

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**STUDI DI FATTIBILITÀ DI MISURE DI
RADIOPROTEZIONE PER LE MISSIONI
UMANE NELLO SPAZIO PROFONDO
CON L'ESPERIMENTO FOOT**

Relatore:
Chiar.mo Prof. Mauro Villa

Presentata da:
Giorgia Guardi

Correlatore:
Dott. Roberto Spighi

Anno Accademico 2017/2018

Sommario

L'esperimento FOOT nasce con l'obiettivo di misurare la sezione d'urto differenziale per processi di frammentazione nucleare, al fine di descrivere con precisione l'interazione tra i fasci di ioni impiegati in adroterapia e i tessuti del paziente. La grande versatilità dell'esperimento permette di effettuare le stesse misure ad energie maggiori, in modo che le sezioni d'urto calcolate possano essere impiegate in studi di radioprotezione nello spazio. Queste misure sono di grande importanza per la progettazione delle future missioni umane nello spazio profondo.

In questa tesi è stato svolto uno studio di fattibilità per misure di radioprotezione, con l'obiettivo di comprendere come modificare l'apparato sperimentale di FOOT al fine di mantenere una precisione simile a quella raggiunta per misure di adroterapia. Per valutare le prestazioni dell'apparato è stata simulata con il codice FLUKA la frammentazione di un fascio di ossigeno a 700MeV/u, picco massimo della radiazione cosmica di fondo nello spazio profondo, su un bersaglio di polietilene. Le grandezze prodotte sono state alterate per tenere conto delle risoluzioni dei rivelatori, ricavate da precedenti test beam. Si sono poi analizzate le distribuzioni delle due grandezze necessarie all'identificazione univoca dei frammenti: il numero atomico Z e il numero di massa A . I risultati ottenuti sono stati confrontati con quelli ricavati per un fascio incidente a 200MeV/u, energia tipicamente utilizzata in adroterapia.

I risultati di questa analisi mostrano che il setup sperimentale di FOOT per misure di radioprotezione permette di mantenere una precisione nell'identificazione dei frammenti pesanti confrontabile con quella che caratterizza il regime di adroterapia, con una risoluzione attorno al 3.5% per il valore di A e compresa tra il 2% (ossigeno) e il 3.7% (litio) per Z . La precisione raggiunta consente l'identificazione isotopica dei frammenti, necessaria per le misure di sezione d'urto differenziale.

Indice

Introduzione	iii
Capitolo 1. Radioprotezione nei viaggi spaziali interplanetari	1
1.1. La radiazione nel Sistema Solare	1
1.1.1. Radiazione Cosmica di Fondo (GCR)	2
1.1.2. Particelle da Eventi Solari (SPE)	2
1.1.3. Radiazione Intrappolata	3
1.2. Interazione tra particelle cariche e materia	5
1.2.1. Interazione Elettromagnetica	5
1.2.2. Interazione Nucleare	7
1.3. Radioprotezione - quantificare il rischio	8
1.3.1. Dose Assorbita	8
1.3.2. Dose Equivalente	8
1.3.3. Dose Efficace	8
1.3.4. Relative Biological Effectiveness	10
1.3.5. Limiti di Esposizione	10
1.4. Radioprotezione - ridurre il rischio	11
1.4.1. Schermatura Passiva	12
1.4.2. Schermatura Attiva	17
1.4.3. Propulsione	18
Capitolo 2. L'esperimento FOOT	20
2.1. La Cinematica Inversa	20
2.2. L'apparato sperimentale	21
2.2.1. Setup per frammenti pesanti	21
2.2.2. Setup per frammenti leggeri	26
2.3. Test per la misura delle prestazioni dell'apparato	27
2.3.1. Scintillatore e Calorimetro	27
2.3.2. Magneti e tracciatori al Silicio	29
2.3.3. Camera ad Emulsione	29
Capitolo 3. Identificazione dei Frammenti	31
3.1. Misura del numero atomico Z	31
3.2. Misura del numero di massa A	32
3.3. Metodo del minimo χ^2	37
3.4. Separazione degli isotopi	41
Conclusioni	45

INDICE

ii

Bibliografia

47

Introduzione

La radioprotezione studia i metodi per salvaguardare l'uomo dai danni biologici che radiazioni di qualunque genere possono provocare. Si occupa inoltre di stabilire dei limiti al di sotto dei quali il rischio associato all'assorbimento di radiazione è considerato accettabile e di introdurre misure di protezione affinché questi limiti non vengano superati. Per quanto riguarda i viaggi nello spazio profondo la radiazione potenzialmente pericolosa è composta principalmente dalla radiazione cosmica di fondo (GCR) e da particelle provenienti dalla corona solare (SPE). L'energia di queste particelle varia in un range estremamente ampio a causa della diversa natura dei fenomeni responsabili della loro emissione. I GCR risultano più pericolosi rispetto alle SPE perché hanno energie generalmente superiori, con un massimo di produzione intorno al GeV/u. Lo spazio profondo risulta del tutto diverso dalla Terra, dove parte della radiazione GCR e SPE incidente viene bloccata dalla Magnetosfera. Le tecniche di radioprotezione sviluppate per ambienti medici o professionali sul suolo terrestre risultano quindi difficilmente applicabili in questo contesto. I metodi utilizzati per le missioni spaziali nella bassa orbita terrestre, dove si trova ad esempio la Stazione Spaziale Internazionale, risultano solo parzialmente adeguati in quanto anche a queste quote la radiazione è in buona parte schermata dalla Magnetosfera. Le attuali conoscenze in materia di radioprotezione non sono ancora sufficienti a permettere una missione umana nello spazio interplanetario, che tuttavia compare tra gli obiettivi a medio e lungo termine delle principali Agenzie Spaziali. La comprensione del rischio associato a questo tipo di radiazione e l'introduzione di nuove tecniche di radioprotezione rivestono quindi un ruolo fondamentale nella ricerca che renderà possibili le future missioni di esplorazione spaziale. Per raggiungere questi obiettivi è necessario valutare le sezioni d'urto per l'interazione nucleare tra i raggi cosmici e i materiali che compongono le astronavi.

L'esperimento FOOT (*FragmentatiOn Of Target*) nasce con l'obiettivo di studiare i processi di frammentazione nucleare, al fine di migliorare i sistemi di pianificazione del trattamento in adroterapia. L'adroterapia consiste nella cura di tumori solidi e localizzati tramite fasci di particelle cariche, solitamente protoni oppure nuclei di carbonio. Questo trattamento risulta vantaggioso rispetto alla più tradizionale radioterapia poiché gli ioni rilasciano la maggior parte della loro energia in una regione di spazio limitata (picco di Bragg) che viene fatta coincidere con il volume da trattare, diminuendo così la dose assorbita dai tessuti sani. Prima che il fascio terapeutico raggiunga il picco di Bragg si osservano fenomeni di frammentazione nucleare che interessano il bersaglio, cioè il corpo del paziente. La conoscenza della sezione d'urto differenziale di questi processi è fondamentale per una pianificazione ottimale dei trattamenti adroterapici, e costituisce il principale obiettivo dell'esperimento FOOT. L'esperimento è stato quindi concepito e progettato per operare con fasci ad energie analoghe a quelle utilizzate nei principali

centri di adroterapia, solitamente comprese tra 100MeV/u e 400MeV/u .

Questa tesi si propone di studiare le prestazioni dell'esperimento FOOT per misure di radioprotezione, dove le energie dei processi sono circa 3 volte superiori a quelle che si hanno in adroterapia. Per mantenere una precisione sufficiente ad effettuare le misure, il setup dell'apparato e l'analisi dei dati sono stati in parte modificati. I risultati ottenuti hanno dimostrato la versatilità dell'esperimento e la sua possibilità di misurare la sezione d'urto di frammentazione anche nel range energetico relativo al massimo di produzione dei raggi cosmici.

La tesi è strutturata in tre capitoli. Nel Capitolo 1 si illustrano le principali caratteristiche della radiazione nello spazio profondo e i più importanti meccanismi di interazione tra particelle cariche e materia. È inclusa inoltre un'esposizione delle grandezze e delle tecniche di radioprotezione utilizzabili nel contesto di una missione umana nello spazio profondo. Nel Capitolo 2 è descritta in dettaglio la configurazione dell'apparato sperimentale per misure di radioprotezione. Infine, nel Capitolo 3 sono presentati i risultati relativi all'identificazione dei frammenti e alla separazione degli isotopi per fasci incidenti con energia tipica dei raggi cosmici, confrontati con i risultati ad energie tipiche dei trattamenti terapeutici.

1. Radioprotezione nei viaggi spaziali interplanetari

Per la vicinanza al pianeta Terra e per l'interesse nello studio della sua struttura ed evoluzione, Marte emerge in modo naturale come destinazione per le future missioni umane nello spazio, che compaiono tra gli obiettivi a lungo termine delle principali agenzie spaziali governative e private. Questa prospettiva comporta una serie di sfide tecniche e scientifiche per garantire la sopravvivenza e la sicurezza degli astronauti durante il viaggio, nel periodo di permanenza sul suolo marziano e una volta tornati sulla Terra. I rischi associati ad un viaggio nello spazio interplanetario possono essere suddivisi in tre categorie.

- (1) Rischi associati all'assenza di gravità. La permanenza prolungata in microgravità comporta alterazioni del sistema cardiaco e del funzionamento dei reni, insieme ad una riduzione della massa muscolare e ossea.
- (2) Rischi associati all'isolamento. La permanenza in isolamento forzato per lunghi periodi di tempo può causare problemi psicologici e comportamentali. Si introduce inoltre la necessità di protocolli per il trattamento medico autonomo, in modo che gli astronauti siano in grado di gestire situazioni di emergenza sanitaria.
- (3) Rischi associati all'esposizione a radiazione. Comprendono effetti deterministici, che si presentano quando la dose assorbita supera un certo valore di soglia e la cui gravità aumenta all'aumentare della dose, ed effetti stocastici, che non sono caratterizzati da un valore di soglia e la cui probabilità di manifestarsi aumenta all'aumentare della dose assorbita. Esempi di effetti stocastici sono l'insorgenza di tumori e danni al sistema nervoso centrale; come effetti deterministici possono presentarsi ustioni, disturbi della vista e sindrome acuta da radiazione.

Il rischio è definito come prodotto tra gravità delle conseguenze di un certo evento e probabilità che l'evento si verifichi, e viene classificato dalla *Human Reserch Roadmap* di NASA secondo tre livelli; i rischi da radiazione si trovano per la maggior parte nel terzo livello [1]. Inoltre, i rischi appartenenti alle prime due categorie sono al momento globalmente compresi, tramite esperimenti condotti a terra e a bordo della Stazione Spaziale Internazionale. La terza categoria è invece ancora poco compresa poiché la radiazione nello spazio interplanetario è diversa da quella presente sulla superficie terrestre o sulla Stazione Spaziale Internazionale, che risultano in parte protette dalla Magnetosfera. La radioprotezione assume perciò un ruolo centrale nella ricerca che renderà possibili le future esplorazioni del Sistema Solare.

1.1. La radiazione nel Sistema Solare

La radiazione potenzialmente pericolosa incontrata durante i viaggi di esplorazione spaziale può essere attribuita a tre diverse fonti: radiazione cosmica di fondo, particelle emesse dal sole e radiazione intrappolata nei campi magnetici planetari [2].

1.1.1. Radiazione Cosmica di Fondo (GCR). La Radiazione Cosmica di Fondo (in inglese *Galactic Cosmic Rays*, GCR) ha origine all'esterno del Sistema Solare in seguito ad eventi quali l'esplosione di una Supernova, oppure all'interno di sorgenti molto energetiche come Pulsar o Stelle di Neutroni. I raggi cosmici sono composti per il 2% da elettroni e per il restante 98% da nuclei la cui energia varia in un range molto ampio, approssimativamente compreso tra i 100 MeV e i 10 GeV per nucleone (Figura 1.1.1). Di questo 98%, l'85% è dato da protoni, il 14% da nuclei di He, e il resto da nuclei più pesanti detti HZE (acronimo per l'inglese *High Z and Energy*). Nonostante la presenza percentuale così bassa le HZE non vanno trascurate negli studi di radioprotezione poiché, avendo carica elettrica ed energia elevata, contribuiscono significativamente alla dose assorbita dagli astronauti e dagli apparati elettronici. Una volta entrata nel Sistema Solare, la propagazione della Radiazione Cosmica è guidata dal campo magnetico solare. In particolare l'intensità risulta essere inversamente correlata all'attività solare (Figura 1.1.1), e segue un ciclo con periodo di 11 anni, pari a metà del periodo per il campo magnetico solare. Per quanto riguarda le variazioni a lungo termine, l'intensità dei GCR può essere dedotta dalla concentrazione di ^{10}Be nel ghiaccio polare. Questa molecola viene prodotta dall'interazione tra raggi cosmici e atmosfera, dove permane per circa sei mesi prima di precipitare, depositandosi sulla superficie terrestre. Esaminando i vari strati di ghiaccio polare si può quindi ricostruire l'andamento dell'intensità della radiazione. Anche in questo caso, come mostrato in Figura 1.1.2, si osservano dei picchi di intensità durante i periodi di bassa attività solare.

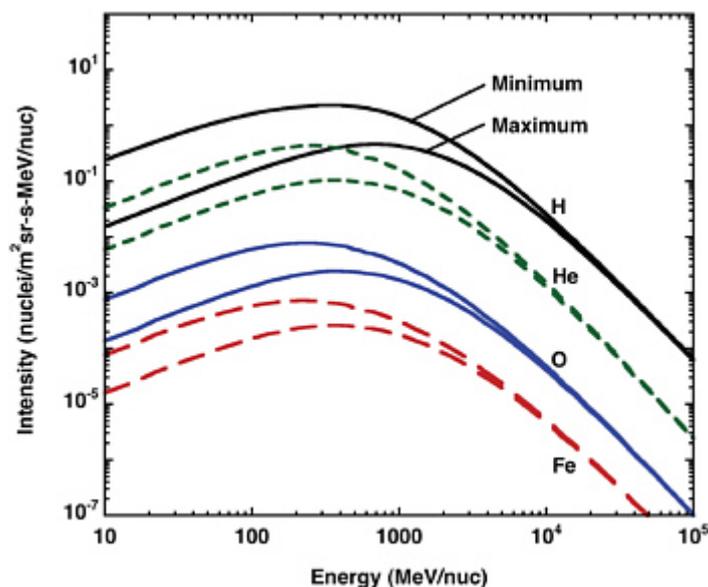


FIGURA 1.1.1. Spettro energetico per varie componenti della Radiazione Cosmica di Fondo (GCR) al massimo e al minimo dell'attività solare.

