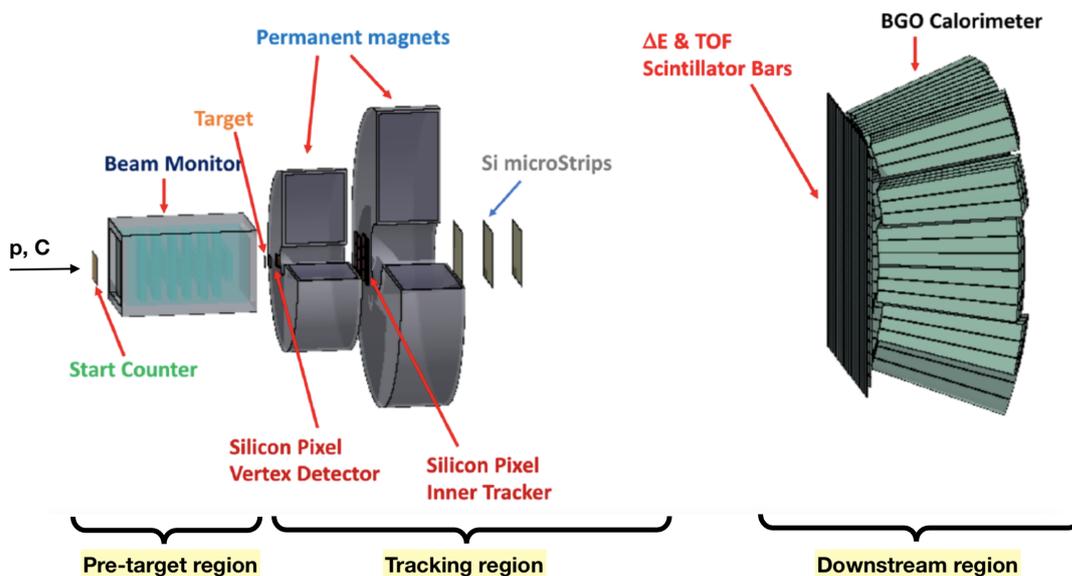


Figura 2.2: Schema del setup elettronico per frammenti pesanti, in cui si distinguono le regioni di pre-target, tracking e downstream. La distanza tra la regione finale e quella iniziale è di poco superiore a 1 m [32].

Pre-target region

Si tratta della parte anteriore dell'apparato e comprende lo *Start Counter* (SC), il *Beam Monitor* (BM) e il bersaglio (target). Il bersaglio è fisso e sottile e, come anticipato, è formato da uno strato di grafite e uno di polietilene posti uno di seguito all'altro ed entrambi spessi circa 2 mm. A circa 30 cm prima del target è posto lo *Start Counter*, un foglio quadrato di 250 μm di spessore con un'area sensibile di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ costituito da materiale scintillante EJ-228 [33] (Fig. 2.3). Tale spessore è stato scelto in modo da ridurre al di sotto del 5% la probabilità di che si verifichino eventi di frammentazione al suo interno anziché nel bersaglio. Quando il fascio incidente di protoni o ioni carbonio vi passa attraverso, lo SC dà inizio al conteggio del TOF, determinando l'inizio dell'evento.

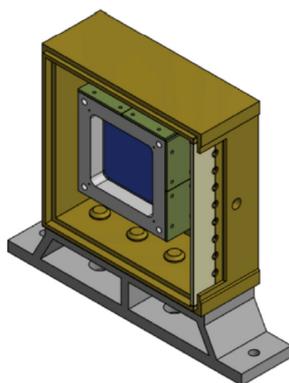


Figura 2.3: Schema dello Start Counter [32].

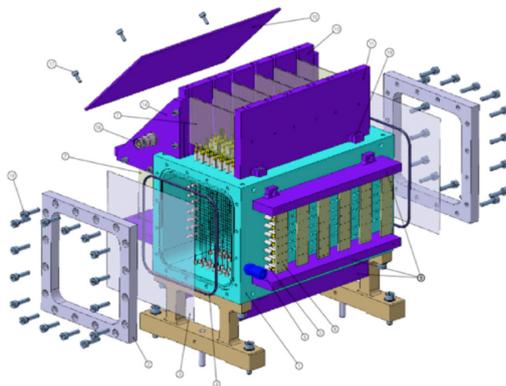


Figura 2.4: Schema del Beam Monitor. Il lato lungo delle drift chambers dei fili è disposto perpendicolarmente alla direzione del fascio e le camere sono a loro volta sfalsate tra loro di mezza cella, per migliorare la precisione sulla misura dei punti della traiettoria [32].

Tra lo SC e il target è posizionato il *Beam Monitor*, una camera di ionizzazione a deriva (*drift chamber*) formata da dodici strati di fili carichi positivamente, disposti perpendi-

colarmente alla direzione del fascio, e dove ogni filo è formato a sua volta da tre celle a deriva rettangolari di $16 \times 10 \text{ mm}^2$ (Fig. 2.4). Il BM è riempito di una miscela gassosa di 80% di Ar e di 20% di CO_2 che, quando attraversata, genera ioni positivi ed elettroni liberi. Tali elettroni attraversano il reticolo di fili della *drift chamber* rendendo possibile la ricostruzione della traiettoria del fascio prima dell'impatto con il target. La risoluzione spaziale del BM (cioè la precisione con cui è localizzata la particella) è compresa tra i 60 e i $100 \mu\text{m}$ mentre la risoluzione temporale è dell'ordine del μs , sufficientemente breve per non confondere tracce provenienti da eventi diversi.

Tracking region

La regione di tracciamento è costituita da uno spettrometro magnetico e da tre rivelatori: il *Vertex Tracker* (VTX), l'*Inner Tracker* (IT) e il *Micro Strip Detector* (MSD). Lo spettrometro magnetico è realizzato con due magneti permanenti di Samario-Cobalto (Sm-Co) in configurazione Halbach (Fig. 2.5), che generano un campo magnetico di 1.4 T e 0.9 T al loro interno e nullo all'esterno.

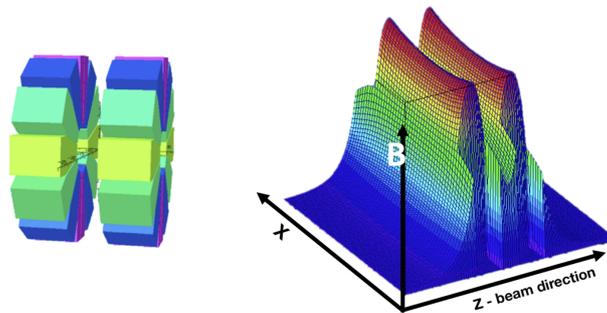


Figura 2.5: Rappresentazione di due magneti Sm-Co in configurazione Halbach e del campo magnetico generato. Nel sistema cartesiano raffigurato il campo magnetico è diretto lungo l'asse y .

Il campo magnetico \mathbf{B} prodotto dallo spettrometro è in grado di deflettere le particelle cariche del fascio, sulle quali agisce una forza di Lorentz:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

dove q e \mathbf{v} sono la carica e la velocità della particella. Eguagliando il modulo della forza (2.2) con quella della forza centripeta mv^2/r per una particella di massa m che si muove su una traiettoria circolare di raggio r è possibile ottenere il raggio di curvatura della traiettoria:

$$r = \frac{mv}{qB} \quad (2.3)$$

dove $v = |\mathbf{v}|$ e $B = |\mathbf{B}|$. Si noti che parità di intensità del campo magnetico il raggio è costante. Dalla (2.3) si può ricavare il modulo dell'impulso \mathbf{p} della particella

$$p = |\mathbf{p}| = mv = rqB \quad (2.4)$$

e con esso si può approssimare l'angolo di deflessione della traiettoria

$$\theta \simeq \frac{L}{r} = L \frac{qB}{p} \quad (2.5)$$

dove L è la lunghezza della regione di campo magnetico attraversata (che è $L \ll r$, giustificando l'approssimazione fatta). Tra i due magneti è presente l'*Inner Tracker*, un rivelatore formato da due strati di sensori di pixel al Silicio utile per acquisire ulteriori punti per ricostruire le traiettorie dei frammenti. Su ciascuno dei due strati sono presenti quattro sensori CMOS Mimososa28 (M28) di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e spessi $50 \mu\text{m}$ (per ridurre fenomeni di scattering multiplo), separati non più di $30 \mu\text{m}$ (per ridurre la presenza di “zone morte” in cui non è possibile la misurazione). Ogni sensore è costituito da una matrice di 928×960 pixel di lato $20.7 \mu\text{m}$.

Il *Vertex Tracker* è il primo rivelatore posto dopo il bersaglio e prima dei magneti ed è costituito da quattro strati di sensori M28 al Silicio, due in più dell'IT. I quattro strati sono separati tra loro di 10 mm (raggruppati a gruppi di due). Il VTX è il primo rivelatore usato per determinare la direzione dei frammenti provenienti dal target e, per caratteristiche costruttive, ha performance leggermente migliori dell'IT.

Il terzo rivelatore si trova invece a valle dei magneti ed è il *Microstrip Silicon Detector*, costituito da tre piani formati da due strati di silicio di $9 \times 9 \text{ cm}^2$ e spessi $70 \mu\text{m}$ che formano una giunzione p-n. Il MSD ha una risoluzione spaziale entro i $35 \mu\text{m}$ sul piano trasversale alla direzione del fascio ed è utilizzato per la ricostruzione dell'impulso \mathbf{p} .

Downstream region

La regione finale dell'apparato è costituita dal *TOF-wall* e da un calorimetro (CAL). Il *TOF-wall* è costituito da due strati di scintillatori plastici consecutivi e ogni strato è formato a sua volta da 20 barre lunghe 40 cm , larghe 2 cm e spesse 3 mm , per un'area totale di $40 \times 40 \text{ cm}^2$ (Fig. 2.6) e si utilizza per misurare il TOF e lo stopping power dE/dx dei frammenti. Le particelle cariche che attraversano il rivelatore eccitano i suoi atomi, i quali poi si diseccitano rilasciando energia sotto forma di segnale luminoso che è rivelato da SiPM (*Silicon Photo Multipliers*). Uno spessore maggiore degli scintillatori garantirebbe una precisione e un segnale migliore per la misurazione del TOF e della perdita di energia, ma d'altra parte aumenterebbe notevolmente la probabilità di frammentazione secondaria all'interno del rivelatore stesso. Ciò costringe a scegliere un basso valore di spessore. Mantenendo lo spessore entro i 3 mm la risoluzione temporale del TOF risulta di circa 70 ps e dE/dx è misurato con una precisione del 2-3%; la probabilità di frammentazione interna è inferiore all'1%.