1.1.2. Particelle da Eventi Solari (SPE). Si tratta di particelle che si trovano nella corona solare, le quali vengono accelerate e spinte nello spazio interplanetario durante brillamenti solari o espulsioni di massa coronale. La radiazione SPE, la cui

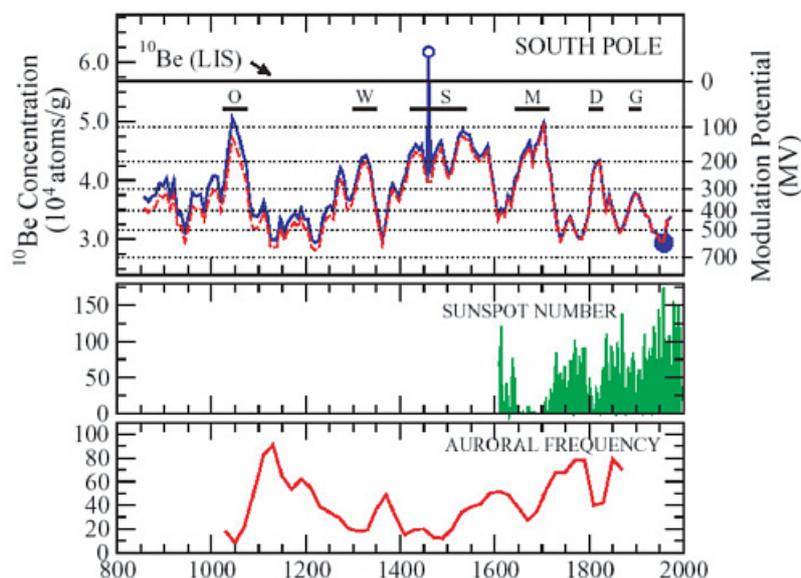


FIGURA 1.1.2. Andamento temporale della concentrazione di ^{10}Be nei ghiacci polari, della frequenza normalizzata per le aurore polari alle medie latitudini e del numero di macchie solari, nel periodo tra XI e il XX secolo. La concentrazione di Berillio è indicativa dell'intensità della Radiazione Cosmica di Fondo, mentre la frequenza delle aurore polari e il numero di macchie solari sono indici di un'alta attività solare.

composizione è riportata in Tabella 1 [3], è caratterizzata da un'energia generalmente inferiore a quella della Radiazione Cosmica di Fondo. Le particelle accelerate hanno solitamente energie di qualche decina di MeV, e comunque non superiori ai 100 MeV. L'intensità di questa radiazione è evidentemente correlata all'attività solare, è tuttavia difficile prevedere il momento in cui avverranno le singole emissioni, l'energia della radiazione e la sua composizione.

L'andamento storico della radiazione SPE può essere dedotto dalla concentrazione della molecola NO_3 nei ghiacci polari. Si osserva che i grandi eventi di emissione solare avvengono con un periodo di circa 80 anni secondo il ciclo di Gleissberg, che ora risulta essere nella fase di minimo (Figura 1.1.3).

1.1.3. Radiazione Intrappolata. La terza fonte di radiazione è data dalle particelle cariche, principalmente elettroni e protoni, intrappolate dal campo magnetico terrestre. Queste particelle sono localizzate in regioni dette fasce di Van Allen, che hanno forma toroidale e si estendono attorno al globo terrestre con un'apertura di circa 65° dal piano equatoriale (Figura 1.1.4). La Terra presenta generalmente due fasce di Van Allen. La più interna si estende a quote comprese tra i 1000 km e i 6000 km ed è costituita da elettroni con energia di qualche keV insieme a protoni con energie superiori ai 100 MeV. La fascia esterna invece si trova a quote comprese tra i 13000 km e i 60000 km, ed è principalmente composta da elettroni con energia tra 0.1 e 10 MeV.

Particella	SEPB	Particella	SEPB
H/O	3500±500	Na/O	0.0083±0.0015
He/O	53±5	Mg/O	0.183±0.010
Li/O	< 0.001	Al/O	0.0115±0.018
Be/O	<5 × 10 ⁻⁴	Si/O	0.147±0.009
B/O	<5 × 10 ⁻⁴	P/O	0.0014±0.0006
C/O	0.454±0.018	S/O	0.0229±0.0025
N/O	0.129±0.008	Ar/O	0.0016±0.0007
O/O	1.000±0.031	Ca/O	0.0076±0.0016
F/O	<5 × 10 ⁻⁴	(Ti+Cr)/O	0.0024±0.0009
Ne/O	0.128±0.008	Fe(group)/O	0.066±0.006

TABELLA 1. Composizione della radiazione SPE utilizzando la *Solar Emission Particle Baseline* (SEPB), in cui il flusso di ogni particella è confrontato con quello dell'ossigeno

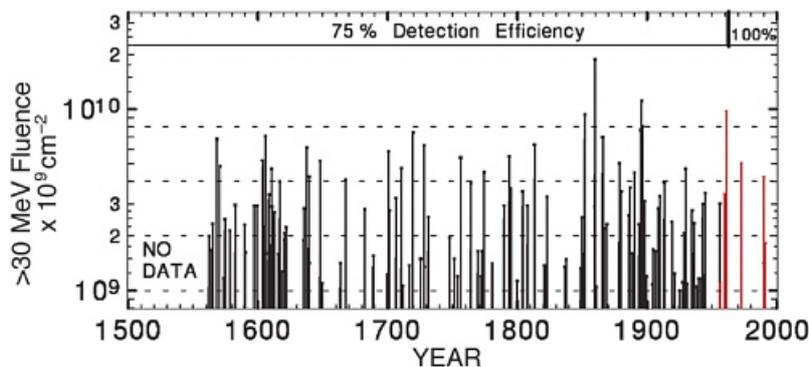


FIGURA 1.1.3. Linee nere: flusso di protoni dovuto ad eventi solari, dedotto dalla concentrazione di NO₃ nei ghiacci della Groenlandia. Linee rosse: flusso di protoni dovuto ad eventi solari misurato direttamente.

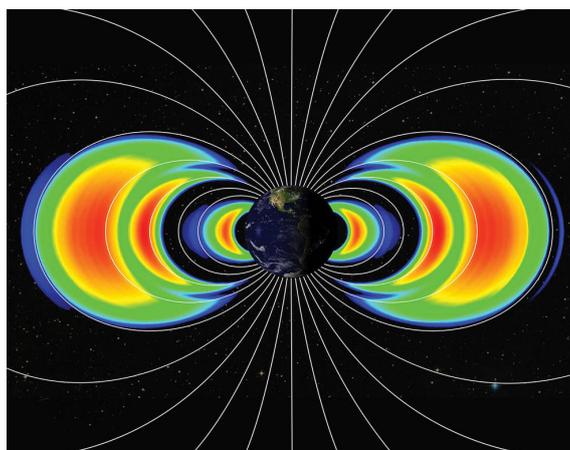


FIGURA 1.1.4. Rappresentazione delle linee del campo magnetico terrestre e delle fasce di Van Allen (Courtesy of Nasa)

1.2. Interazione tra particelle cariche e materia

L'interazione tra materia e particelle cariche, che caratterizzano le tre tipologie di radiazione illustrate nel paragrafo precedente, può essere ricondotta a eventi di natura differente:

- (1) fenomeni di interazione elettromagnetica, dovuti alla carica elettrica dei nuclei considerati
- (2) fenomeni di interazione nucleare

1.2.1. Interazione Elettromagnetica. Consideriamo una particella carica che si muove all'interno di un mezzo, questa sarà sottoposta ad interazione elettromagnetica sia con gli elettroni che con i nuclei del mezzo. Sapendo che il raggio atomico ha come ordine di grandezza $r_a \approx 1\text{\AA} = 10^{-10}\text{m}$, mentre per il raggio nucleare vale $r_n \approx 1\text{fm} = 10^{-15}\text{m}$, si ha che $r_a \approx 10^5 r_n$. Dato che la sezione d'urto è proporzionale al quadrato del raggio del bersaglio, ne segue che $\sigma_a \approx 10^{10} \sigma_n$, quindi la probabilità di interazione con gli elettroni è molto maggiore rispetto alla probabilità di interazione con il nucleo atomico. Inoltre l'interazione con il nucleo comporta una deviazione nella traiettoria della particella, ma la perdita di energia associata è trascurabile.

Dato il numero elevato di urti tra nuclei del fascio ed elettroni del mezzo, l'interazione radiazione-materia viene descritta globalmente tramite lo *Stopping Power* dE/dx , cioè l'energia trasferita dal proiettile al bersaglio per unità di lunghezza. Questa grandezza fu calcolata per la prima volta da Bohr sulla base di un modello classico, supponendo una deflessione della particella incidente trascurabile data la massa molto superiore a quella dell'elettrone. Nella derivazione classica si assume inoltre che la velocità del proiettile sia molto superiore a quella degli elettroni negli orbitali, in modo che l'elettrone possa essere trattato come una particella libera inizialmente ferma.

In seguito la formula fu modificata da Bethe, che introdusse una descrizione quantistica della perdita di energia, e ulteriormente perfezionata da Bloch. Si ottiene così l'espressione per lo *Stopping Power* nota come formula di Bethe-Bloch [4]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{\rho Z}{A} (2\pi N_A m_e r_e^2 c^2) \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.2.1)$$

in Tabella 2 sono riportate le costanti e le grandezze che compaiono in questa equazione. Il termine δ rappresenta la correzione di densità e tiene in considerazione l'effetto del campo elettrico generato dal proiettile, che tende a polarizzare gli atomi del mezzo attraversato. Questo termine è rilevante ad alte velocità. Il termine C è invece la correzione di Shell, che diventa importante quando la velocità delle particelle incidenti è comparabile con la velocità degli elettroni negli orbitali, e cessa quindi la validità dell'approssimazione di velocità iniziale nulla per l'elettrone.

In Figura 1.2.1 è rappresentato l'andamento del *Mass Stopping Power* (che corrisponde a dE/dx diviso per la densità del materiale ρ) in funzione del valore di $\beta\gamma = p/Mc$. All'aumentare del momento della particella, lo *Stopping Power* cala come $1/\beta^2$, fino a raggiungere un punto di minimo che corrisponde a $\beta \approx 0.96$. Dopo di che il valore aumenta nuovamente in quanto prevale il contributo della parte logaritmica dell'equazione 1.2.1. Questa crescita è però smorzata dalla correzione di densità, che comporta

Costanti	N_A	numero di Avogadro
	m_e	massa dell'elettrone
	r_e	raggio classico dell'elettrone
	c	velocità della luce nel vuoto
	W_{max}	massima energia trasferibile ad un elettrone in una singola collisione
Bersaglio	ρ	densità del bersaglio
	Z	numero atomico del bersaglio
	A	numero di massa del bersaglio
Proiettile	I	potenziale di eccitazione medio
	z	numero atomico del proiettile
	β	v/c , con v velocità del proiettile
	γ	$1/\sqrt{1-\beta^2}$

TABELLA 2. Grandezze che compaiono nell'equazione di Bethe-Bloch

la presenza del plateau di Fermi in cui dE/dx è pressoché costante. Consideriamo infine

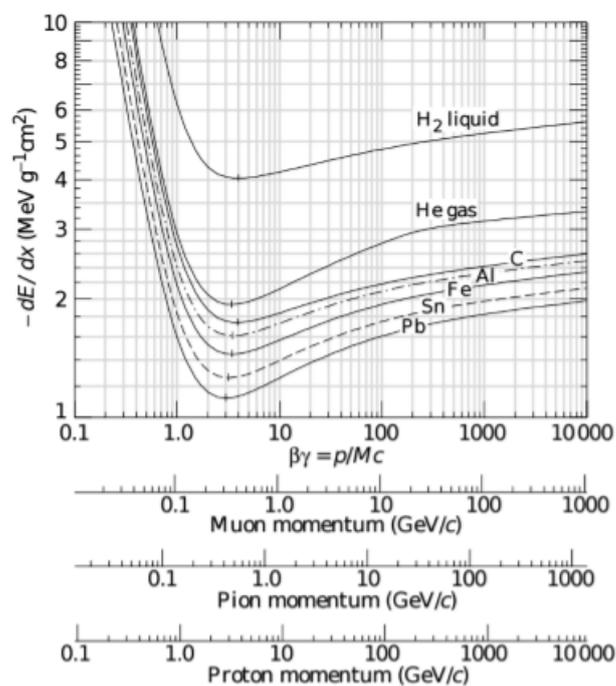


FIGURA 1.2.1. Andamento di $dE/d\chi$ (con $\chi = x\rho$) di muoni pioni e protoni per diversi materiali in funzione del valore di $\beta\gamma$ delle particelle incidenti.

l'andamento dell'energia depositata nel mezzo in funzione della distanza percorsa, rappresentato in Figura 1.2.2. Se le particelle entrano nel mezzo con una velocità inferiore a quella del punto di minimo, il loro rallentamento comporta un aumento dell'energia depositata, fino ad punto di massimo detto picco di Bragg.

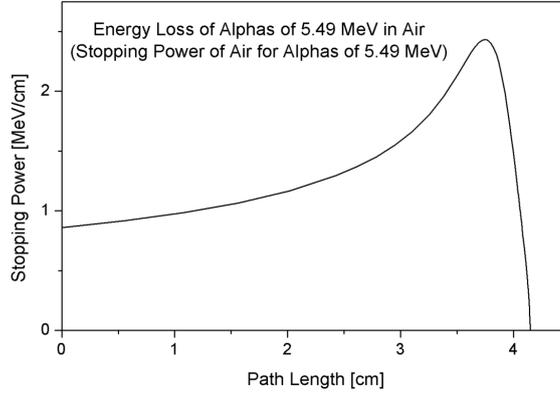


FIGURA 1.2.2. Andamento di dE/dx in funzione della distanza percorsa, per particelle alfa in aria ad una energia di 5.49MeV.

1.2.2. Interazione Nucleare. Le particelle che compongono la radiazione nello spazio profondo (esterno alla magnetosfera) hanno energie superiori alla barriera Coulombiana, è quindi possibile che i nuclei dei raggi incidenti si trovino estremamente vicini ai nuclei del bersaglio e che possano quindi risentire della forza nucleare forte. A queste energie, l'interazione forte comporta oltre alla conservazione del numero barionico anche la conservazione del numero totale di protoni e di neutroni, si parla quindi di processi di frammentazione nucleare.

Gli effetti della frammentazione dipendono dal parametro di impatto, cioè dalla distanza minima tra le traiettorie delle particelle coinvolte. In caso di collisione centrale si ha la disintegrazione di entrambi i nuclei (ad eccezione dei protoni, che non possono essere frammentati a queste energie). In caso di collisione periferica la frammentazione coinvolge solamente alcuni nucleoni e può essere descritta dal modello di Serber, rappresentato in Figura 1.2.3. Questo modello divide l'interazione in due fasi: una prima fase di abrasione, che genera un insieme di frammenti eccitati detto *fireball*, e poi una seconda fase di ablazione in cui i frammenti si diseccitano con l'emissione di protoni, neutroni e nuclei leggeri. Nel caso in cui le particelle incidenti siano neutroni o protoni la frammentazione interessa solamente il bersaglio, altrimenti la fase di abrasione coinvolge sia il proiettile che il bersaglio.

La sezione d'urto per i processi di frammentazione può essere approssimata dalla formula di Bradt-Peters, che aggiunge alla sezione d'urto geometrica $\sigma = \pi r_0^2 \left[A_p^{\frac{1}{3}} + A^{\frac{1}{3}} \right]^2$ due correzioni semi-empiriche dipendenti dall'energia:

$$\sigma = \pi r_0^2 c_1(E) \left[A_p^{\frac{1}{3}} + A^{\frac{1}{3}} - c_2(E) \right]^2 \quad (1.2.2)$$

dove r_0 è il raggio di un nucleone, A_p e A sono i numeri di massa del proiettile e del bersaglio, c_1 e c_2 sono i termini correttivi.

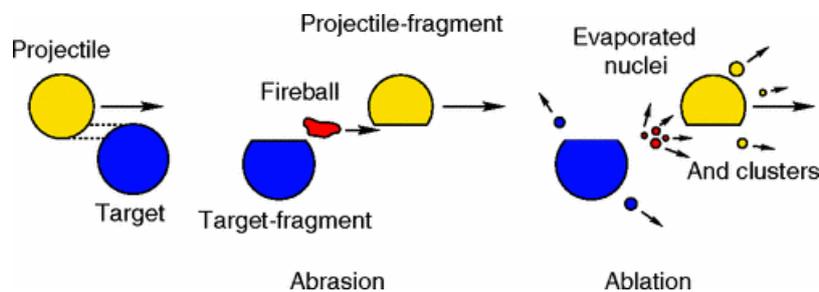


FIGURA 1.2.3. Rappresentazione del modello di Serber per la frammentazione nucleare

1.3. Radioprotezione - quantificare il rischio

L'obiettivo della radioprotezione applicata ai viaggi spaziali interplanetari è quello di portare il rischio associato all'esposizione ai vari tipi di radiazione al di sotto di un valore considerato accettabile. Sono quindi necessari degli strumenti che permettano di quantificare gli effetti dannosi derivanti dall'interazione tra radiazione e materiale biologico.

1.3.1. Dose Assorbita. La dose assorbita D_{as} è definita come la quantità di energia assorbita dal mezzo irradiato per unità di massa.

$$D_{as} = \frac{dE}{dm} \quad (1.3.1)$$

Nel Sistema Internazionale la dose assorbita si misura in gray (Gy), dove 1Gy corrisponde all'assorbimento di 1 J di energia da parte di 1 kg di materiale irradiato.

1.3.2. Dose Equivalente. La dose equivalente D_{eq} è data dalla dose assorbita D_{as} modulata secondo un fattore di pericolosità w_R , dipendente dal tipo di radiazione. Nel caso di fasci composti si eseguirà una sommatoria sui diversi tipi di radiazione.

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

1.3.3. Dose Efficace. La dose efficace D_{ef} si ottiene dalla dose equivalente, pesata a seconda del tipo di tessuto irradiato tramite il fattore w_T . Anche in questo caso si effettua una somma sulle eventuali diverse tipologie di tessuti.

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

Sia la dose equivalente che la dose efficace di misurano in sievert (Sv), un'unità di misura definita in modo che gli effetti biologici dovuti all'assorbimento di 1 Sv di un qualsiasi tipo di radiazione coincidano con quelli dovuti all'assorbimento di 1 Gy di raggi γ . In Tabella 3 sono riportati alcuni valori per i fattori w_R e w_T per diverse tipologie di radiazioni e di tessuti. Per quanto riguarda i neutroni, secondo le indicazioni della *Commissione Internazionale di Protezione Radiologica* (ICRP), w_R è una funzione continua dell'energia del neutrone.

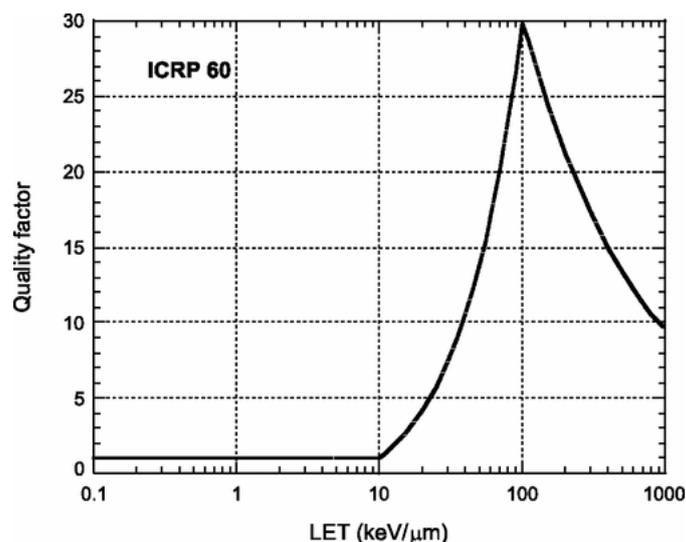
Tipo di radiazione	w_R
raggi γ	1
elettroni	1
protoni	2
particelle α e ioni pesanti	20
neutroni	2-20
Tessuto	w_T
midollo osseo, seno, polmoni, colon, stomaco	0.12
gonadi	0.08
vescica, reni, esofago, tiroide	0.04
cervello, ossa, ghiandole salivari	0.01

TABELLA 3. Valori di w_R e w_T per diversi tipi di radiazioni e di tessuti

Il valore di $w_R = 20$ per i nuclei pesanti costituisce una buona stima per quanto riguarda la radioprotezione applicata a procedure mediche o professionali sulla Terra. Per i viaggi spaziali, il contributo significativo dato dai nuclei pesanti alla dose totale rende necessario un approccio più realistico per il calcolo della dose efficace [3]. Perciò, secondo le raccomandazioni dell'ICRP, la dose efficace viene calcolata come:

$$D_{ef} = \int Q(L)D(L) dL \quad (1.3.4)$$

dove $L = dE/dx$ è il *Linear Emission Transfer* (LET), D è la dose assorbita in funzione di L e Q è il fattore di qualità. A differenza dei fattori w_R , il fattore di qualità dipende dal LET (Figura 1.3.1) e permette di calcolare in modo più preciso la dose efficace.

FIGURA 1.3.1. Andamento del fattore di qualità Q in funzione del Linear Emission Transfer (LET)

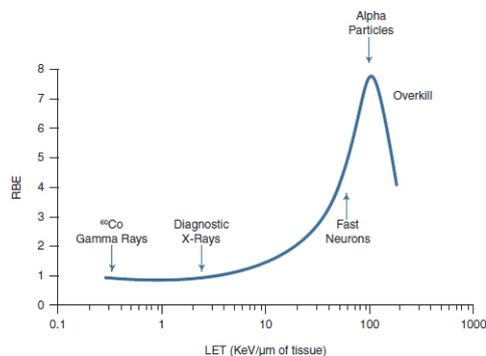


FIGURA 1.3.2. Andamento della RBE in funzione del LET

1.3.4. Relative Biological Effectiveness. La *Relative Biological Effectiveness* (RBE) è definita come il rapporto tra la dose di una certa radiazione di riferimento D_X (solitamente raggi γ) e dose della radiazione in esame D_R , necessarie a produrre lo stesso effetto biologico.

$$RBE = \frac{D_X}{D_R} \quad (1.3.5)$$

In Figura 1.3.2 è riportato l'andamento della RBE in funzione dell'energia depositata per unità di lunghezza (LET).

1.3.5. Limiti di Esposizione. La dose efficace permette di fissare dei limiti per l'esposizione a radiazioni. Questi limiti sono calcolati in base al rischio di insorgenza di tumori, considerando che gli effetti acuti si dovranno certamente manifestare a dosi maggiori. In media, gli abitanti della Terra assorbono una dose efficace di circa 3 mSv ogni anno. Per gli astronauti, il limite alla dose efficace assorbita nell'arco della carriera è di circa 1 Sv, con valori che variano in base a età, genere e agenzia spaziale. Si riportano alcuni esempi nelle tabelle 4 e 5 [3, 5].

Agenzia Spaziale	Genere	Dose efficace massima (Sv) all'età di			
		30	35	40	45
NASA	f	0.47	0.55	0.75	1.1
	m	0.62	0.72	0.95	1.5
JAXA	f	0.6	0.8	0.9	1.1
	m	0.6	0.9	1.0	1.2
ESA	f, m			1.0	
FSA	f, m			1.0	
CSA	f, m			1.0	

TABELLA 4. Limiti alla dose assorbita per la protezione da danni stocastici in diverse agenzie spaziali, a seconda di età e genere dell'astronauta. La dose si riferisce ad una carriera di 10 anni.

La dose efficace per le missioni su Marte può essere stimata a partire dai dati raccolti nel Mars Science Laboratory, da cui risulta una dose equivalente dovuta a GCR di 1.84 mSv/giorno per la fase di viaggio e di 0.64 mSv/giorno durante la permanenza su

tempo di esposizione	Dose efficace massima (Sv) per		
	pelle	occhi	midollo osseo
1 mese	1.5	1.0	0.25
1 anno	3.0	2.0	0.50
carriera (10 anni)	6.0	4.0	prevale il limite stocastico

TABELLA 5. Limiti alla dose assorbita per danni deterministici, a seconda del tempo di esposizione

Marte [6]. Bisogna considerare che questi dati sono stati raccolti durante un periodo di attività solare massima, in cui quindi è minima l'intensità dei GCR. Nonostante questo il contributo dovuto a SPE è inferiore al 5% della dose totale, poiché ci troviamo in un periodo di attività solare globalmente poco intensa. A partire da questi dati si può ricavare la dose efficace totale assorbita durante alcune ipotetiche missioni di esplorazione spaziale, riportata in Tabella 6 insieme ai valori relativi a missioni NASA passate [7].

Missione	durata, destinazione	Dose (mSv)
Space Shuttle Mission 41-C	8 giorni, LEO	5.59
Apollo 14	9 giorni, Luna	11.4
Skylab 4	87 giorni, LEO	178
ISS Mission	circa 6 mesi, LEO	160
Mars Inspiration	501 giorni di viaggio, Marte	920
Mars Sortie	180 giorni di viaggio e 30 di permanenza, Marte	700
Mars Base	180 giorni di viaggio e 500 di permanenza, Marte	980

TABELLA 6. Dose efficace per quattro missioni NASA passate e per tre ipotetiche missioni di esplorazione verso Marte. Con LEO (*Low Earth Orbit*) si indica la zona compresa tra 160km e 2000km di altitudine.

Questi valori sono estremamente vicini al limite di carriera, che verrebbe addirittura superato per alcune categorie. La struttura attuale delle navicelle spaziali perciò non è in grado di proteggere adeguatamente gli astronauti dalla radiazione presente nello spazio interplanetario; per rendere possibile l'esplorazione di Marte sarà necessario introdurre nuovi metodi di radioprotezione.

1.4. Radioprotezione - ridurre il rischio

Sulla Terra la radioprotezione è basata principalmente su tre strategie atte a diminuire la dose efficace assorbita:

- (1) aumentare la distanza dalla fonte delle radiazioni
- (2) diminuire i tempi di esposizione
- (3) schermare la radiazione

Per quanto riguarda i viaggi spaziali il primo principio non è applicabile in quanto la radiazione GCR e SPE è isotropa. Per quanto riguarda la seconda strategia, un modo per diminuire i tempi di esposizione senza limitare gli obiettivi della missione è sicuramente quello di introdurre metodi di propulsione più efficaci, che permettano di diminuire i

tempi di viaggio tra Terra e Marte. Nonostante lo sviluppo di nuovi metodi di propulsione sia molto promettente per il futuro, ad ora la terza strategia rimane quella maggiormente applicabile. La schermatura può essere passiva, cioè basata su scudi che bloccano le particelle o comunque ne diminuiscono la pericolosità, oppure attiva e quindi basata su dispositivi in grado di deviare la traiettoria delle particelle cariche.

1.4.1. Schermatura Passiva. Per quanto riguarda la schermatura passiva, gli effetti sono molto diversi prendendo in esame SPE e GCR.