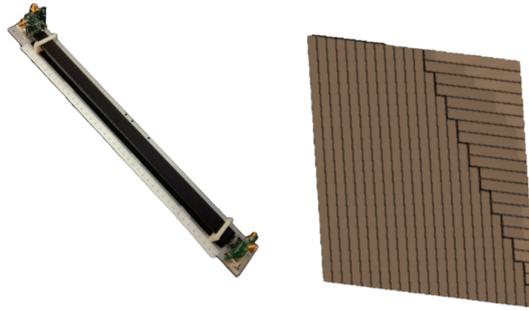


Figura 2.6: A sinistra il prototipo di una singola barra di materiale scintillatore del TOF-wall, a destra la disposizione dei due strati di barre che formano il rivelatore.

L'ultimo rivelatore dell'apparato, che blocca i frammenti, è un calorimetro di 330 kg formato da 350 cristalli di germanato di bismuto ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) (BGO) lunghi 24 cm e di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ di superficie, che si estendono fino a coprire un'apertura angolare di circa 10° (corrispondente a un'area coperta di $20 \times 20 \text{ cm}^2$) (Fig. 2.7).

I cristalli di BGO hanno elevata densità e numero atomico, sufficienti ad arrestare completamente i frammenti che li attraversano, i quali depositano tutta la loro energia residua. Eventuali frammenti carichi secondari che si formano all'interno del calorimetro saranno anch'essi fermati dai cristalli di BGO, mentre eventuali neutroni prodotti potrebbero attraversare il calorimetro senza essere rivelati (essendo elettricamente neutri l'unica interazione possibile con i cristalli di BGO sarebbe quella forte, che però è meno probabile di quella elettromagnetica). La produzione di neutroni comporta nel complesso una sottostima dell'energia.

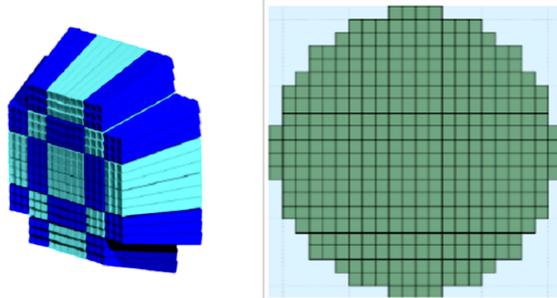


Figura 2.7: Schema 3D del calorimetro e sezione frontale [24].

2.2.2 Set-up per frammenti leggeri

Il *set-up* sperimentale esposto nel Paragrafo 2.2.1 è in grado di rivelare frammenti emessi entro un'angolazione di 10° ma, come visibile in Figura 2.1, vi sono frammenti leggeri emessi anche ad angoli ben più grandi. Per ottenere informazioni più complete sui frammenti leggeri viene quindi utilizzato un apparato più compatto che comprende

uno spettrometro a emulsione (ECC), oltre a uno *Start Counter* e a un *Beam Monitor* come quelli utilizzati anche per i frammenti pesanti. Uno schema semplificato del *set-up* è mostrato in Figura 2.8.

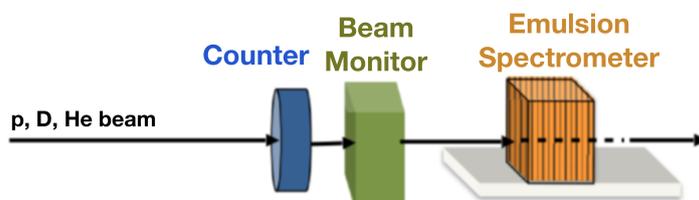


Figura 2.8: Schema stilizzato del *set-up* di FOOT utilizzato per rivelare frammenti leggeri [24].

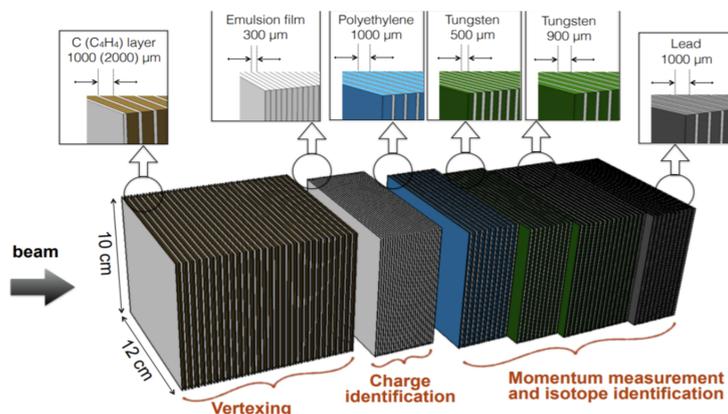


Figura 2.9: Struttura interna dello spettrometro a emulsione (ECC) usato per rivelare frammenti leggeri.

L'ECC sostituisce il bersaglio e tutti gli altri rivelatori utilizzati con i frammenti pesanti ed è in grado di catturare frammenti deflessi fino a 70. Internamente lo spettrometro è costituito da tre strati di C e di C_2H_4 che rappresentano il target, seguiti da strati di pellicole a emulsione di bromuro d'argento (AgBr) che misurano la carica dei frammenti e da strati di piombo che misurano l'impulso (Fig. 2.9). Il AgBr, infatti, si ionizza se gli viene fornita abbastanza energia, portando alla formazione di aggregati di atomi di Ag osservabili con un microscopio ottico. La camera ad emulsione non necessita di alimentazione o letture elettroniche ma le pellicole vengono sviluppate dopo l'esposizione a un certo numero di tracce (dell'ordine di 10^6) e poi scansionate automaticamente con un microscopio ottico. Ulteriori dettagli circa l'ECC possono essere trovati in [34].

2.3 Rivelazione di neutroni

Si sta recentemente esplorando la possibilità di utilizzare l'apparato di FOOT non solo per l'identificazione di frammenti carichi, ma anche di quelli neutri. Infatti, è noto che l'apparato sperimentale come descritto finora non è sufficiente per ricostruire la cinematica completa dell'evento frammentazione e, quando non è trascurabile la produzione di neutroni, è necessario ricorrere ad appositi rivelatori aggiuntivi. Questi rivelatori di neutroni possono essere posizionati ad angoli ampi rispetto alla direzione del fascio incidente al fine di minimizzare il contributo dei frammenti pesanti, oppure potrebbero essere richieste misure dedicate a più angoli. In particolare, si tratta di rivelatori costituiti da scintillatori liquidi ricchi di idrogeno in cui si verificano urti elastici tra neutroni e protoni, producendo un segnale rilevabile da un sensore. Tipicamente si utilizzano scintillatori liquidi, quali NE-213 [35] o BC-501 [36], che permettono di distinguere i segnali prodotti da neutroni da quelli prodotti dai fotoni. Tuttavia, anche le particelle leggere cariche possono raggiungere l'apertura angolare a cui sono disposti questi rivelatori, originando un segnale indistinguibile da quello dei neutroni. Per questo motivo viene collocato uno scintillatore plastico davanti a quello liquido, nel quale solo le particelle cariche rilasciano energia e ne viene impedito il passaggio.

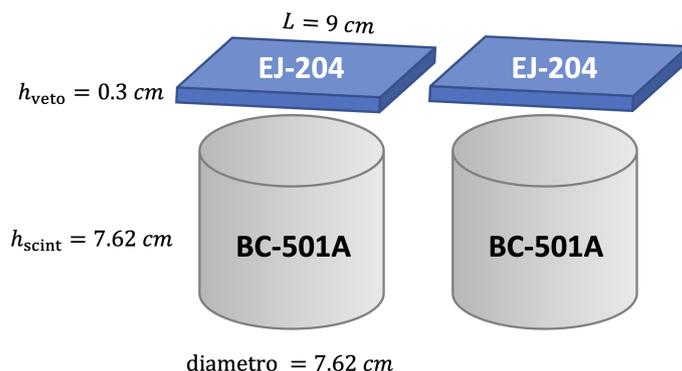


Figura 2.10: Schema di uno degli apparati di rivelazione per neutroni. In grigio sono rappresentati gli scintillatori liquidi e in blu quelli plastici (veti).

Questi scintillatori plastici, abbinati ai SiPM che ne leggono il segnale, costituiscono il sistema di veto con il quale è possibile distinguere gli eventi di coincidenza da quelli di anti-coincidenza. Gli scintillatori liquidi testati più recentemente sono i BC-501A, i quali risultano utili anche per la discriminazione tra neutrone e radiazione gamma. Davanti a questi rivelatori sono posti scintillatori plastici sottili costituiti da EJ-204 [37] di $9 \times 9\text{ cm}^2$ di lato e 0.3 cm di spessore, composto da C_9H_{10} e di densità 1.023 g/cm^3 (Fig. 2.10).

In passato si sono utilizzati scintillatori spessi fino a 1 cm , ma all'aumentare dello spessore diminuisce la frazione di neutroni che raggiungono lo scintillatore liquido senza interagire con quello plastico. Per questo motivo la scelta dello spessore è importante:

si deve scegliere il minimo spessore che produca un segnale rilevabile sperimentalmente quando il rivelatore è attraversato da particelle cariche. A titolo di esempio, consideriamo gli scintillatori EJ-204 spessi 3 mm. La frazione \mathcal{T} di neutroni che attraversa il veto senza interagire la si può stimare come:

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\sum_i n_i \sigma_i^{tot}\right) \quad (2.6)$$

dove le n_i sono le densità areali di H e C (presenti in Tabella 2.2) mentre σ_i^{tot} sono le sezioni d'urto totali. Chiamiamo *trasmissione* la quantità \mathcal{T} . Essendo note le densità atomiche, si possono ricavare le densità areali moltiplicando per lo spessore del materiale:

$$\begin{aligned} n_H &= 5.15 \times 10^{22} \text{ atomi/cm}^3 \times 0.30 \text{ cm} = 1.5 \times 10^{22} \text{ atomi/cm}^2 \\ n_C &= 4.68 \times 10^{22} \text{ atomi/cm}^3 \times 0.30 \text{ cm} = 1.4 \times 10^{22} \text{ atomi/cm}^2 \end{aligned}$$

cioè

$$\begin{aligned} n_H &= 1.5 \times 10^{-2} \text{ atomi/barn} \\ n_C &= 1.4 \times 10^{-2} \text{ atomi/barn} \end{aligned}$$

Fissando poi un'energia di riferimento (es. 20 MeV) è possibile stimare le sezioni d'urto totali¹:

$$\begin{aligned} \sigma_H^{tot} &\simeq 0.5 \text{ barn} \\ \sigma_C^{tot} &\simeq 1.5 \text{ barn} \end{aligned}$$

Sostituendo i valori di n e σ^{tot} nella (2.6) si ottiene:

$$\mathcal{T} \simeq 0.97$$

che corrisponde a una trasmissione di neutroni del 97%. Tale frazione è sensibilmente maggiore rispetto a quella che calcoleremmo per un veto spesso 1 cm ($\sim 90\%$).

¹Stima ricavata dal *National Nuclear Data Center* (NNDC) [38].

Proprietà	EJ-204
Light Output (% Anthracene)	68
Scintillation Efficiency (photons/1 MeV e ⁻)	10,400
Wavelength of Maximum Emission (nm)	408
Light Attenuation Length (cm)	160
Rise Time (ns)	0.7
Decay Time (ns)	1.8
Pulse Width, FWHM (ns)	2.2
H atoms per cm ³ ($\times 10^{22}$)	5.15
C atoms per cm ³ ($\times 10^{22}$)	4.68
Electrons per cm ³ ($\times 10^{23}$)	3.33
Density (g/cm ³)	1.023
Polymer Base	Polyvinyltoluene

Tabella 2.2: Proprietà dello scintillatore EJ-204 [37].

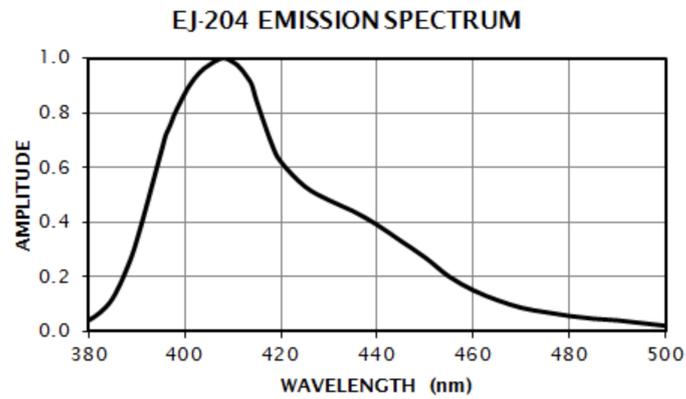


Figura 2.11: Spettro di emissione dello scintillatore EJ-204 [37].

Capitolo 3

Test sperimentale del sistema di veto

Come anticipato nel Paragrafo 2.3, i soli scintillatori liquidi non sono sufficienti per realizzare un rivelatore di neutroni adatto a FOOT, dal momento che le particelle cariche leggere producono un segnale non distinguibile da quello dei neutroni. Si ricorre così all'utilizzo di scintillatori plastici davanti a quelli liquidi per identificare i segnali delle particelle cariche che producono segnali in coincidenza temporale nei due rivelatori (plastico e liquido). Nel presente capitolo sono mostrate le misure e i risultati di una caratterizzazione del sistema di veto che sarà utilizzato in occasione delle prossime campagne di raccolta dati della collaborazione FOOT. In particolare si è rivolta attenzione alle proprietà temporali di un sistema di veto testato con raggi cosmici, realizzato con due scintillatori plastici EJ-204 e studiando gli eventi di coincidenza. Ciò è stato possibile analizzando i segnali prodotti dai fotomoltiplicatori al silicio collegati ai due scintillatori (*Silicon Photomultiplier*, o SiPM).

3.1 Silicon Photomultiplier (SiPM)

Il fotomoltiplicatore al silicio è un sensore costituito da una matrice di microcelle con lo scopo di rivelare eventi a singolo fotone. Ciascuna microcella è un fotodiode a valanga a singolo fotone (*Single Photon Avalanche Diode*, o SPAD) dove ogni fotodiode è formato da una giunzione p-n al silicio in cui si crea una coppia primaria elettrone-lacuna quando un fotone viene assorbito.

Ogni SPAD opera in modalità Geiger: in presenza di un campo elettrico intenso (superiore a 5×10^5 V/cm) nella *depletion region* creata dalla giunzione p-n la coppia primaria è accelerata finché la sua energia cinetica risulta sufficiente per creare coppie elettrone-lacuna secondarie, attraverso un processo di ionizzazione. A loro volta le coppie secondarie originano ulteriori ionizzazioni dando luogo a una moltiplicazione a valanga. In questo modo è possibile dar luogo a una cascata di ionizzazioni a partire da un singolo

fotone che attraversa il silicio, che diventa conduttivo e amplifica la coppia elettrone-lacuna originaria in un flusso di corrente misurabile. Questo flusso di corrente viene fermato passivamente utilizzando una resistenza (detta di *quenching*): si abbassa la tensione del diodo al di sotto della tensione di *breakdown* per bloccare il processo a valanga. Il diodo viene riportato così alla tensione detta di *bias*, ed è in grado di rivelare successivi fotoni. Tuttavia, un singolo sensore SPAD in modalità Geiger si comporta come un interruttore on-off che si attiva solo in presenza di fotoni assorbiti e produce un segnale che ha sempre la stessa intensità, indipendentemente dal numero di fotoni assorbiti.

Il SiPM, come detto, è costituito da una matrice di piccoli e indipendenti sensori SPAD, ciascuno dotato di una propria resistenza di *quenching*, come mostrato in Figura 3.1. Le correnti create da ciascuna microcella si combinano in un unico *output* in grado di dare informazioni sull'intensità di un flusso di fotoni. A differenza dei tradizionali tubi fotomoltiplicatori (PMT), i SiPM richiedono una tensione di funzionamento molto più bassa (20-100 V), sono più robusti, più economici e insensibili ai campi magnetici [39].

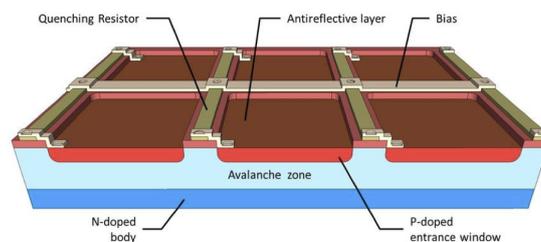


Figura 3.1: Schema di una porzione di un SiPM. Tipicamente è un quadrato di lato compreso tra 1 e 3 mm mentre le singole celle variano da $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ ai $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. In un SiPM sono presenti tra le 100 e le 1000 celle per mm^2 [40].

Per raggiungere la tensione di *breakdown* V_{br} e innescare quindi la scarica Geiger è necessario applicare al sensore una tensione di *bias* V_{bias} superiore del 10-25% della V_{br} e la differenza tra queste due tensioni è una sovratensione ΔV . I valori di V_{br} e ΔV sono riportati nella scheda delle specifiche tecniche del SiPM. Si può quindi calcolare direttamente:

$$V_{bias} = V_{br} + \Delta V. \quad (3.1)$$

Il guadagno (*gain*) G di un SiPM è la quantità di carica creata ad ogni fotone rivelato ed è una funzione della sovratensione e della capacità C della singola microcella (uguale per tutte le microcelle), calcolabile come:

$$G = \frac{C \cdot \Delta V}{e} \quad (3.2)$$

dove e è la carica dell'elettrone. Il suo andamento è mostrato in Figura 3.2 (a). Dato un sensore di *gain* G , è possibile calcolare la carica totale Q generata da un evento rivelato:

$$Q = N_{on} \cdot G \cdot e \quad (3.3)$$

in cui N_{on} è il numero di microcelle con cui interagisce la radiazione luminosa incidente.

La grandezza che quantifica la sensibilità di un SiPM è l'efficienza di rivelazione dei fotoni (*Photon Detection Efficiency*, o PDE), ovvero la probabilità che un fotone incidente sia rivelato dalla microcella e inneschi la scarica Geiger. La PDE è una funzione della lunghezza d'onda λ del fotone incidente, della sovratensione e di un termine che indica la percentuale della superficie del SiPM sensibile alla luce, chiamato fattore di riempimento F (Fig. 3.2 (b)):

$$PDE(\lambda, V) = \eta(\lambda) \cdot \varepsilon(V) \cdot F \quad (3.4)$$

dove $\eta(\lambda)$ è l'efficienza del silicio e $\varepsilon(V)$ è la probabilità che si origini la scarica Geiger.

Talvolta succede che il raggiungimento della tensione di *breakdown* in una microcella sia originato da un elettrone termico generato al suo interno, anziché da un elettrone generato dal fotone incidente. La risposta del sensore nei due casi è identica e di conseguenza il segnale in uscita dal sensore contiene una frazione di conteggi "fantasma" (*Dark Count Rate*, o DCR), che è una funzione dell'area attiva del SiPM, della sovratensione e della temperatura (Figg. 3.2 (c) e 3.2 (d)).

Infine, si può definire il tempo di recupero (o di *reset*) del sensore come:

$$\tau_{RC} = C \cdot (R_q + R_s \cdot N) \quad (3.5)$$

dove C è la capacità delle microcelle, R_q è il valore della loro resistenza di *quenching*, N è il numero totale di microcelle che compongono il SiPM e R_s è l'insieme di altre eventuali resistenze in serie. τ_{RC} è il tempo caratteristico di decadimento del segnale e, vista la sua dipendenza C , dipende molto dalla superficie del sensore: all'aumentare della superficie del SiPM anche τ_{RC} cresce [39].

3.1.1 SiPM SenseL[®]

Per la caratterizzazione del sistema di veto per i rivelatori di neutroni, sono stati utilizzati SiPM SenseL[®] che, oltre alla tradizionale e singola uscita anodo-catodo dei SiPM (*Standard Output*), implementano un terzo terminale per un'uscita veloce (*Fast Output*). Lo schema del circuito interno del SenseL è mostrato in Figura 3.3 mentre in Tabella 3.1 ne sono riportati alcuni parametri di performance. La *Fast Output* di un sensore di $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ha una capacità di circa 1 pF [39] (a differenza dei circa 100 pF dei terminali dell'uscita standard) e dovrebbe permettere una temporizzazione (e quindi un tempo di recupero) più rapida del segnale.