Schermare le SPE. Le SPE hanno generalmente energia più bassa rispetto ai GCR. Gli eventi solari intensi, che possono dare luogo a effetti collaterali molto gravi quali la sindrome acuta da radiazione, sono di natura episodica e hanno una durata limitata nel tempo. Le attuali navicelle spaziali hanno una struttura in alluminio che offre una schermatura di $5g/cm^2$, considerando anche il carico dell'astronave si raggiunge in alcune zone una schermatura efficace di $20g/cm^2$ Al che è in grado di bloccare protoni con energia fino a 200MeV (Figura 1.4.1) [6]. Questo livello di schermatura è sufficiente come protezione dalla radiazione intrappolata nelle fasce di Van Allen e dalla maggior parte delle SPE. In previsione di eventi solari più intensi è inoltre possibile costruire un rifugio con schermatura superiore a $20g/cm^3$ Al in cui gli astronauti potrebbero rifugiarsi durante la fase più intensa della tempesta solare, la cui durata è limitata a poche ore.

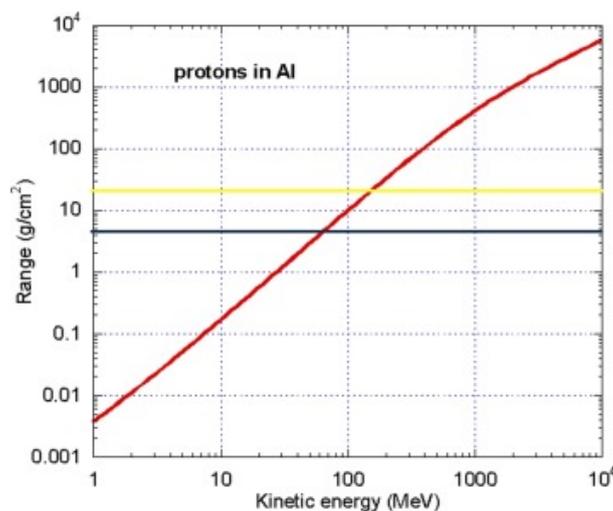


FIGURA 1.4.1. Range dei protoni in funzione della loro energia cinetica, le due linee orizzontali corrispondono ad un range di $5g/cm^3$ (ordinarie pareti in alluminio di una navicella spaziale) e di $20g/cm^3$ (schermatura efficace considerando le pareti e l'equipaggiamento interno)

Dalla formula di Bethe-Bloch (equazione 1.2.1) notiamo che il *Mass Stopping Power* diminuisce all'aumentare del numero di massa del bersaglio.

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \propto \frac{Z}{A} \quad (1.4.1)$$

Materiali ad alto contenuto di idrogeno quali acqua (H_2O) e polietilene (C_2H_4) risultano quindi maggiormente efficaci dell'alluminio nella schermatura delle SPE (Figura 1.4.2).

Il polietilene è attualmente usato per la radioprotezione a bordo della Stazione Spaziale Internazionale.

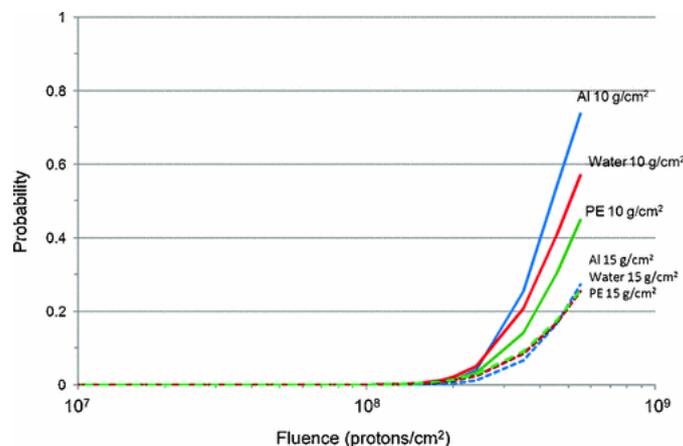


FIGURA 1.4.2. Probabilità di superare la dose massima mensile di 250 mSv per il midollo osseo (stabilita da NASA), in funzione del flusso di protoni con energia superiore a 100MeV. I valori sono riportati per due diversi spessori di alluminio, acqua e polietilene

Schermare i GCR. La schermatura dei GCR è invece più problematica, a causa delle maggiori energie in gioco e del contributo dovuto alle HZE (Figura 1.4.3). Aumentare lo spessore delle pareti, oltre a provocare un aumento del peso dell'astronave e quindi dei costi della missione, si rivela una soluzione poco efficace nella schermatura dai GCR. Infatti vediamo in Figura 1.4.4 che la dose equivalente dovuta ai GCR è praticamente indipendente dallo spessore di alluminio considerato. Per questo, considerando spessori sempre maggiori l'efficacia della schermatura per la totalità delle radiazioni diminuisce drasticamente, come mostrato in Figura 1.4.5. Per le Radiazione Cosmica di Fondo è quindi impensabile l'impiego di scudi in grado di fermare completamente le particelle. In questa situazione, il rallentamento delle particelle mediante interazione elettromagnetica è paradossalmente dannoso, in quanto una diminuzione della velocità comporta un maggiore LET e di conseguenza un livello più alto di RBE. Per rendere la radiazione meno pericolosa sono più efficaci i fenomeni di frammentazione nucleare, che creano particelle con carica elettrica minore e quindi RBE più bassa.

Il numero di interazioni nucleari per unità di massa è proporzionale a σ/A , dove σ è la sezione d'urto del processo. Dall'espressione della sezione d'urto per la frammentazione nucleare (equazione 1.2.2), vediamo che:

$$\frac{\sigma}{A} \propto A^{-\frac{1}{3}} \quad (1.4.2)$$

perciò diminuendo il numero di massa A del bersaglio si ha un aumento della probabilità di frammentazione nucleare per le particelle incidenti. Un altro fenomeno da tenere in considerazione è la produzione di neutroni in seguito a frammentazione nucleare. I neutroni, essendo privi di carica elettrica, non sono più sottoposti ad interazione elettromagnetica e dopo la frammentazione continuano a propagarsi senza ulteriori perdite di energia, generando un innalzamento rilevante della dose efficace. Per tutte queste

considerazioni vediamo che, anche in questo caso, materiali ricchi di idrogeno (o il caso limite dell'idrogeno liquido, non utilizzabile nella pratica) risultano più efficaci rispetto al classico alluminio.

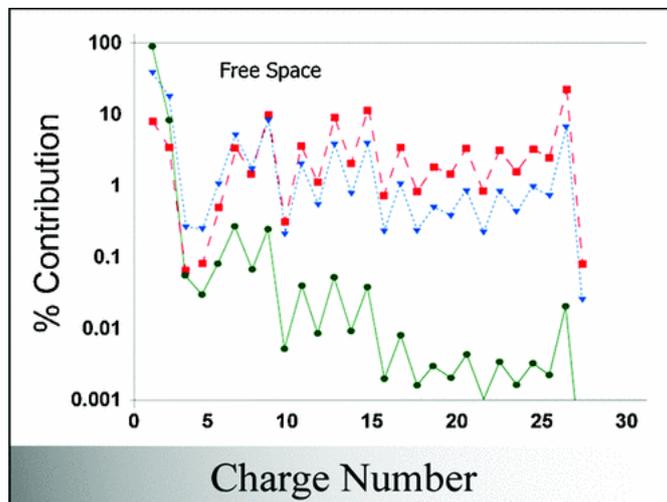


FIGURA 1.4.3. Contributo percentuale al flusso (in verde), alla dose assorbita (azzurro) e alla dose equivalente (rosso) in funzione del numero atomico Z per le diverse componenti dei GCR nello spazio interplanetario.

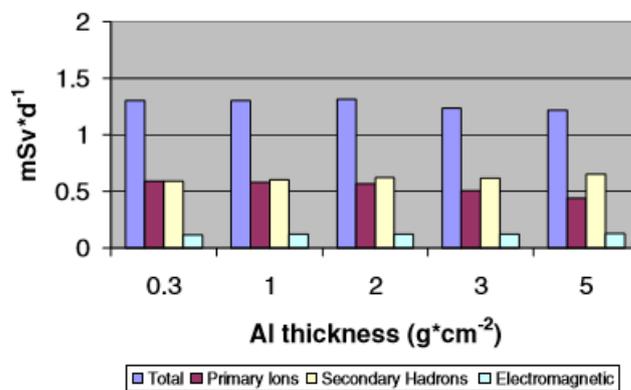


FIGURA 1.4.4. Dose equivalente giornaliera nel fegato a causa dell'esposizione a GCR in condizioni di minimo solare, per diversi spessori di uno schermo in alluminio.

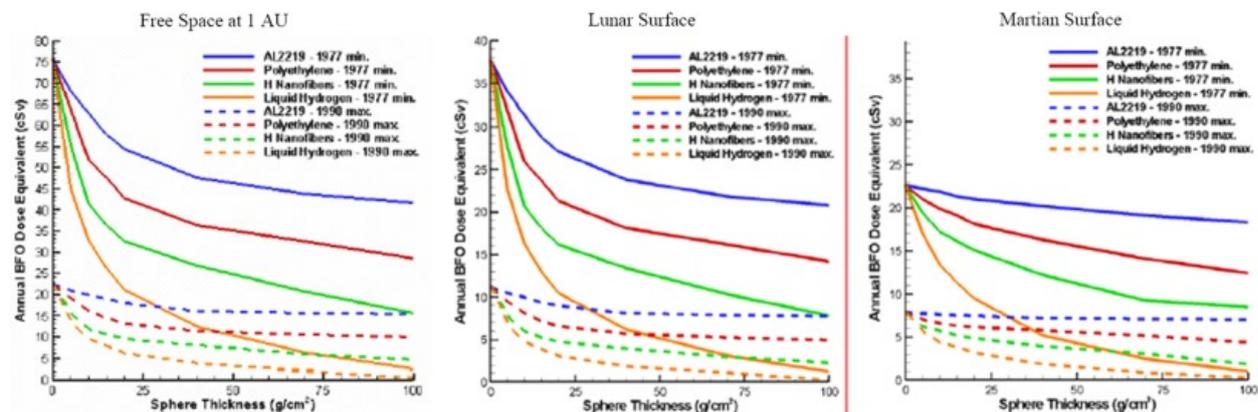


FIGURA 1.4.5. Dose annuale per i Blood-Forming Organs (BFO) in funzione dello spessore per schermi di diversi materiali, in condizioni di minimo solare (linee continue) e di massimo (linee tratteggiate). Si considera il contributo dovuto a tutte le forme di radiazione (SPE e GCR).

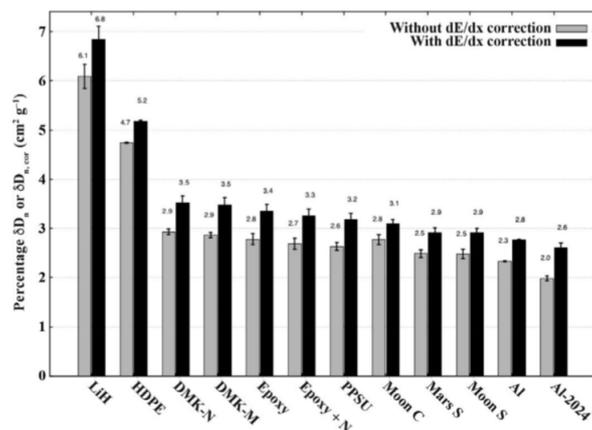


FIGURA 1.4.6. valori di δD_n (grigio) e di $\delta D_{n,corr}$ (nero) per diversi materiali colpiti da un fascio di ^{56}Fe con energia pari a 970MeV per nucleone.

Efficacia della schermatura. Per valutare l'efficacia di un certo materiale come scudo dalla radiazione si può utilizzare la riduzione della dose δD

$$\delta D = 1 - \frac{(D_{out}/D_{in})_T}{(D_{out}/D_{in})_0} \quad (1.4.3)$$

Dove D_{in} e D_{out} rappresentano la dose prima e dopo l'interazione con il bersaglio T che si intende studiare. La differenza viene divisa per la stessa variazione misurata senza il bersaglio, indicata come $(D_{out}/D_{in})_0$. In questo modo si elimina la riduzione della dose dovuta all'interazione delle particelle con l'apparato sperimentale e con le porzioni di aria attraversata, isolando solamente il contributo dovuto al bersaglio in esame. Evidentemente maggiore è il valore di δD maggiore sarà l'efficacia radioprotettiva

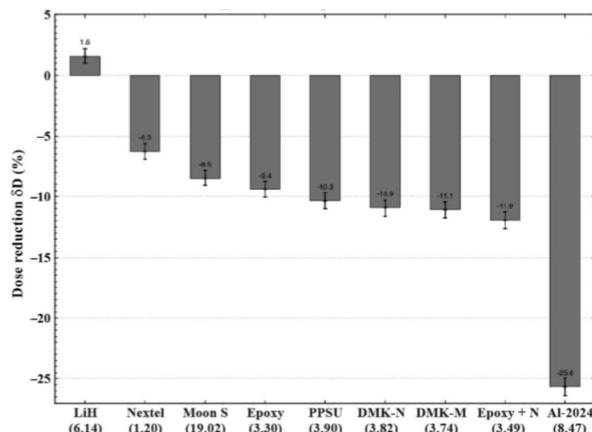


FIGURA 1.4.7. valori di δD per diversi materiali colpiti da un fascio di ${}^4\text{He}$ con energia pari a 1 GeV per nucleone.

Materiale		Densità (g/cm^3)
LiH	Idruro di Litio	0.53
HDPE	High-density polyethylene	0.97
DMK-N	Demokritos non magnetizzato	1.073
DMK-M	Demokritos magnetizzato	1.073
Epoxy		1.153
Epoxy+N	Epoxy con nanotubi di carbonio	1.153
Moon C	Cemento lunare DNA-1	1.64
Moon S	Simulante del suolo lunare ORBITEC JSC-1	1.76
Mars S	Simulante del suolo marziano ORBITEC JSC-1	0.93
Al	Alluminio	2.7
Al-2024	Lega di Alluminio	2.694
Nextel		1.1429
CFRP	Carbon Fiber Reinforced Plastic	1.5
PPSU	Polyphenylsulfone	1.29

TABELLA 7. Descrizione dei materiali per cui riduzione alla dose incidente è riportata nelle figure 1.4.6 e 1.4.7

del materiale considerato. Per confrontare materiali di spessore diverso si considera una riduzione di dose normalizzata δD_n :

$$\delta D_n = \frac{\delta D}{x\rho} = \frac{1}{t} \left[1 - \frac{(D_{out}/D_{in})_T}{(D_{out}/D_{in})_0} \right] \quad (1.4.4)$$

dove x rappresenta lo spessore del bersaglio e ρ la sua densità, il prodotto $x\rho = t$ è quindi la densità per unità di superficie del bersaglio.