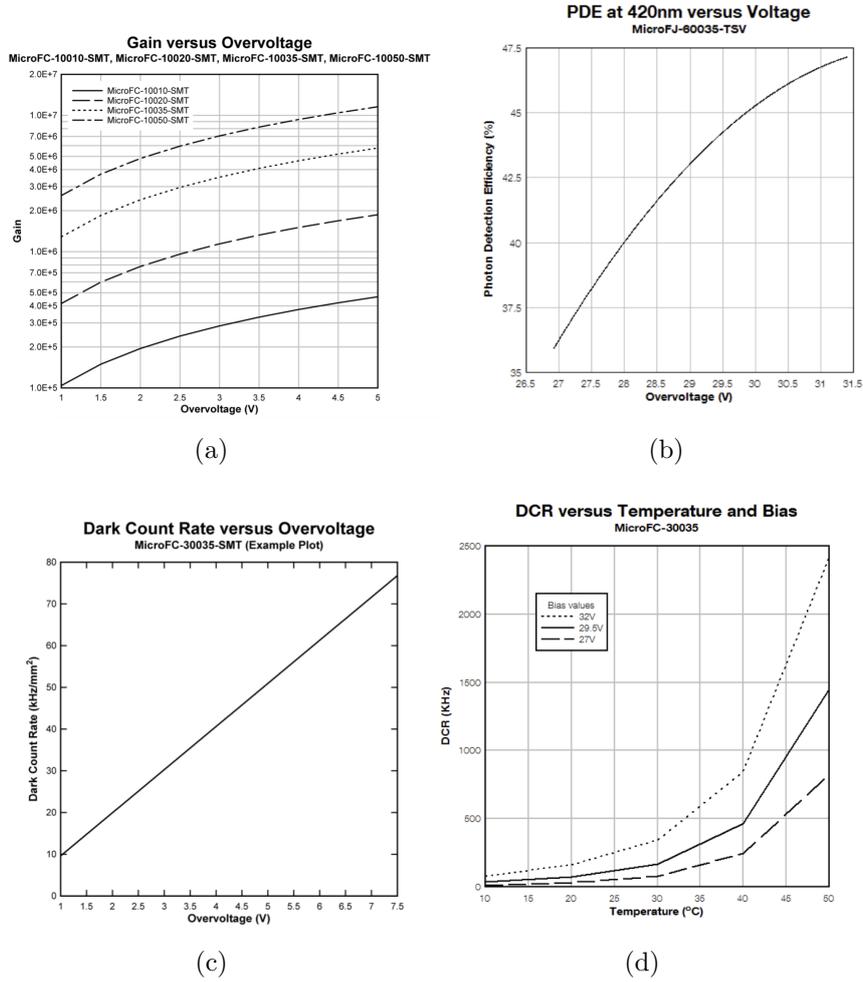


Figura 3.2: (a) Gain in funzione della sovratensione per SiPM di diverse misure ($10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $35 \mu\text{m}$, $50 \mu\text{m}$); (b) PDE in funzione della sovratensione per un SiPM di $6 \times 6 \text{ mm}$ con microcelle di $35 \times 35 \mu\text{m}$; (c) DCR in funzione della sovratensione per un SiPM di $3 \times 3 \text{ mm}$ con microcelle di $35 \times 35 \mu\text{m}$; (d) DCR in funzione della temperatura per diversi valori di V_{bias} [39].

Parametro	Min	Tipico	Max	Unità
Tensione di <i>breakdown</i> (V_{br})	24.2		24.7	V
Sovratensione (ΔV)	1		6	V
Tensione di <i>bias</i> (V_{bias})	25.2		30.7	V
Picco λ della PDE(λ)		420		nm
Dipendenza dalla temperatura della V_{br}		21.5		mV/°C

Tabella 3.1: Parametri generali misurati a 21°C della serie-J dei SiPM dell'azienda "ON Semiconductor", che comprende sensori di tipo SenseL [41].

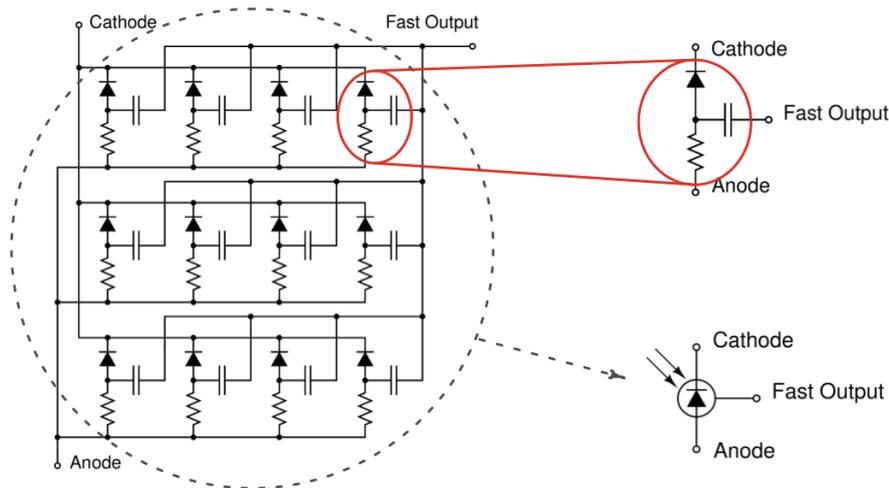


Figura 3.3: Schema semplificato del SiPM SenseL in cui è raffigurata ogni microcella con la propria resistenza di quenching e capacità della Fast Output. In alto a destra è raffigurata la struttura interna della singola microcella mentre in basso a destra è mostrato il simbolo con cui è indicato il SenseL [39].

Tuttavia, il segnale raccolto in laboratorio collegando la *Fast Output* è caratterizzato da un'insolita e rapida oscillazione intorno agli 0 V (Fig. 3.4 (b)), che ne ha reso praticamente proibitiva l'analisi desiderata. Tale smorzamento del segnale è probabilmente dovuto alla presenza di una capacità della *Fast Output* troppo elevata, inserita in fase di costruzione del circuito di lettura dei SiPM. Per questo motivo, i dati e i risultati esposti d'ora in poi si riferiranno esclusivamente ai segnali provenienti dalla *Standard Output* (Fig. 3.4 (a)).

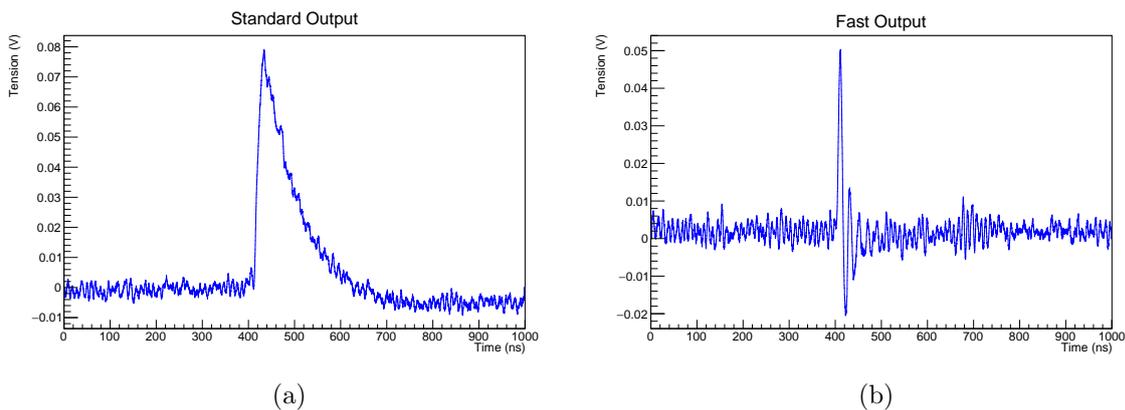


Figura 3.4: Segnale non amplificato di un evento, ottenuto collegando l'anodo e il catodo del SiPM (a) e collegando il terminale dell'uscita veloce (b).

3.2 Set-up sperimentale

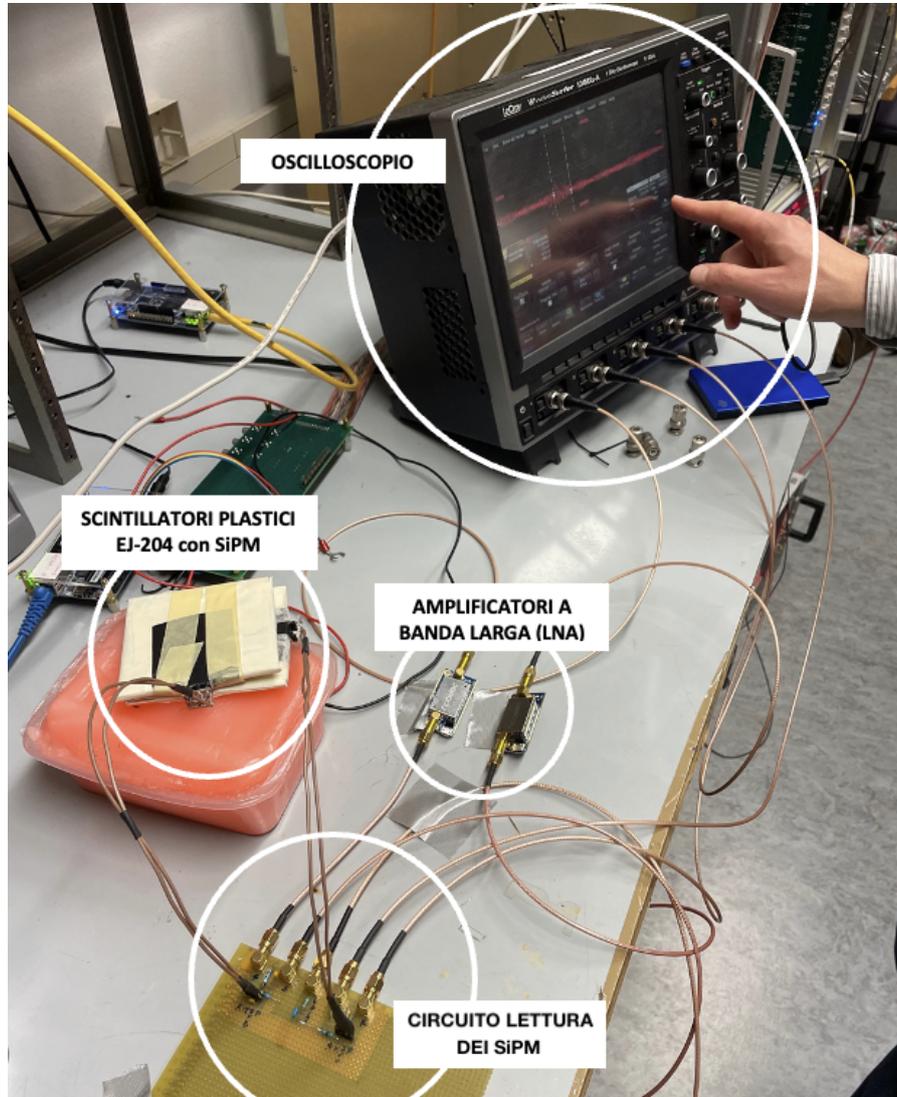


Figura 3.5: Apparato sperimentale utilizzato per il test del sistema di veto.

Il sistema di veto testato è stato realizzato affiancando due scintillatori plastici di 3 mm di spessore costituiti da EJ-204, le cui proprietà sono state esposte nel Paragrafo 2.3. Utilizzandone due, si è in grado di distinguere gli eventi di solo rumore da quelli prodotti dai raggi cosmici: sovrapponendo i due scintillatori plastici sono raccolti solo gli eventi di coincidenza, che si hanno quando un raggio cosmico li attraversa entrambi. Gli scintillatori sono stati rivestiti completamente con un nastro scuro per impedire di rivelare la luce presente nel laboratorio. Su ogni scintillatore è presente un sensore SenseL appartenente alle serie J dei SiPM dell'azienda *ON Semiconductor*, le cui caratteristiche

e specifiche tecniche sono espone nel Paragrafo 3.1.1. Il segnale proveniente dai SiPM è stato trasferito a un oscilloscopio attraverso un circuito di lettura realizzato come nello schema di Figura 3.6.