In Figura 1.4.6 sono riportati i valori di δD_n e di $\delta D_{n,corr}$ (un parametro corretto in modo da evidenziare gli effetti di riduzione della dose dovuti alla frammentazione del fascio, trascurando l'aumento dovuto al rallentamento delle particelle) per diversi materiali campione colpiti da un fascio di ${}^{56}\text{Fe}$ con energia di 970 MeV per nucleone [8]. I materiali considerati sono riportati in Tabella 7. I materiali ricchi di idrogeno

quali l'idruro di litio (LiH) e il polietilene ad alta densità (HDPE) causano una riduzione maggiore della dose efficace. Se combinato con strati di altri materiali (Al-2024, Epoxy, Nextel e CFRP) l'idruro di Litio può portare ad una riduzione della dose efficace del 35% circa [8]. Questi risultati, ottenuti con un fascio di particelle di un unico tipo, non sono però indicativi del comportamento del materiale colpito dai GCR, che contengono al suo interno diversi tipi di particelle. Gli stessi materiali producono esiti totalmente diversi se irradiati con particelle più leggere, come ad esempio nuclei ^4He (Figura 1.4.7). In questo caso, ad eccezione dell'idruro di litio, δD assume valori negativi cioè la dose dopo il bersaglio è maggiore rispetto alla dose incidente.

1.4.2. Schermatura Attiva. La schermatura attiva si basa sull'uso di campi magnetici, che possono essere non confinati oppure confinati, per deviare le particelle cariche.

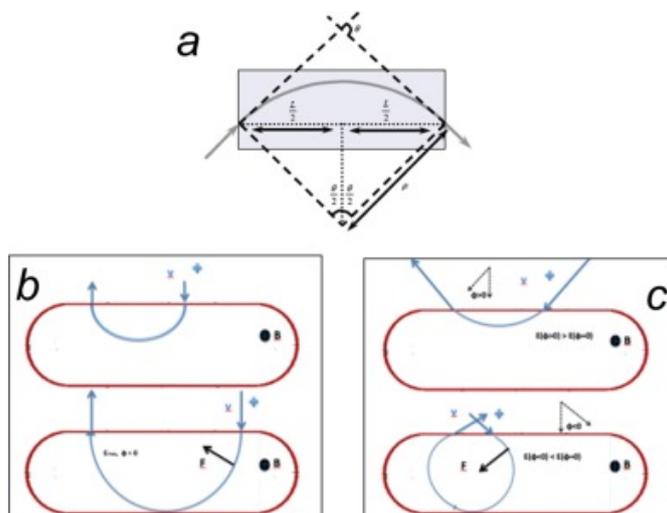


FIGURA 1.4.8. Schema della deflessione di particelle cariche da parte di un campo magnetico non confinato (a), e di una bobina per il campo magnetico toroidale (b) e (c).

Campo magnetico non confinato. Consideriamo una particella di carica Ze immersa in un campo magnetico B costante. Come mostrato in Figura 1.4.8 (a), questa verrà deflessa di un certo angolo θ in modo che

$$\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{L}{2\rho} \quad (1.4.5)$$

dove L rappresenta la dimensione della zona coperta dal campo magnetico, mentre ρ è il raggio di curvatura della particella. Nell'approssimazione di angolo piccolo si ha quindi

$$\theta \simeq \frac{L}{\rho} = \frac{BL}{R}, \quad \text{con } R = B\rho = \frac{pc}{Ze} \quad (1.4.6)$$

Considerando come esempio protoni con energia pari a 10 GeV si ottiene R superiore a 35 Tm, perciò per generare una deviazione utile alla schermatura sarebbe necessario un campo magnetico estremamente intenso, ottenibile solo tramite magneti superconduttori. Per questo si concentra l'attenzione sull'utilizzo di campi magnetici confinati [9].

Campo magnetico confinato. I campi magnetici confinati hanno il vantaggio di generare un momento di dipolo magnetico totale nullo, in modo che la navicella non sia soggetta a rotazioni sotto l'influenza del campo magnetico terrestre o di altri pianeti. Inoltre, il campo magnetico sarebbe confinato all'esterno della zona abitabile, in modo da non sottoporre gli astronauti a potenziali effetti dannosi. Una configurazione particolarmente efficace è quella data da un campo magnetico toroidale, ottenuto tramite bobine che circondano l'astronave come rappresentato in Figura 1.4.9. In Figura 1.4.8

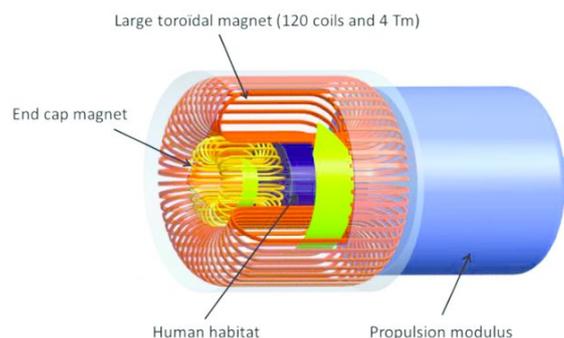


FIGURA 1.4.9. Schema di un campo magnetico toroidale per la radioprotezione di una navicella spaziale

(b) e (c) è rappresentata la deflessione per particelle cariche con diversi angoli di incidenza in presenza di una struttura di questo genere. Le particelle sono sottoposte alla forza di Lorentz $F = qvB \sin\phi$, il raggio di curvatura ρ è quindi dato da

$$\rho = \frac{p_{\perp}}{qB} \quad (1.4.7)$$

Dalla Figura (c) vediamo che le particelle riescono a penetrare nella zona abitabile se $\rho > L/2$, dove L è lo spessore della bobina. Per i protoni questo accade ad un'energia cinetica di 250MeV (energia di cutoff), considerando un valore di $BL = 5Tm$.

1.4.3. Propulsione. La riduzione del tempo impiegato per il raggiungimento di Marte sarebbe la soluzione ideale, non solo per quanto riguarda la radioprotezione ma anche per i rischi associati a microgravità e isolamento. Una riduzione del tempo di transito a circa un mese, ad esempio, ridurrebbe la dose efficace ad un valore di 100 mSv. Tuttavia la potenza necessaria (vedere Figura 1.4.10) non è ottenibile tramite la tradizionale propulsione chimica, ma richiederebbe propulsori nucleari che dovrebbero essere lanciati separatamente e assemblati nella bassa orbita terrestre.

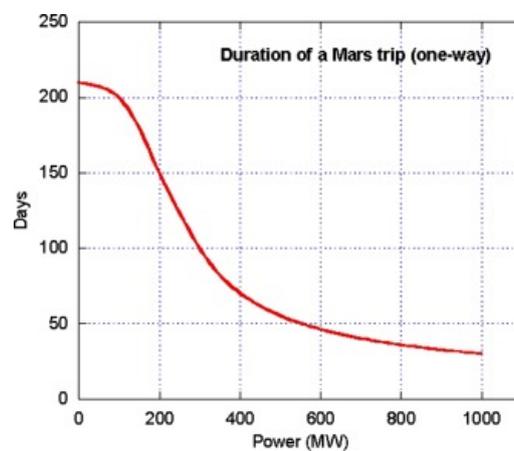


FIGURA 1.4.10. Durata di un viaggio verso Marte in funzione della potenza di propulsione

2. L'esperimento FOOT

L'esperimento FOOT (*FragmentatiOn Of Target*) ha come obiettivo lo studio dei processi di frammentazione nucleare che coinvolgono il bersaglio. In particolare, l'esperimento si propone di identificare tali frammenti e di misurarne energia e direzione, per poter calcolare la sezione d'urto totale e differenziale del processo. Oltre ad essere di grande importanza per la radioprotezione, la conoscenza dei processi di frammentazione nucleare è fondamentale in adroterapia per una pianificazione ottimale del trattamento.

2.1. La Cinematica Inversa

Studiare la frammentazione del bersaglio risulta più difficoltoso rispetto alla frammentazione del proiettile, in quanto le particelle prodotte hanno un range estremamente corto. Come riportato in Tabella 1, si osserva infatti che i frammenti da studiare hanno un range massimo dell'ordine delle decine di μm ed è quindi impossibile che escano dal bersaglio per essere rivelati. Per ovviare a questa difficoltà, l'esperimento FOOT utilizza la tecnica della cinematica inversa, che si basa sull'invarianza relativistica della sezione d'urto per l'interazione nucleare. Di fatto viene invertito il ruolo del bersaglio (materiale biologico) e del proiettile (protoni) per poter misurare le grandezze relative alle particelle prodotte. Dopo di che si applica un boost di Lorentz inverso che riporta le grandezze misurate al sistema di riferimento di interesse, ovvero quello in cui i protoni incidono sul materiale biologico. L'uso di protoni è necessario affinché la frammentazione riguardi solamente i nuclei di ^{12}C e ^{16}O , che vengono impiegati per rappresentare la composizione del corpo umano.

Secondo quanto appena illustrato sarebbe quindi necessario utilizzare un bersaglio di idrogeno sul quale far incidere i fasci di carbonio e di ossigeno. Nella realtà questo è difficilmente realizzabile poiché l'idrogeno a temperatura ambiente è allo stato gassoso, e quindi la probabilità di interazione è molto bassa. La sezione d'urto dell'idrogeno è invece calcolata per differenza mettendo in successione un bersaglio di polietilene (C_2H_4)

Frammento	Range (μm)	Frammento	Range (μm)
^{15}O	2.3	^{10}B	9.9
^{15}N	2.5	7Be	15.7
^{14}N	3.6	6Li	26.7
^{13}C	5.4	4He	48.5
^{12}C	6.2	3He	38.8
^{11}C	7.0	2H	68.9

TABELLA 1. Valori attesi del range per frammenti del bersaglio prodotti da un fascio di protoni a 180MeV in acqua [10].

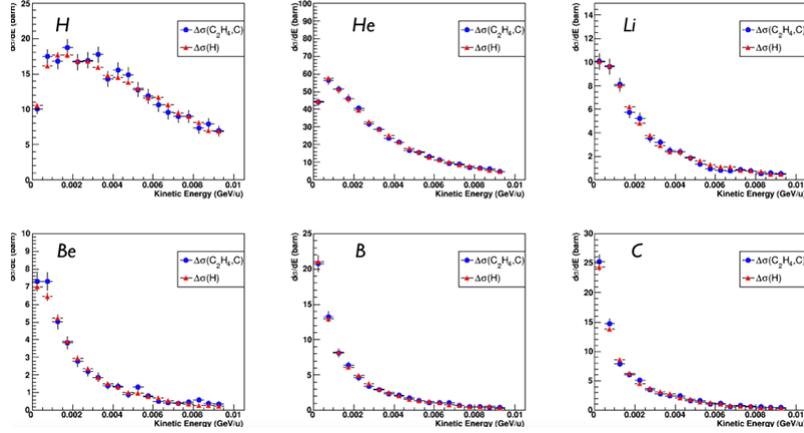


FIGURA 2.1.1. Sezioni d'urto ricavate tramite simulazioni con il codice FLUKA per bersagli di idrogeno (rosso) e per differenza secondo la formula 2.1.1 (blu)

e uno di grafite [11]:

$$\frac{d\sigma}{dE}(H) = \frac{1}{4} \left[\frac{d\sigma}{dE}(C_2H_4) - 2 \frac{d\sigma}{dE}(C) \right] \quad (2.1.1)$$

Una formula analoga può essere applicata per il calcolo della sezione d'urto differenziale rispetto alla direzione dei frammenti. La validità di questo approccio è dimostrata da simulazioni effettuate con il codice FLUKA, i cui risultati sono riportati in Figura 2.1.1; si osserva che la sezione d'urto ricavata per differenza è consistente con quella calcolata per un bersaglio di idrogeno. Inoltre, il calcolo della sezione d'urto dell'idrogeno per differenza è stato eseguito sperimentalmente in precedenza utilizzando bersagli in C e CH_2 [12].

2.2. L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale è stato progettato in modo da garantire una precisione elevata rimanendo allo stesso tempo facilmente trasportabile.

Considerando fasci di ioni a 200 MeV si vede che i frammenti pesanti ($Z \geq 3$) vengono prodotti con una semi-apertura rispetto alla direzione del fascio incidente inferiore a 10° ; questo valore si riduce a 5° considerando un fascio a 700MeV (Figura 2.2.1). Al contrario, i frammenti leggeri sono caratterizzati da deviazioni più ampie rispetto alla direzione iniziale del fascio. L'apparato sperimentale prevede due setup differenti finalizzati alla rivelazione di frammenti pesanti e leggeri, con diversi angoli di accettazione. Una struttura diversa, in grado di ricevere sia i frammenti pesanti che quelli leggeri, avrebbe infatti reso l'apparato molto grande e difficile da trasportare.