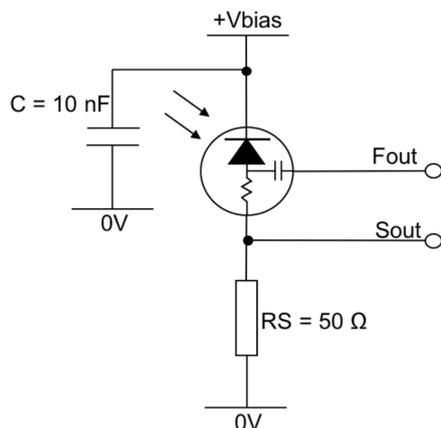


Figura 3.6: Circuito di lettura dei SiPM della serie J. Sia la Fast Output (Fout) che la Standard Output (Sout) sono riferiti a 0 V [42].

Oscilloscopio

La lettura e raccolta dei dati relativi ai segnali è stata effettuata con un oscilloscopio *WaveSurfer*[®]104MXs-A a quattro canali [43], di cui sono riportate alcune specifiche tecniche in Tabella 3.2.

Parametro	Valore
Larghezza di banda (a 50 Ω)	1 GHz
Rise Time	300 ps
Sample Rate	5 GS/s
Precisione verticale (a 50 Ω)	2 mV/div - 1V/div
Intervallo Timebase	200 ps/div - 1000 ps/div
Precisione Timebase (a 25°C)	≤ 5ppm

Tabella 3.2: Specifiche dell'oscillatore *WaveSurfer 104MXs-A* prodotto dall'azienda *LeCroy* [43].

Amplificatori

Sono state eseguite alcune misure in cui la tensione del segnale dei SiPM è stata amplificata. Sono stati utilizzati degli amplificatori a banda larga con basso rumore (*Wideband Low Noise Amplifier*, o LNA) LaNA dell'azienda *nooelec* [44], come quello mostrato in Figura 3.7. Questi amplificatori assicurano linearità tra il segnale di ingresso (non amplificato) e quello in uscita (amplificato) e sono in grado di amplificare di +20 dB un

segnale a 1 GHz mantenendo un profilo di rumore di soli 0.9 dB. Alcune specifiche tecniche sono riportate in Tabella 3.3.

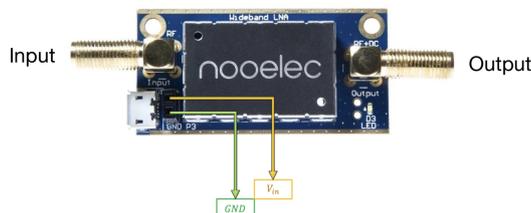


Figura 3.7: Amplificatore LaNA [44].

Parametro	Min	Tipico	Max	Unità
Range di frequenze	20	4000		MHz
Frequenza centrale		1990		MHz
Guadagno			26	dB
Input Return Loss a 1 GHz	-11	-10		dB
Output Return Loss a 1 GHz	-12	-11		dB
Profilo di rumore totale a 1 GHz	0.8	0.9	1	dB

Tabella 3.3: Specifiche dell'amplificatore LaNA [44].

3.3 Analisi dei segnali

Gli scintillatori liquidi utilizzati per la rivelazione dei neutroni segnalano soltanto l'avvenuto passaggio di un neutrone ad un certo istante di tempo. Per conoscere l'energia cinetica di quest'ultimo è però necessario servirsi di un sistema a tempo di volo: nota la posizione di partenza del neutrone, misurando il tempo che esso impiega per giungere al rivelatore è possibile calcolare la sua energia cinetica. Per una misura accurata del tempo di volo, e di conseguenza dell'energia, è necessario che il sistema di veto posto davanti allo scintillatore liquido abbia buone prestazioni temporali. Per giungere alle misure di tali prestazioni sono state ricavate dal segnale alcune grandezze utili quali durata, tempo di salita (*Rise Time*), ampiezza, area, larghezza a metà altezza (FWHM), TOF. Ricordando che nell'analisi si è tenuto conto solo dei segnali di *Standard Output* dei SiPM, quando essi giungono all'oscilloscopio si presentano come mostrato in Figura 3.8. Per entrambi i SiPM la forma è quella tipica di un segnale a impulso, caratterizzato da una rapida salita e una discesa più attenuata. Essendo collegato un SiPM a ognuno dei due scintillatori plastici, sono stati utilizzati due canali dell'oscilloscopio, uno per ogni SiPM, a cui d'ora in poi ci si riferirà con le sigle CH1 e CH2.

I dati relativi alla forma del segnale sono stati acquisiti e salvati in formato `.txt` direttamente dall'oscilloscopio e organizzati successivamente in due cartelle distinte per

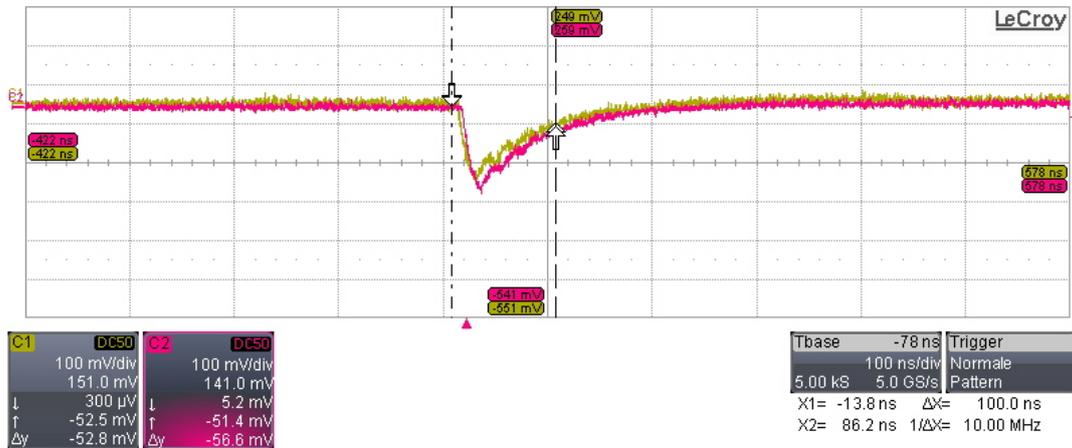


Figura 3.8: Screenshot dell'oscilloscopio in corrispondenza dell'acquisizione dei segnali amplificati delle Standard Output dei due SiPM. La curva gialla si riferisce al canale CH1 e quella rossa a CH2. In ascissa è riportato il tempo (in ns) e in ordinata la tensione (in mV).

i canali CH1 e CH2. Ogni canale contiene 5002 dati del tipo (t,V), che sono stati poi analizzati con l'aiuto del software ROOT, grazie a un codice in cui sono stati definiti i parametri necessari per ricavare dal segnale le grandezze relative ad esso. Per ogni acquisizione sono stati registrati circa 500 eventi di coincidenza e per ogni canale le grandezze citate sono state salvate in un file `.root`. La *baseline* del segnale, cioè i tratti in cui esso è costante e parallelo all'asse delle ascisse, è stata riportata sugli 0 V e per rendere più accurate le grandezze sopracitate è stato eseguito uno *smoothing* del segnale originario per ridurre il più possibile rumore e fluttuazioni (Fig. 3.9).

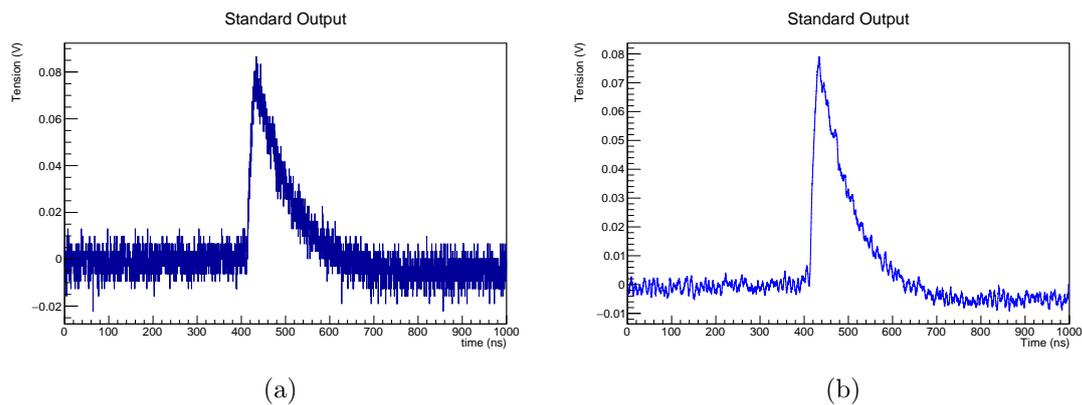


Figura 3.9: Segnale prima (a) e dopo l'esecuzione dello smoothing (b).

Tutte le grandezze sono state ricavate sia amplificando i segnali che non amplificandoli, per poter comprendere in seguito se in uno dei due casi si ottengono prestazioni temporali

migliori. I segnali amplificati (capovolti in fase di analisi per ragioni di visualizzazione grafica) sono stati acquisiti a 100 mV/div e quelli non amplificati a 10 mV/div, mentre la frequenza di campionamento è sempre di 5 GS/s. I dati riportati di seguito si riferiscono a segnali acquisiti con una tensione applicata pari a 28.0 V e i grafici tengono conto di tutti i segnali “buoni” acquisiti in quel canale.

Durata del segnale

La durata del segnale è stata definita come la differenza temporale tra l’istante di tempo corrispondente al 10% della discesa del segnale e quello corrispondente al picco. Si tratta del tempo di scarica del sensore e quindi è l’intervallo di tempo minimo prima dell’acquisizione del segnale successivo.

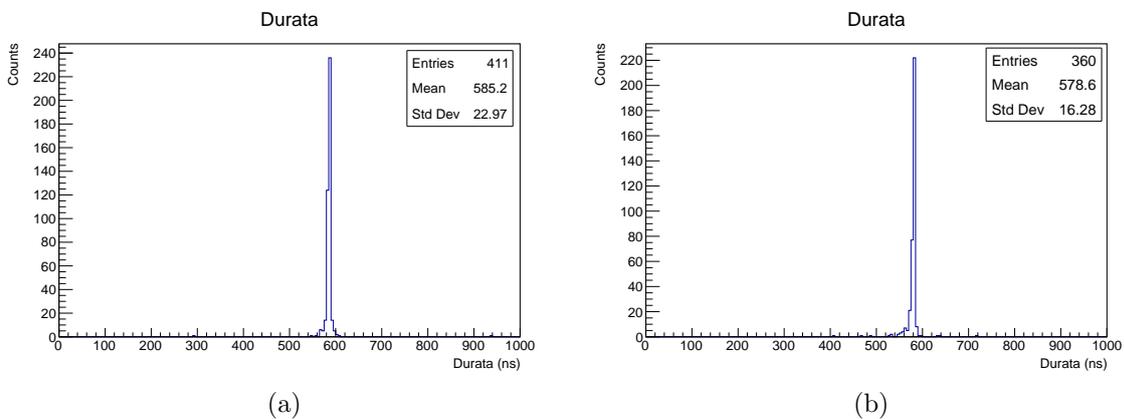


Figura 3.10: Durata del segnale amplificato dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

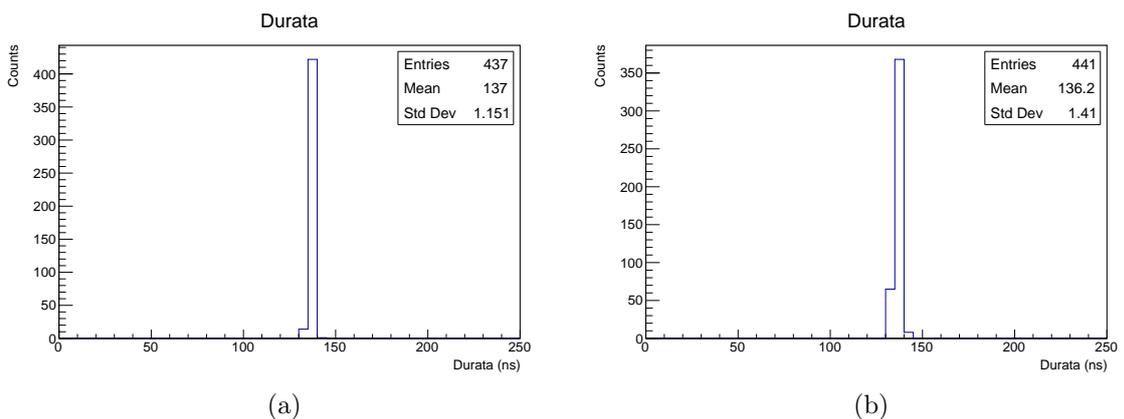


Figura 3.11: Durata del segnale non amplificato dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

Rise Time

Il Rise Time è stato definito come la differenza tra l'istante di tempo corrispondente al 90% e quello corrispondente al 10% della salita del segnale.

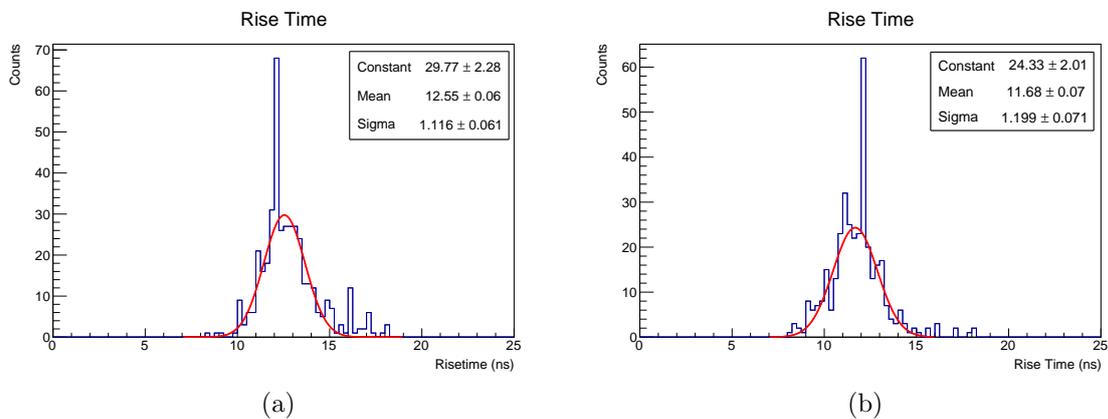


Figura 3.12: Tempo di salita dei segnali amplificati dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

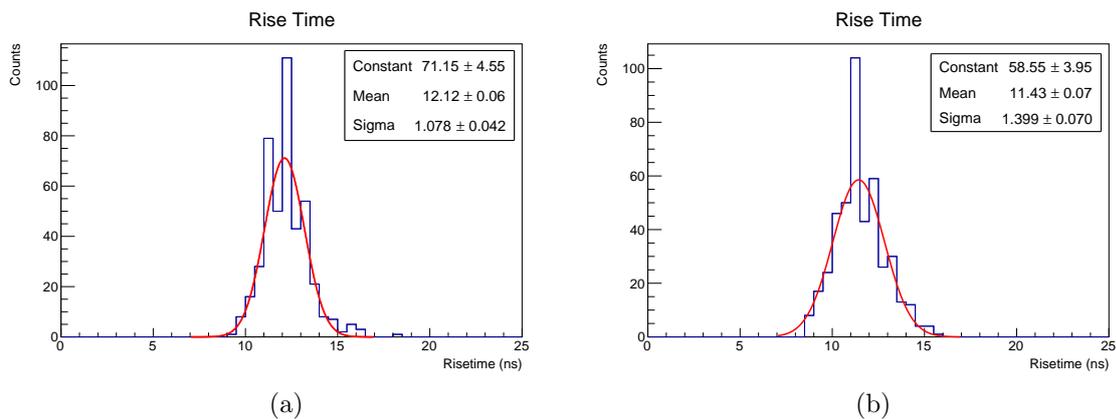


Figura 3.13: Tempo di salita dei segnali non amplificati dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

Canale	Rise Time (ns)
CH1 (amplificato)	12.6 ± 1.1
CH2 (amplificato)	11.7 ± 1.2
CH1 (non amplificato)	12.1 ± 1.1
CH2 (non amplificato)	11.4 ± 1.4

Tabella 3.4: Valori ottenuti per il Rise Time.

Ampiezza

L'ampiezza del segnale è la tensione massima che esso raggiunge al termine della salita. In alcuni casi il picco del segnale eccedeva la scala di misura dando luogo a segnali saturati, i quali sono stati esclusi dall'analisi.

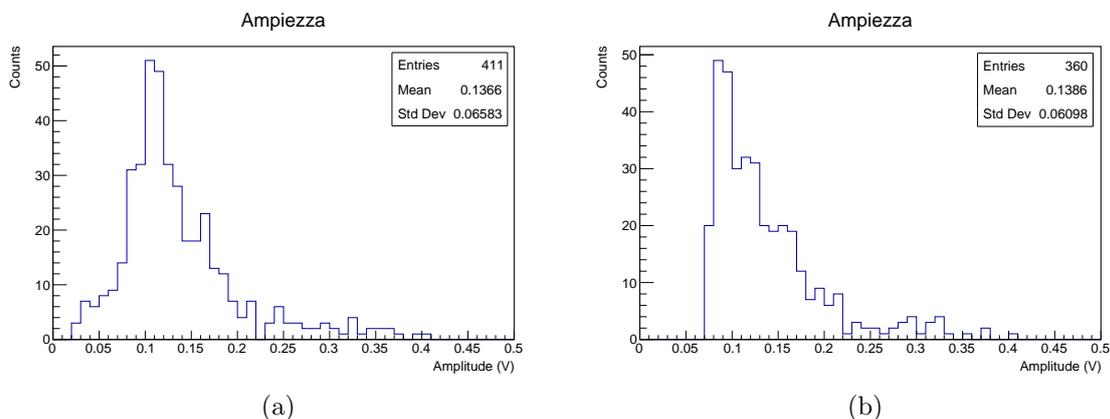


Figura 3.14: Ampiezza dei segnali amplificati dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

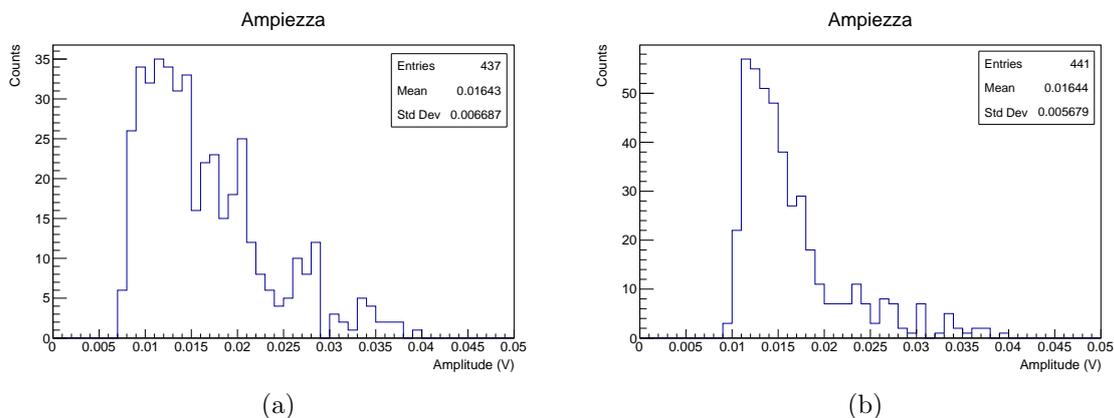


Figura 3.15: Ampiezza dei segnali non amplificati dei canali CH1 (a) e CH2 (b).

Area

L'area è stata definita come l'integrale della curva del segnale (come quella di Figura 3.9 (b)) su tutto il suo dominio.

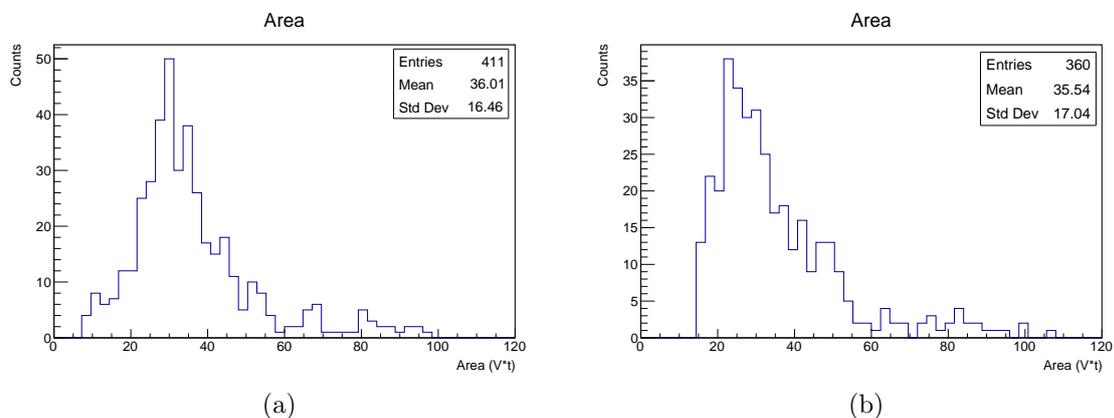


Figura 3.16: Area dei segnali amplificati CH1 (a) e CH2 (b).