2.2.1. Setup per frammenti pesanti. Il setup per i frammenti pesanti ($Z \geq 3$) permette di misurare la quantità di moto p , il tempo di volo TOF (dall'inglese *Time Of Flight*), lo *Stopping Power* dE/dx e l'energia cinetica E_k dei frammenti prodotti. Come verrà descritto nel capitolo seguente, dai valori di queste grandezze è possibile identificare univocamente i frammenti ricostruendone il numero atomico Z e numero

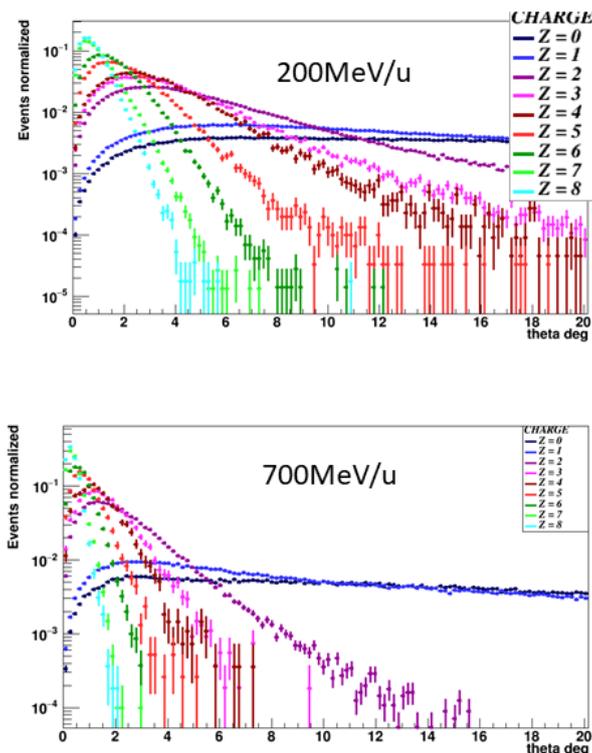


FIGURA 2.2.1. Angoli di emissione per frammenti con numero atomico Z compreso tra 1 e 8, considerando un fascio incidente a 200MeV/u e a 700MeV/u.

di massa A , per poi calcolare la sezione d'urto differenziale conoscendo l'energia e la direzione di emissione. Per poter identificare correttamente i frammenti, la precisione delle misure deve mantenersi entro i limiti seguenti:

$$\begin{aligned}
 \frac{\sigma_p}{p} &\leq 5\% \\
 \sigma_{TOF} &\leq 100ps \\
 \frac{\sigma_{E_k}}{E_k} &\leq 2\% \\
 \frac{\sigma_{\Delta E}}{\Delta E} &\leq 5\%
 \end{aligned} \tag{2.2.1}$$

dove ΔE è l'energia depositata in uno strato sottile di materiale, utilizzata per il calcolo dello *Stopping Power*.

Lo schema dell'apparato sperimentale è riportato in Figura 2.2.2. Descriviamo ora in dettaglio le varie componenti e la loro funzione all'interno dell'esperimento.

Start Counter. Lo Start Counter ha la duplice funzione di trigger (indicando l'arrivo di una particella del fascio) e di registrare il tempo iniziale per la misura di *TOF*. Consiste in uno scintillatore plastico quadrato EJ-204, con lato di 50mm e spessore pari a 250 μ m. I fotoni prodotti nello scintillatore sono letti da 24 SiPM (*Silicon Photo Multiplier*) posti sui quattro lati dello scintillatore. Lo spessore dello scintillatore è scelto

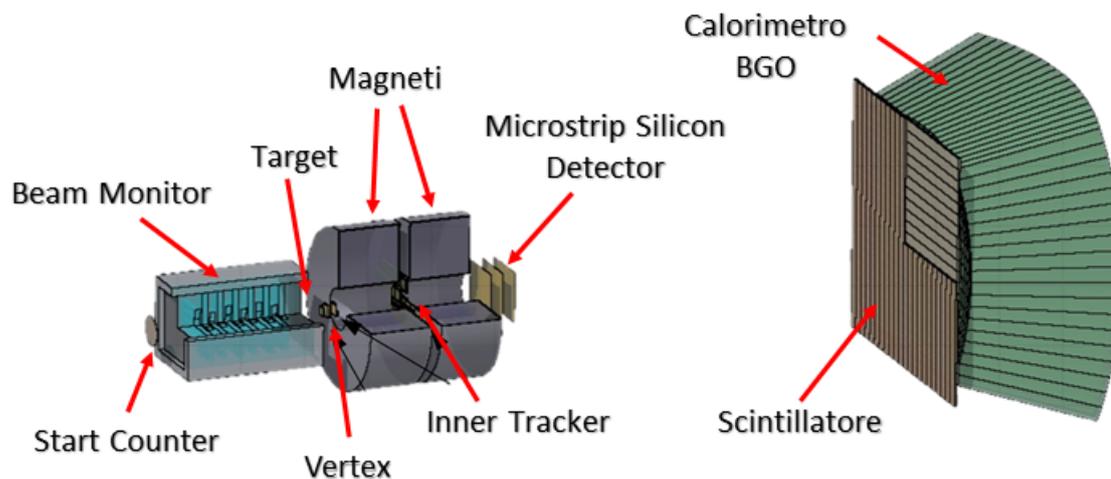


FIGURA 2.2.2. Rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale di FOOT

in modo da minimizzare gli eventi di frammentazione prima del bersaglio, mantenendo allo stesso tempo un'efficienza del 100% nella rivelazione del passaggio del fascio.

Beam Monitor. Il Beam Monitor è una camera a deriva necessaria per raccogliere informazioni sul fascio incidente e, in particolare, determinare il punto in cui questo incide sul bersaglio. La camera a deriva è composta da dodici strati di fili anodici, ognuno dei quali è compreso tra due piani catodici. Il passaggio delle particelle ionizzanti nel gas contenuto all'interno della camera a deriva determina la produzione di ioni positivi ed elettroni, i quali generano un impulso nel filo anodico più vicino. Nell'esperimento FOOT si utilizza per il Beam Monitor una miscela di gas $Ar/CO_2 = 80/20$.

I fili giacciono sul piano perpendicolare alla direzione di propagazione del fascio, che identificheremo con l'asse z ; alternando strati di fili paralleli all'asse x con strati di fili diretti lungo y si possono ricostruire le posizioni successive occupate dalle particelle che attraversano la camera. Ognuno dei dodici strati del Beam Monitor contiene tre fili anodici (fili di sense), che ricevono il segnale, e dei fili catodici (fili di potenziale) necessari a mantenere radiale il campo elettrico. Ognuno dei tre fili anodici riceve gli elettroni prodotti in una cella di dimensione $16 \times 20 \text{ mm}^2$. Misurando il tempo impiegato dagli elettroni a raggiungere il filo di sense si può ricostruire la traccia del fascio incidente con una risoluzione spaziale (nella direzione perpendicolare al fascio) di circa $140 \mu\text{m}$ per i nuclei di carbonio.

Target. In seguito al Beam Monitor è posizionato il bersaglio, composto da uno strato di carbonio e da uno di polietilene per uno spessore totale di circa 2 mm .

Dopo il target, i frammenti attraversano una serie di rivelatori intervallati a regioni in cui è presente un campo magnetico perpendicolare alla direzione del fascio. Questi rivelatori registrano le posizioni successive dei frammenti, dalle quali si può ricavare la

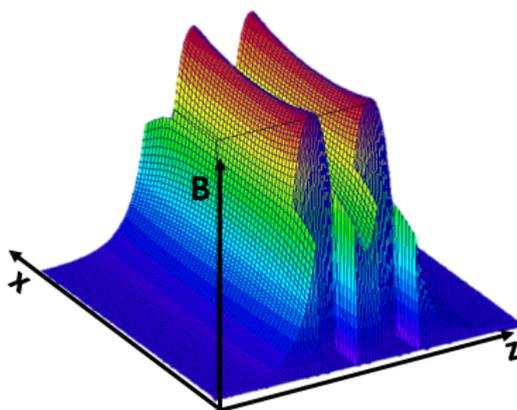
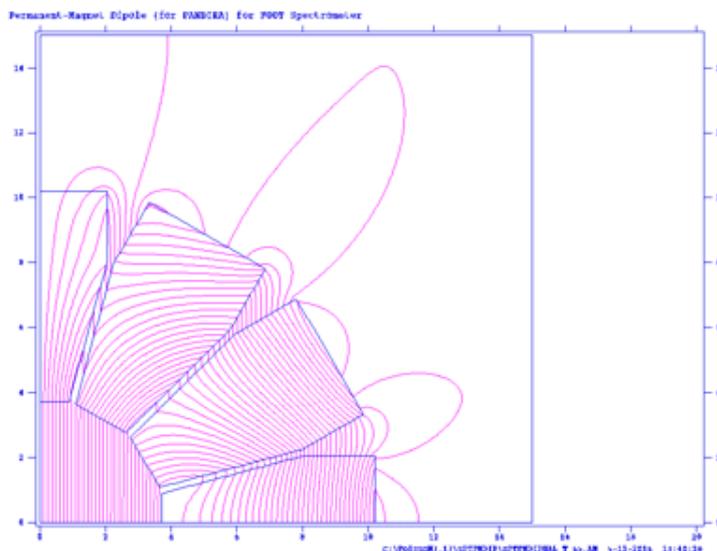


FIGURA 2.2.3. Andamento delle linee di campo magnetico per un magnete di Halbach a 12 blocchi spessi circa 6.5cm [13] (in alto). Andamento del valore del campo magnetico di Halbach B in funzione di x e z (in basso).

curvatura della traccia e quindi l'impulso della particella. Il campo magnetico è prodotto da due magneti permanenti in configurazione di Halbach a geometria cilindrica; come mostrato in Figura 2.2.3 questa configurazione produce un campo magnetico pressoché costante all'interno della cavità cilindrica. I due magneti in SmCo (Samarium-Cobalto) producono un campo magnetico massimo rispettivamente di 1.1T e 0.9T .

Vertex. Il Vertex è posto tra il bersaglio e il primo magnete e ha la funzione di identificare il vertice, cioè il punto in cui i frammenti sono stati prodotti, e di ricostruire il primo segmento della traccia. Questo rivelatore è composto da quattro strati di sensori al silicio Mimosas28 (M28) della famiglia CMOS MAPS (*Monolithic Active Pixel Sensor*). Ogni chip M28 contiene una matrice di 928×960 pixel con sezione di $20.22 \times 22.71\text{mm}^2$ e ha uno spessore ridotto a $50\mu\text{m}$ per minimizzare lo scattering multiplo.

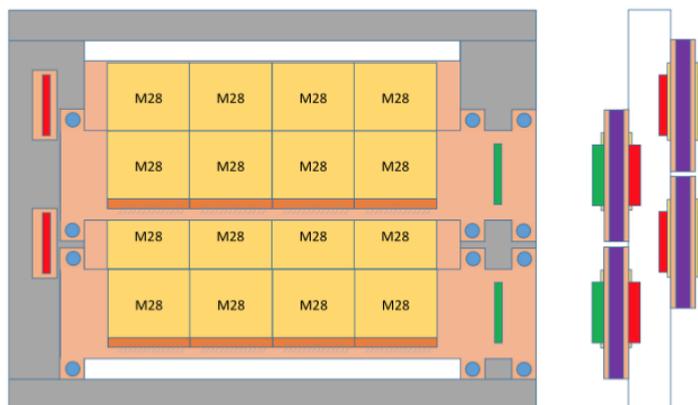


FIGURA 2.2.4. Struttura di uno strato dell'Inner Tracker

Inner Tracker. L'Inner Tracker è posizionato tra i due magneti permanenti e copre una superficie di $8 \times 8 \text{ cm}^2$. Si compone in due strati di rivelatori al silicio, ognuno dei quali contiene 16 sensori M28 analoghi a quelli utilizzati nel Vertex. I sensori M28 hanno una superficie di $2 \times 2 \text{ cm}^2$ e sono disposti secondo lo schema illustrato in Figura 2.2.4. I due piani sono separati da una lastra di SiC spessa 2 mm con densità atomica molto bassa.

Microstrip Silicon Detector. Un Microstrip Detector al silicio è posizionato subito dopo il secondo magnete permanente e copre un'area di $9 \times 9 \text{ cm}^2$. Questo rivelatore è formato da tre piani in grado di misurare le coordinate x-y dei frammenti posti ad una distanza di 2 cm l'uno dall'altro; ogni piano consiste in due strati di silicio (spessore $\simeq 70 \mu\text{m}$) incollati tra loro tramite un foglio di Kapton biadesivo (spessore $\simeq 30 \mu\text{m}$). Le strip, nelle quali si produce un segnale elettrico in seguito alla creazione di coppie elettrone-lacuna nel silicio, sono lunghe 9 cm e distano fra loro $125 \mu\text{m}$; si ottiene così una risoluzione sulla posizione di $35 \mu\text{m}$.

Scintillatore Plastico. Lo Scintillatore Plastico ha la funzione di misurare l'istante finale per la misura di TOF, inoltre l'energia ΔE depositata in questo rivelatore viene utilizzata per ricavare lo *Stopping Power* del frammento (equazione 1.2.1). È composto da due strati di 20 barre di materiale scintillatore EL-208, spesse 3 mm e di sezione $2 \times 40 \text{ cm}^2$ ciascuna. I due strati prevedono barre in direzioni ortogonali in modo da poter identificare la posizione x-y del frammento.

Calorimetro. Il rivelatore finale è il calorimetro, che permette di misurare l'energia cinetica E_k dei frammenti. Il calorimetro è composto da 360 cristalli BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) ognuno di superficie $2 \times 2 \text{ cm}^2$, scelta in modo da limitare la probabilità che due o più frammenti incidano sullo stesso cristallo. Il calorimetro deve necessariamente essere posto come ultimo componente in quanto assorbe totalmente l'energia cinetica delle particelle incidenti. Le uniche particelle in grado di lasciare il calorimetro senza depositare completamente la loro energia sono i neutroni. Per questo motivo, la produzione di neutroni nell'interazione con il cristallo BGO comporta una sottostima dell'energia cinetica delle particelle.

Elemento	Posizione z (cm)
Start Counter	-30
Beam Monitor	da -25 a -3
Target	0
Vertex (4 piani)	0.6, 0.9, 1.95, 2.30
1° magnete	da 20 a 29
Inner Tracket (2 piani)	31.3, 32.3
2° magnete	da 35 a 44
Microstrip Silicon Detector (3 piani)	60, 62, 64
Scintillatore (2 piani)	286, 286.6
Calorimetro	da 290 a 314

TABELLA 2. Posizione dei rivelatori lungo l'asse z nel setup sperimentale per frammenti pesanti a energie caratteristiche della radioprotezione. Le distanze sono misurate a partire dalla posizione del Target ($z=0$).

In Tabella 2 sono riportate le posizioni lungo l'asse z (direzione del fascio) per i diversi elementi dell'apparato sperimentale nella configurazione adatta a lavorare con fasci a 700MeV/u, energia tipica degli studi di radioprotezione.