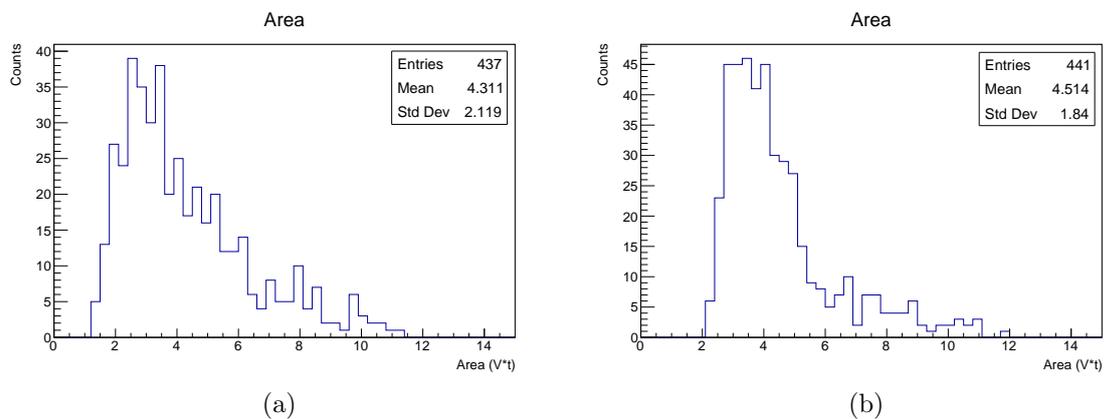


Figura 3.17: Area dei segnali non amplificati CH1 (a) e CH2 (b).

Un modo utile e semplice per verificare la corretta acquisizione di un insieme di eventi del tipo cercato è quello di rappresentare l'area del segnale in funzione dell'ampiezza (Fig. 3.18). Dal momento che le due grandezze sono direttamente proporzionali ci si aspetta che nel piano area-ampiezza gli eventi si dispongano lungo una retta passante per l'origine. In questo modo è possibile osservare subito gli eventi che si discostano da questo andamento (come quelli saturati o quelli il cui segnale è costituito prevalentemente da rumore) e valutare se debbano essere esclusi dall'analisi.

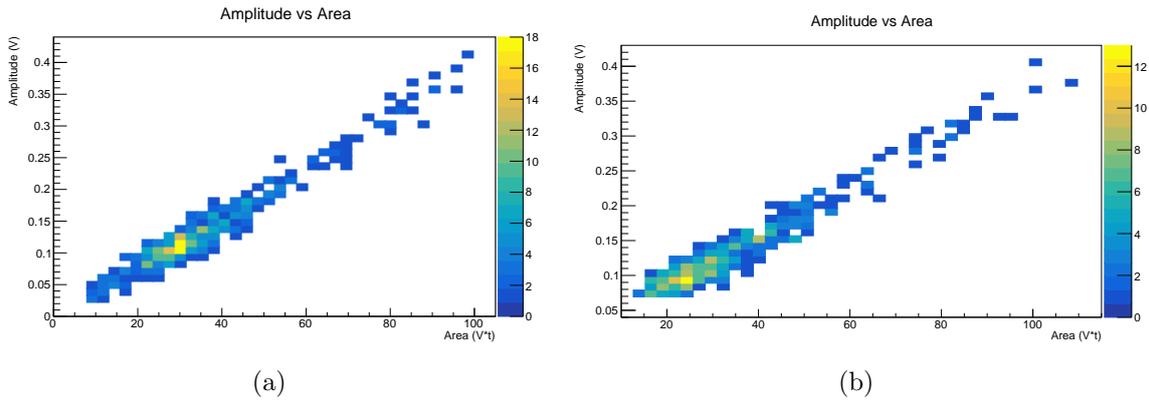


Figura 3.18: Andamento dell'area in funzione dell'ampiezza dei segnali di CH1 e CH2 amplificati. I colori indicano l'abbondanza di eventi in ciascun punto del piano.

FWHM

La larghezza a metà altezza (*Full Fidth at Half Maximum*, o FWHM) è definita come la differenza tra l'istante di tempo corrispondente al 50% della discesa e l'istante corrispondente al 50% della salita del segnale ed è una grandezza utile per valutare la dispersione di una certa distribuzione statistica. Nel nostro caso si può assumere la FWHM come la stima della durata dell'impulso del segnale. I risultati, ottenuti mediante fit gaussiano e riassunti in Tabella 3.5, sono compatibili con quanto atteso per sensori come quelli utilizzati.

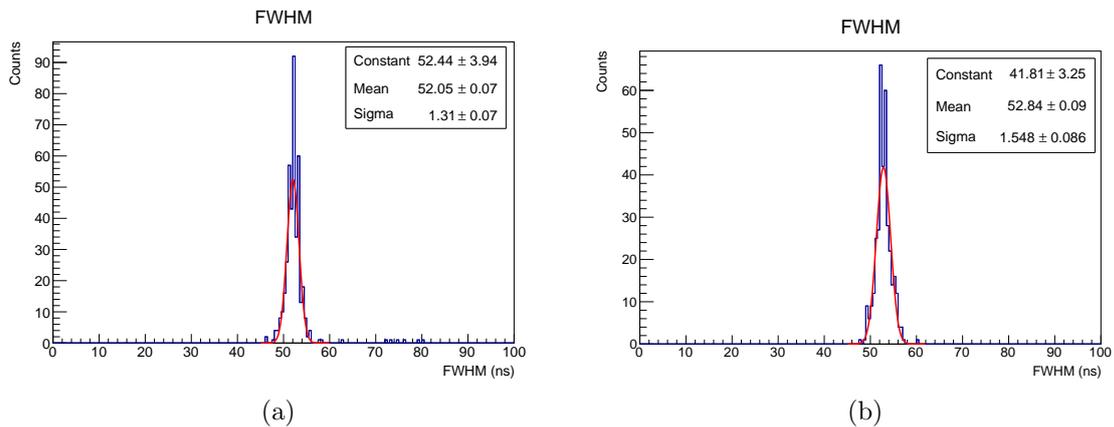


Figura 3.19: FWHM dei segnali amplificati CH1 (a) e CH2 (b).

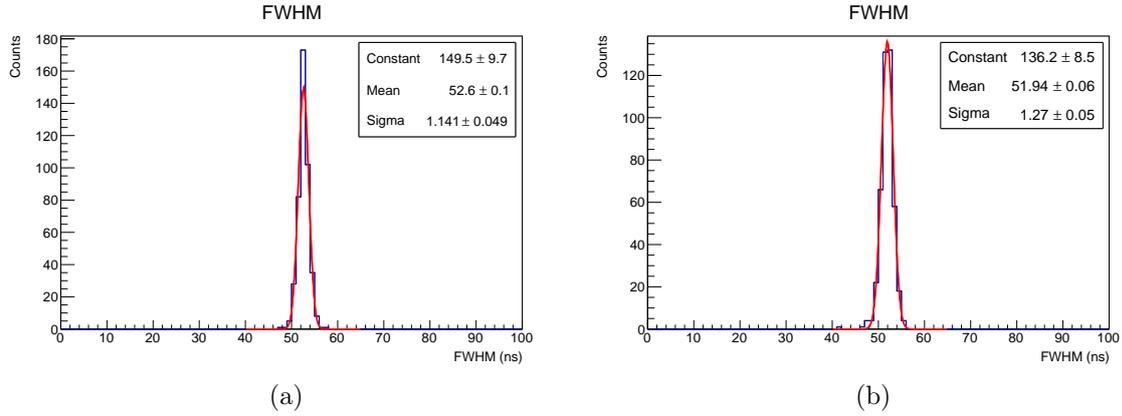


Figura 3.20: FWHM dei segnali non amplificati CH1 (a) e CH2 (b).

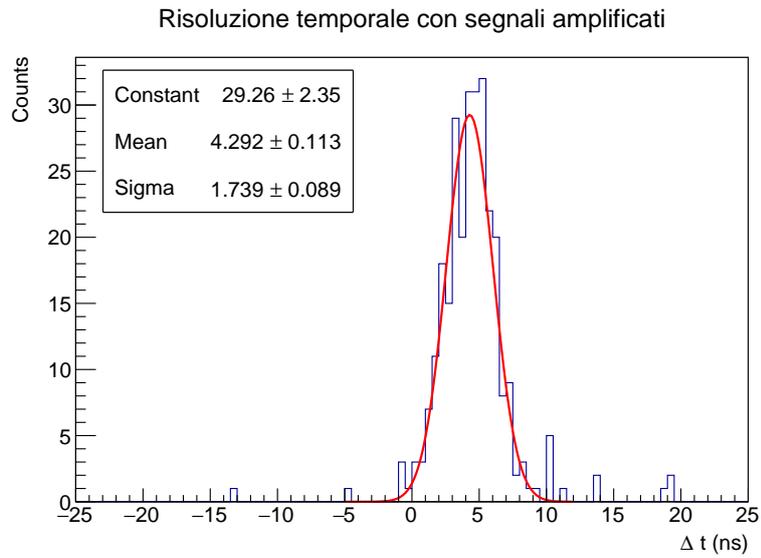
Canale	FWHM (ns)
CH1 (amplificato)	52.1 ± 1.3
CH2 (amplificato)	52.8 ± 1.5
CH1 (non amplificato)	52.6 ± 1.1
CH2 (non amplificato)	51.9 ± 1.3

Tabella 3.5: Valori ottenuti per la FWHM.

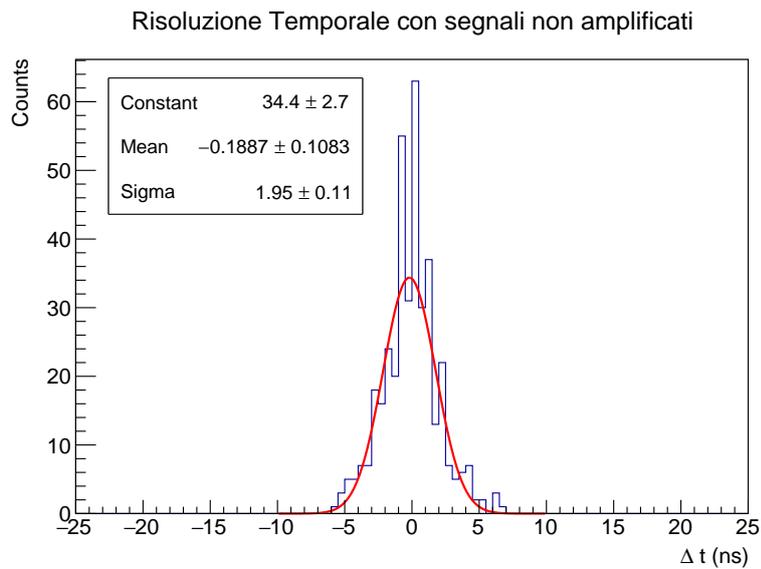
3.3.1 Risoluzione temporale

Per testare la bontà del sistema di veto studiato in questo capitolo è stato scritto un codice che fornisce la risoluzione temporale¹ del sistema, sfruttando la differenza dei TOF relativi ai due scintillatori plastici (informazione contenuta nei files `.root` di ciascun scintillatore). In particolare, è stato utilizzato come TOF l'istante di tempo corrispondente al 10% della curva di salita del segnale, ed è stato eseguito un fit gaussiano della differenza temporale Δt tra i due SiPM. Anche in questo caso la misura è stata effettuata sia per segnali amplificati (Fig. 3.21 (a)) che non (Fig. 3.21 (b)). Dalla Figura 3.21 si può notare che il fit gaussiano non è centrato in 0, ma ciò è una semplice conseguenza del fatto che i cavi connessi alle uscite dei due sensori hanno lunghezze diverse e per questo l'arrivo del segnale rivelato dai due sensori è soggetto a un piccolo ritardo. Questo non ha importanza ai fini dell'analisi fatta, in quanto la risoluzione temporale cercata è quella riferita alla deviazione standard *Sigma* del fit.