2.2.2. Setup per frammenti leggeri. Per quanto riguarda i frammenti leggeri ($Z \leq 2$) la parte iniziale dell'apparato (Start Counter e Beam Monitor) rimane invariata rispetto al caso dei frammenti pesanti, mentre il target e i rivelatori seguenti vengono sostituiti da una camera a emulsione con un'accettanza angolare di circa 70° .

Il passaggio delle particelle è registrato tramite pellicole ad emulsione di bromuro d'argento (AgBr). Al passaggio di particelle ionizzanti vengono rilasciati degli elettroni, che si spostano fino ad essere intrappolati mediante delle imperfezioni nella struttura del cristallo, dette siti di immagine latenti. Queste imperfezioni, essendosi caricate negativamente, possono attirare degli ioni Ag^+ che, combinandosi con l'elettrone, formano un atomo di argento. Si formano così dei cluster di atomi di Ag, che possono essere osservati sviluppando le pellicole e poi scannerizzandole tramite un microscopio ottico dotato di sistema per lo scanning automatico.

La camera ad emulsione di FOOT è rappresentata in Figura 2.2.5. Gli strati di pellicola ad emulsione sono alternati a strati di altro materiale, che si possono dividere in tre zone:

- (1) Sezione 1: strati di pellicole ad emulsione (spessore $300\mu\text{m}$) alternati a tre strati di C o di C_2H_4 che fungono da bersaglio (spessore 1mm). La lunghezza di questa sezione è di circa 4cm .
- (2) Sezione 2: zona di sole pellicole per individuare la carica dei frammenti prodotti; la densità dei cluster di atomi di argento (grani) è infatti proporzionale alla carica della particella incidente. La carica della particella viene quindi dedotta a partire dal numero di pixel che compongono la traccia in esame (*Track Volume*). Questa parte di camera è lunga di circa 1cm .

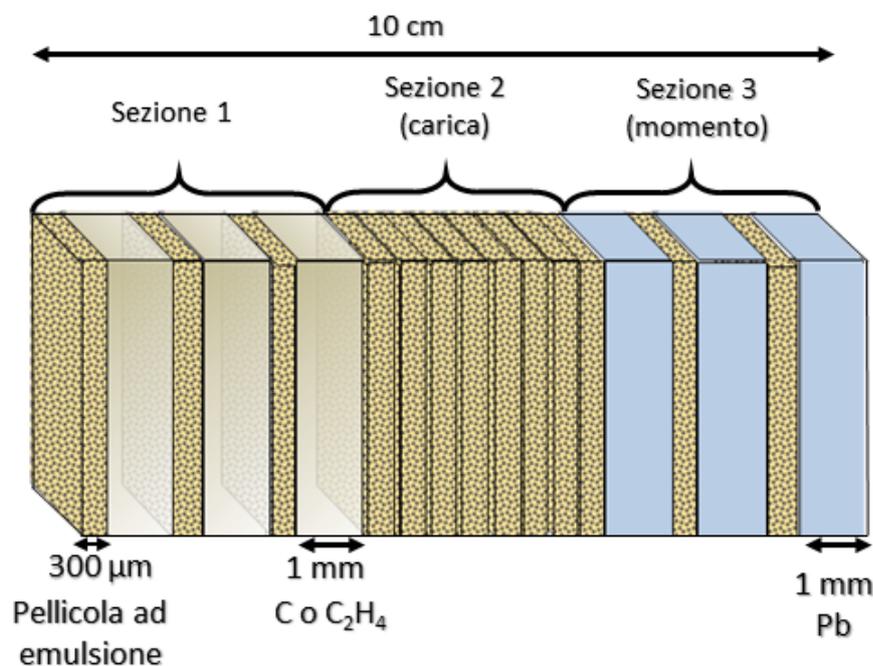


FIGURA 2.2.5. Camera ad emulsione per l'esperimento FOOT

- (3) Sezione 3: pellicole ad emulsione alternate a lastre di piombo spesse $1\ \text{mm}$. In questa sezione è possibile misurare l'impulso della particella sfruttando la sua relazione con il range in materiali pesanti quali il piombo.

2.3. Test per la misura delle prestazioni dell'apparato

Le precisioni ottenibili dalle diverse componenti dell'apparato sperimentale sono state misurate sperimentalmente su fascio, per verificare che soddisfino le condizioni richieste (vedi 2.2.1).

2.3.1. Scintillatore e Calorimetro. La risoluzione dello scintillatore per la misura del TOF e dell'energia depositata è stata valutata presso il CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) di Pavia, utilizzando un prototipo costituito da una singola barra di materiale scintillatore collegata a quattro SiPM. Questo prototipo è stato irradiato con fasci di protoni, la cui energia è stata fatta variare nell'intervallo tra 60 e 230 MeV, e di nuclei di carbonio, in un range tra 115 e 400 MeV/u.

La risoluzione nella misura del tempo di volo, dovuta soprattutto ad effetti di *jitter* nel segnale acquisito, è riportata in Figura 2.3.1 per i fasci di protoni e carbonio a diverse energie [14]. Per le particelle pesanti si ha una risoluzione migliore di 50ps. Supponendo una risoluzione analoga per lo Start Counter, che misura l'istante iniziale del tempo di

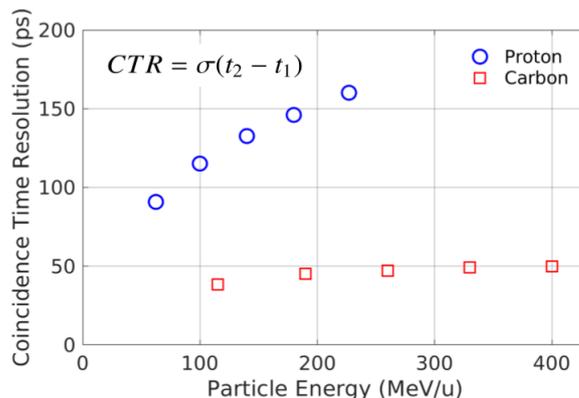


FIGURA 2.3.1. Risoluzione del tempo misurato dallo scintillatore in funzione dell'energia delle particelle incidenti per fasci di protoni e di carbonio

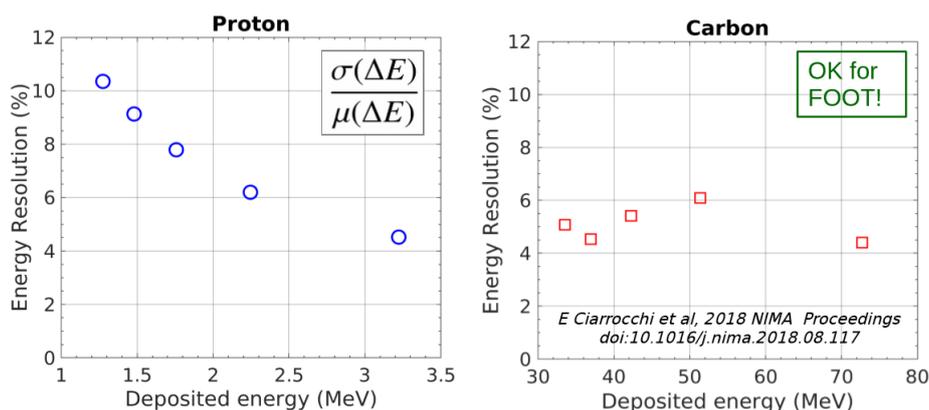


FIGURA 2.3.2. Risoluzione per l'energia depositata nello scintillatore da fasci di protoni e di carbonio a diverse energie

volò, si otterrebbe una risoluzione di circa 70ps sul valore di TOF , un valore inferiore a quello minimo richiesto per una corretta identificazione dei frammenti.

La risoluzione sulle misure dell'energia depositata ΔE è invece riportata in Figura 2.3.2. Per le particelle pesanti si vede che la precisione è circa del 5%, come richiesto nelle linee guida dell'esperimento.

Per quanto riguarda il calorimetro, 145 cristalli sono stati testati presso HIT (*Heidelberg Ion-Beam Therapy Centre*) con fasci di protoni, ^4He e ^{12}C a diverse energie. La risoluzione della misura può essere ricavata a partire dalla larghezza della distribuzione per l'energia depositata nei cristalli, considerando particelle dello stesso tipo e con la stessa energia iniziale. Questi valori sono riportati in Figura 2.3.3; considerando il rapporto tra larghezza del picco e valore medio si ottiene una risoluzione compresa tra 1% e 2%, e quindi all'interno dei limiti richiesti. Il setup sperimentale è rappresentato in Figura 2.3.4.

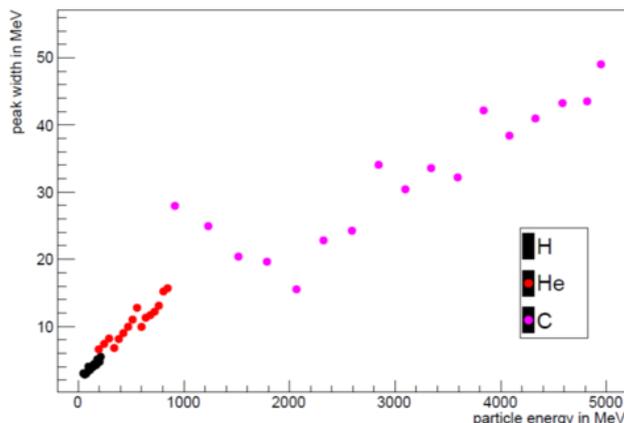


FIGURA 2.3.3. Larghezza del picco in funzione dell'energia delle particelle incidenti per fasci di elio, carbonio e idrogeno.

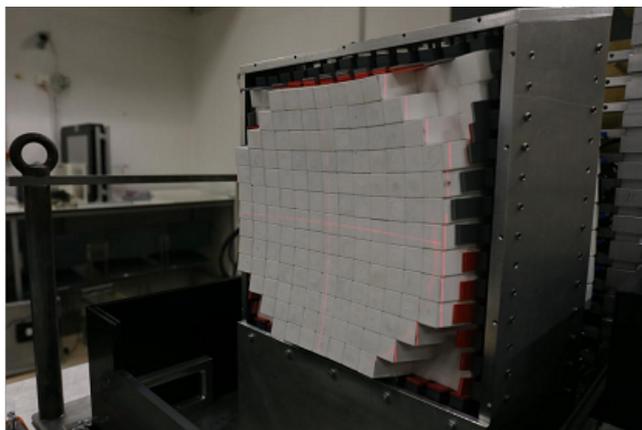


FIGURA 2.3.4. I 145 cristalli del calorimetro BGO testati presso HIT.

2.3.2. Magneti e tracciatori al Silicio. Per quanto riguarda la misura del momento delle particelle, la stima attuale della risoluzione si basa su simulazioni effettuate con il codice FLUKA. L'andamento della risoluzione per alcuni nuclei prodotti dalla frammentazione di fasci di ^{16}O a 200 MeV e a 700 MeV è riportato in Figura 2.3.5. Si osserva che a 200 MeV la risoluzione è del 4% circa; aumentando l'energia a 700 MeV si ha invece una risoluzione del 3%, migliore della precedente per l'abbassamento del contributo dello scattering multiplo.

2.3.3. Camera ad Emulsione. L'efficacia della camera ad emulsione nella separazione dei frammenti secondo la carica elettrica è stata testata presso i Laboratori Nazionali del Sud (LNS). Sono state utilizzate 20 pellicole ad emulsione (superficie $5.0 \times 4.0 \text{ cm}^2$), colpite da fasci di H, ^2H , ^4He e ^{12}C con energia di 80 MeV/u.

Dopo aver sottoposto le pellicole a due trattamenti termici, necessari a contrastare gli effetti di saturazione, si è misurato il *Track Volume*, riportato in Figura 2.3.6 per atomi di ^4He e ^{12}C . Si osservano due picchi ben distinti per i due frammenti di carica

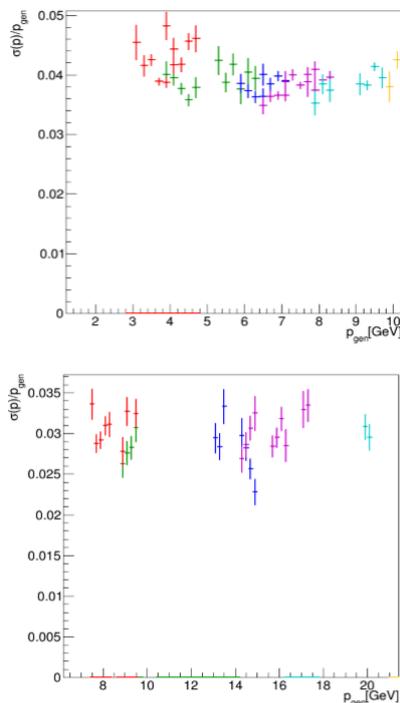


FIGURA 2.3.5. Andamento della risoluzione percentuale dell'impulso p per frammenti di ${}^7\text{Li}$ (rosso), ${}^9\text{Be}$ (blu), ${}^{11}\text{B}$ (verde), ${}^{12}\text{C}$ (viola), ${}^{14}\text{N}$ (celeste), ${}^{16}\text{O}$ (giallo) prodotti da fasci a 200 MeV/u (in alto) e a 700MeV/u (in basso)

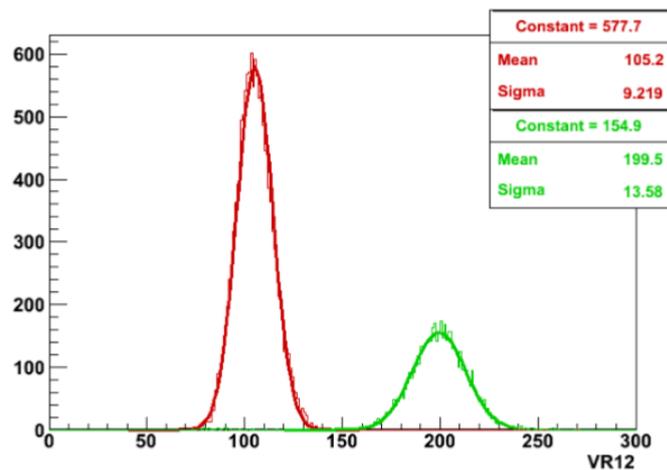


FIGURA 2.3.6. Distribuzione del *Track Volume* VR12 per tracce di ${}^{12}\text{C}$ (verde) e ${}^4\text{He}$ (rosso)

diversa; la separazione raggiunta è adeguata a quanto richiesto nell'esperimento FOOT [15].