¹Solitamente con risoluzione temporale si fa riferimento alla quantità relativa $\Delta t/t$, ma in questo caso le posizioni istantanee t sono arbitrarie. Quindi la quantità di interesse è la deviazione standard *Sigma* della distribuzione temporale delle differenze temporali tra i due rivelatori.



(a)



(b)

Figura 3.21: Risoluzione temporale del sistema di veto in caso di segnali amplificati (a) e non amplificati (b).

La deviazione standard ottenuta dall'analisi dei segnali è di 1.74 ns per quelli amplificati e di 1.95 ns per quelli non amplificati.

Conclusioni

L'esperimento FOOT mira a produrre dati nucleari di interesse per l'adroterapia e la radioprotezione. In particolare, ha l'obiettivo di studiare le reazioni nucleari di frammentazione di protoni e ioni leggeri quali elio o carbonio su ossigeno, carbonio e azoto. Inizialmente l'apparato sperimentale è stato concepito per particelle cariche, con l'idea di ampliarlo con rivelatori di neutroni. In questo contesto, sono in corso studi di fattibilità per rivelare neutroni nell'ambito dell'esperimento FOOT. Questo lavoro di tesi è legato a uno dei sistemi proposti per la rivelazione di neutroni, in cui rivelatore è composto da uno scintillatore liquido BC-501 e da uno scintillatore plastico che funge da veto per i frammenti carichi. Al fine di ricostruire con precisione l'energia dei neutroni è necessario che le prestazioni temporali del rivelatore di neutroni e del sistema di veto (costituito dagli scintillatori plastici e dai sensori installati su di essi) siano elevate; ciò richiede buone proprietà temporali sia dello scintillatore che del sensore. In una precedente campagna di misure dell'esperimento FOOT, il veto del rivelatore di neutroni era costituito da uno scintillatore di 5 mm di spessore e tubi fotomoltiplicatori (PMT).

Nel presente lavoro di tesi sono studiate le prestazioni temporali di un sistema di veto costituito da due scintillatori EJ-204 di 3 mm di spessore accoppiati con fotomoltiplicatori al silicio (SiPM). In particolare, sono stati utilizzati SiPM SenseL e sono stati analizzati i segnali provenienti dalla tradizionale uscita anodo-catodo. Ho condotto in laboratorio un esperimento utilizzando i due rivelatori in una configurazione diversa da quella per cui sono stati concepiti. Più nel dettaglio, i due scintillatori plastici sono stati impilati in verticale e si sono registrati i segnali in coincidenza indotti dai raggi cosmici. Dall'analisi della forma dei segnali, ho ricavato le caratteristiche dell'impulso elettrico (Rise Time, durata, ...). Infine, ho ricavato la risoluzione temporale del sistema, osservando la deviazione standard del fit gaussiano della differenza temporale tra il primo e il secondo SiPM. Durante l'esperimento ho condotto vari test, ad esempio sono state ripetute le misure di coincidenza con e senza amplificatori veloci, e sono state ottenute risoluzioni temporali dell'ordine di 1.7 ns nel primo caso e di 1.9 ns nel secondo. Tali prestazioni temporali sono in linea con quelle di sensori di questo tipo, ma possono essere ulteriormente migliorate.

Bibliografia

- [1] F. Bray J. Ferlay et al. “Global Cancer Statistics 2018: GLOBOCAN Estimates of Incidence and Mortality Worldwide for 36 Cancers in 185 Countries.” In: *CA: A Cancer Journal for Clinicians* (2018).
- [2] K. Selby. *External Beam Radiation Therapy for Mesothelioma*. URL: <https://www.asbestos.com/treatment/radiation/external-beam-radiation-therapy/>.
- [3] K. Selby. *Brachytherapy for Mesothelioma*. URL: <https://www.asbestos.com/treatment/radiation/brachytherapy/>.
- [4] J.E. Cygler. “Special techniques in dosimetry: MOSFET”. In: ().
- [5] *sezione*. URL: <https://www.treccani.it/enciclopedia/sezione/>.
- [6] Hans Bethe. “Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie”. In: *Annalen der Physik* 397.3 (1930), pp. 325–400.
- [7] Felix Bloch. “Zur bremsung rasch bewegter teilchen beim durchgang durch materie”. In: *Annalen der Physik* 408.3 (1933), pp. 285–320.
- [8] L.E. Porter e H. Lin. “Methods of calculating the Barkas-effect correction to Bethe–Bloch stopping power”. In: *Journal of applied physics* 67.11 (1990), pp. 6613–6620.
- [9] S.M. Ross. *Probabilità e statistica per l'ingegneria e le scienze*. Apogeo Editore, 2003.
- [10] L.D. Landau. “On the energy loss of fast particles by ionization”. In: *J. Phys.* 8 (1944), pp. 201–205.
- [11] VP e D.K. Gupta P.B. Pal V Varshney. “Approximate expressions for continuous slowing down approximation ranges of high energy electrons and positrons”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 21.1-4 (1987), pp. 14–19.
- [12] D.I. Thwaites. “Bragg’s rule of stopping power additivity: A compilation and summary of results”. In: *Radiation Research* 95.3 (1983), pp. 495–518.
- [13] J. Enders. *Range and straggling of charged particles*. Technische Universität Darmstadt. <https://doi.org/10.5446/34265> Lastaccessed : 23Mar2022. 2010.

- [14] T. Sakae e A. Gerelchuluun K. Tsuboiand. *Proton Beam Radiotherapy: Physics and Biology*. Springer, 2020.
- [15] F. Natale. *Adroterapia: la nuova frontiera della radioterapia*. 2016. URL: <https://informa.airicerca.org/it/2016/03/14/adroterapia-nuova-frontiera-radioterapia/>.
- [16] *Learn impact parameter in 2 minutes*. URL: <https://www.toppr.com/ask/content/story/amp/impact-parameter-73726/>.
- [17] L.D. Landau e E. Lifshits. *Mechanics*. Vol. 1. 1960.
- [18] T. Gluesenkamp. “On the Detection of Subrelativistic Magnetic Monopoles with the IceCube Neutrino Observatory”. Tesi di dott. Gen. 2010.
- [19] T. Sugai e W. Jiang Y. Eguchi. *Efficiency enhancement and characteristic evaluation of virtual cathode oscillator*. Rapp. tecn. 2018.
- [20] Lembit Sihver et al. “Total reaction and partial cross section calculations in proton-nucleus ($Z \leq 26$) and nucleus-nucleus reactions ($Z \leq p$ and $Z \leq 26$)”. In: *Physical Review C* 47.3 (1993), p. 1225.
- [21] D.F. Swinehart. “The beer-lambert law”. In: *Journal of chemical education* 39.7 (1962), p. 333.
- [22] Pratama Guntoro et al. “X-ray Microcomputed Tomography (μ CT) for Mineral Characterization: A Review of Data Analysis Methods”. In: *Minerals* 9 (mar. 2019). DOI: 10.3390/min9030183.
- [23] Vinay Venugopal e Piyush Bhagdikar. “de Broglie Wavelength and Frequency of Scattered Electrons in the Compton Effect”. In: *Physics Education* 29 (mar. 2013), p. 35.
- [24] F. Baccarini. “Ottimizzazione dei parametri di ricostruzione per l’identificazione dei neutroni con l’apparato FOOT”. In: Università di Bologna, 2021.
- [25] *Types of DNA Damage*. URL: <https://sites.google.com/site/bi6101dnarepair/damage-detection-response/types-of-dna-damage>.
- [26] Z. Bazeed E. Attalla et al. “Study The Influence of The Number of Beams on Radiotherapy Plans for The Hypofractionated Treatment of Breast Cancer Using Biological Model”. In: *JOURNAL OF ADVANCES IN PHYSICS* Vol 16 (2019) ISSN: 2347-3487 (nov. 2019), pp. 377–390. DOI: 10.24297/jap.v16i1.8460.
- [27] A. Schipler e G. Iliakis. “DNA double-strand-break complexity levels and their possible contributions to the probability for error-prone processing and repair pathway choice”. In: *Nucleic acids research* 41 (giu. 2013). DOI: 10.1093/nar/gkt556.
- [28] R.R. Wilson. “Radiological use of fast protons”. In: *Radiology* 47.5 (1946), pp. 487–491.

- [29] S. Rossi. “The Italian National Center for Oncological Adrotherapy (CNAO): status and perspectives”. In: *Giornale Italiano di Medicina del Lavoro ed Ergonomia* (2020).
- [30] Francesco Tommasino e Marco Durante. “Proton radiobiology”. In: *Cancers* 7.1 (2015), pp. 353–381.
- [31] TT Böhlen et al. “The FLUKA code: developments and challenges for high energy and medical applications”. In: *Nuclear data sheets* 120 (2014), pp. 211–214.
- [32] Giuseppe Battistoni, Marco Toppi e Vincenzo Patera. “Measuring the impact of nuclear interaction in particle therapy and in radio protection in space: the foot experiment”. In: *Frontiers in Physics* 8 (2021), p. 568242.
- [33] URL: <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-228-ej-230>.
- [34] Giuliana Galati e Andrey et al. Alexandrov. “Charge identification of fragments with the emulsion spectrometer of the FOOT experiment”. In: *Open Physics* 19.1 (2021), pp. 383–394.
- [35] *NEUTRON/GAMMA PSD EJ-301, EJ-309*. URL: <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/ej-301-ej-309>.
- [36] *BC-501A, BC-519*. URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/liquid-scintillators/neutron-gamma-psd-bc-501a-bc-519>.
- [37] *GENERAL PURPOSE EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212*. URL: <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>.
- [38] *National Nuclear Data Center*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov>.
- [39] *Introduction to the Silicon Photomultiplier (SiPM)*. URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9770-D.PDF>.
- [40] K. Witzmann. “Machbarkeitsstudie zur Verbesserung der Detektionseffizienz von UV-Licht mit Silizium Photomultipliern unter Verwendung von Wellenlängenschiebern”. In: (2016).
- [41] *J-Series SiPM Sensors*. URL: <https://www.onsemi.com/pdf/datasheet/microj-series-d.pdf>.
- [42] *Biasing and Readout of ON Semiconductor SiPM Sensors*. URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/AND9782-D.PDF>.
- [43] *WaveSurfer Xs-A and MXs-A Oscilloscopes*. URL: <https://www.testequipmenthq.com/datasheets/LECROY-WAVESURFER%5C%20104MXS-A-Datasheet.pdf>.
- [44] *LaNA Wideband Low Noise Amplifier (LNA)*. URL: https://www.nooelec.com/store/downloads/dl/file/id/92/product/315/lana_datasheet_revision_1.pdf.