3. Identificazione dei Frammenti

Tramite le grandezze misurate dal setup sperimentale per frammenti pesanti (momento p , energia depositata nello scintillatore ΔE , tempo di volo TOF ed energia cinetica E_k) è possibile identificare univocamente i frammenti prodotti determinando il numero atomico Z , che individua la carica elettrica, e il numero di massa A che permette di distinguere i vari isotopi dello stesso elemento. In questo capitolo si analizzano i dati ottenuti tramite simulazione con il codice FLUKA, considerando i frammenti prodotti da un fascio di nuclei di ^{16}O incidente su bersaglio di polietilene (C_2H_4). I dati prodotti sono stati alterati in modo da rispecchiare le risoluzioni dei rivelatori, i cui valori sperimentali sono riportati nel paragrafo 2.3. Il processo di frammentazione viene esaminato per due diversi valori di energia del fascio incidente, rappresentativi dell'energia tipicamente impiegata per studi di adroterapia (200MeV/u) e di radioprotezione (700MeV/u). Nella simulazione dei dati a 700MeV/u il setup sperimentale è stato modificato aumentando la distanza tra bersaglio e calorimetro da 1m a 3m. In questo modo si ottiene una migliore risoluzione sul tempo di volo senza modificare la percentuale di tracce ricostruite, dato che ad alte energie diminuisce l'angolo di emissione dei frammenti.

3.1. Misura del numero atomico Z

Per identificare la carica del frammento si utilizza la Bethe-Bloch (equazione 1.2.1), è dunque necessario valutare β (rapporto tra velocità della particella e velocità della luce nel vuoto) e l'energia ΔE depositata negli strati dello scintillatore. La velocità della particella viene ricavata dal TOF , intervallo di tempo che intercorre tra l'attraversamento dello start counter da parte del fascio e l'arrivo del frammento sullo scintillatore. Conoscendo l'intervallo di tempo impiegato dal fascio a coprire la distanza tra start counter e target è possibile ricavare il tempo che il frammento impiega per percorrere la distanza tra bersaglio e scintillatore. Per ricavare il numero atomico si possono trascurare le correzioni di densità e di shell alla formula di Bethe-Bloch.

I valori del numero atomico Z , ricostruito con il procedimento illustrato per tutti i frammenti che attraversano l'apparato di misura, è riportato in Figura 3.1.1 per un fascio di ^{16}O a 700MeV/u. Si osserva che non c'è sovrapposizione tra i picchi relativi ai diversi valori di Z , perciò l'assegnamento del numero di carica avviene senza ambiguità e dà esito errato per un numero di frammenti inferiore all'1%.

Le distribuzioni di Z sono state sottoposte ad un fit con una gaussiana e i risultati del valore medio e della deviazione standard sono riportati in Tabella 1. Per tutti i frammenti considerati il valore di Z ricostruito è compatibile con il valore vero entro l'incertezza data dalla deviazione standard della distribuzione. La risoluzione percentuale della misura varia tra il 2% (ossigeno) e il 7% (idrogeno).

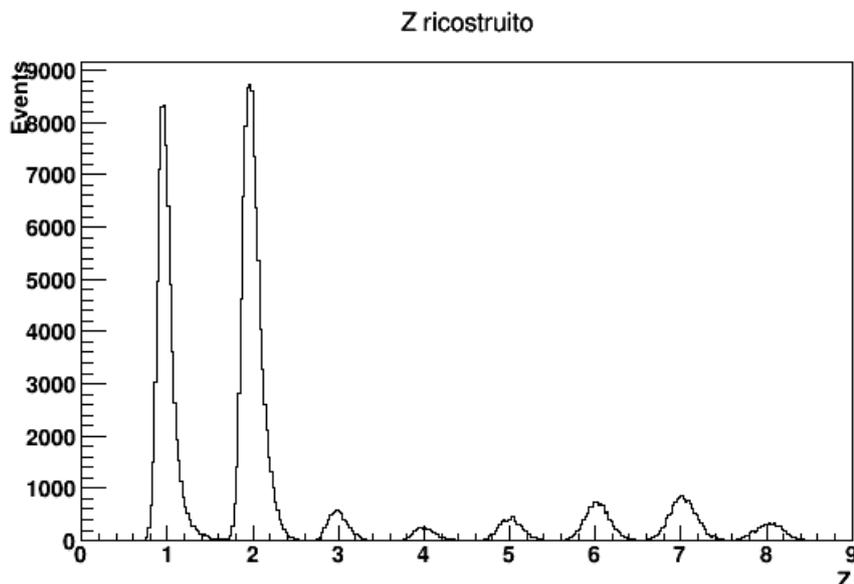


FIGURA 3.1.1. Numero atomico Z per i frammenti generati da un fascio di ioni ^{16}O a 700MeV/u su un bersaglio di C_2H_4

Frammento	Z
^1H	0.98 ± 0.07
^4He	1.99 ± 0.09
^7Li	3.01 ± 0.11
^9Be	4.01 ± 0.13
^{11}B	5.02 ± 0.13
^{12}C	6.02 ± 0.14
^{14}N	7.03 ± 0.16
^{16}O	8.04 ± 0.16

TABELLA 1. Valore medio e deviazione standard di Z ricostruito per frammenti di ^1H , ^4He , ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O prodotti dalla frammentazione di un fascio di ^{16}O a 700MeV/u .

3.2. Misura del numero di massa A

Per la ricostruzione del numero di massa A l'apparato di misura risulta ridondante, in quanto sarebbero necessarie solamente due delle tre grandezze p , TOF ed E_k per ricavare la massa del frammento. Abbiamo quindi tre diversi metodi correlati tra loro per il calcolo di A , dati dalle formule seguenti:

$$A_1 = \frac{p}{\beta\gamma U c} \quad (3.2.1)$$

$$A_2 = \frac{E_k}{(\gamma - 1)U c^2} \quad (3.2.2)$$

$$A_3 = \frac{p^2 c^2 - E_k^2}{2E_k U c^2} \quad (3.2.3)$$

dove $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ è il fattore di Lorentz della particella, c è la velocità della luce nel vuoto e U è l'unità di massa atomica (≈ 0.9315 GeV). Ognuno di questi metodi utilizza le grandezze misurate da due componenti dell'apparato sperimentale. Per ricavare A_1 si utilizzano lo scintillatore (per la misura di TOF , da cui ricavare β) e il tracciatore (per la misura di p), per A_2 si impiegano lo scintillatore e il calorimetro (per la misura di E_k) e per A_3 il tracciatore e il calorimetro. In Figura 3.2.1 sono riportati i valori di A_1 , A_2 ed A_3 per alcuni frammenti rappresentativi, calcolati per una fascio di ^{16}O a 200MeV/u. Per quanto riguarda A_2 ed A_3 , si osservano delle code di eventi in cui il numero di massa non è stato ricostruito correttamente. Questo è dovuto ad una sottostima dell'energia cinetica E_k , causata dall'emissione di neutroni come prodotto della frammentazione nucleare tra i frammenti incidenti e i cristalli BGO del calorimetro. Il metodo A_1 , che non utilizza l'energia cinetica E_k misurata dal calorimetro, risulta privo di code. I valori medi e le relative deviazioni standard per le distribuzioni di A_1 , A_2 ed A_3 sono riportati in Tabella 2.

Frammento	A_1	A_2	A_3
^7Li	7.07 ± 0.32	6.99 ± 0.31	7.24 ± 0.72
^9Be	9.09 ± 0.40	8.96 ± 0.38	9.30 ± 0.90
^{11}B	11.12 ± 0.49	10.93 ± 0.43	11.4 ± 1.1
^{12}C	12.14 ± 0.53	11.90 ± 0.45	12.5 ± 1.2
^{14}N	14.19 ± 0.61	13.86 ± 0.50	14.7 ± 1.3
^{16}O	16.24 ± 0.70	15.81 ± 0.55	16.9 ± 1.5

TABELLA 2. Valori medi di A_1 , A_2 e A_3 e rispettive deviazioni standard per nuclei di ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O prodotti da un fascio incidente a 200MeV/u.

In tutti e tre i casi i valori medi sono compatibili con il valore atteso, considerando per la misura un errore pari ad una deviazione standard. Per quanto riguarda A_1 e A_2 , la risoluzione percentuale è attorno al 4%, mentre per A_3 si ha una risoluzione percentuale del 10% circa. La precisione inferiore dell'ultimo metodo è dovuta al maggiore impatto dell'incertezza sui termini p ed E_k , che compaiono elevati al quadrato nella formula 3.2.3.

La sottostima dell'energia cinetica, dovuta alla produzione di neutroni nel calorimetro, diventa maggiore se si considera un fascio incidente a 700MeV/u perché all'aumentare dell'energia dei frammenti aumenta la probabilità di avere frammentazione nucleare nell'interazione con i nuclei presenti nel calorimetro. La valutazione del numero di massa mediante i metodi A_2 ed A_3 diventa piuttosto complicata poiché gli eventi mal ricostruiti salgono da circa il 15% per un fascio a 200MeV/u a circa il 75% per un fascio a 700MeV/u. Come si può vedere in Figura 3.2.2 il metodo A_3 risulta inutilizzabile, mentre il metodo A_2 produce un picco attorno al valore corretto solamente per i frammenti più pesanti. La coda di eventi mal ricostruiti contiene tuttavia una popolazione molto superiore rispetto a quanto osservato per un fascio incidente a 200MeV/u. Il metodo A_1 , che utilizza solamente scintillatore e tracciatore per la misura di TOF e di p , costituisce quindi l'unica

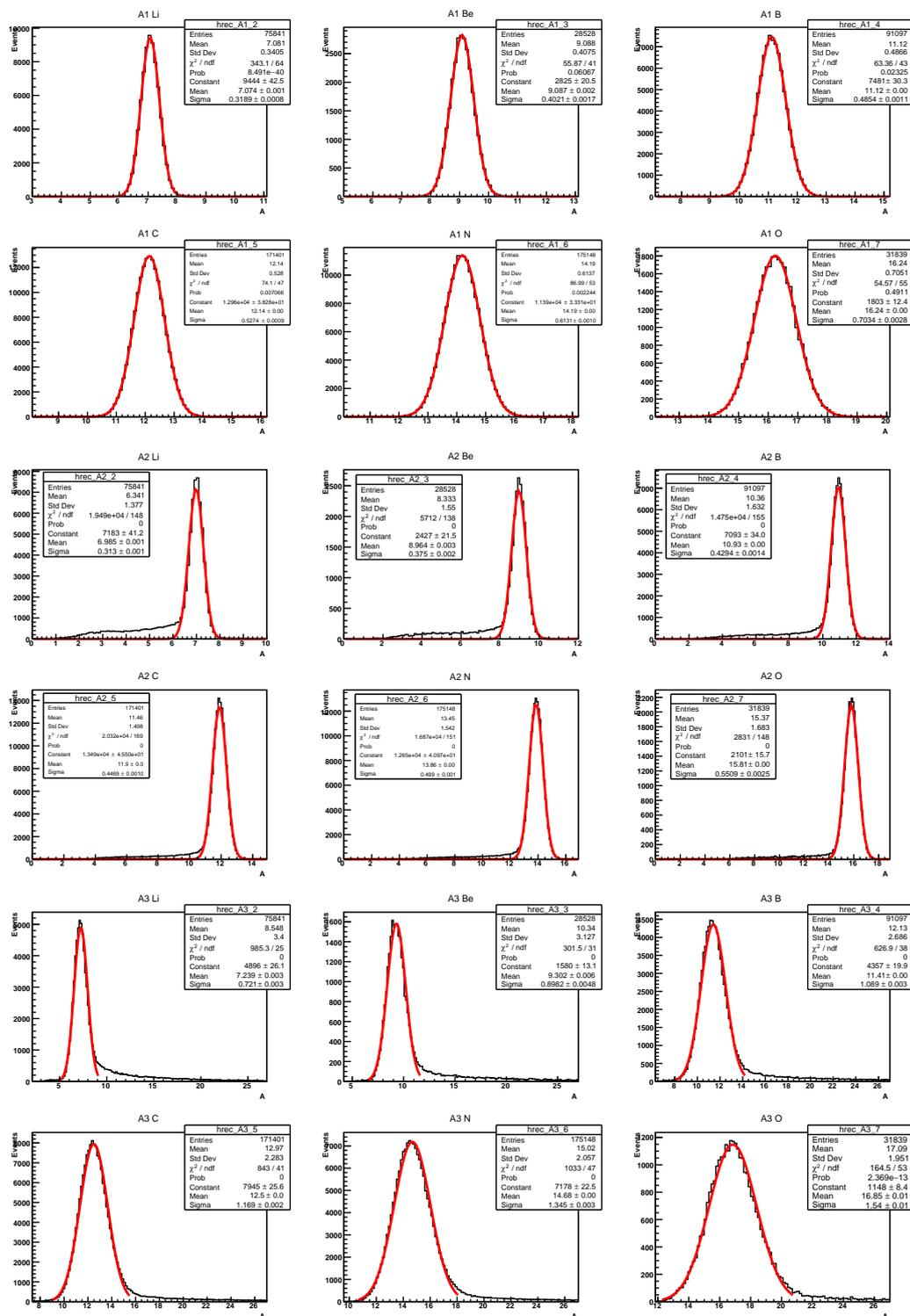


FIGURA 3.2.1. Valori di A_1 , A_2 e A_3 , calcolati secondo le formule 3.2.1-3.2.3, per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 200MeV/u su un bersaglio di polietilene.

Frammento	A_1
${}^7\text{Li}$	7.03 ± 0.26
${}^9\text{Be}$	9.03 ± 0.31
${}^{11}\text{B}$	11.06 ± 0.38
${}^{12}\text{C}$	12.06 ± 0.42
${}^{14}\text{N}$	14.09 ± 0.49
${}^{16}\text{O}$	16.10 ± 0.50

TABELLA 3. Valori medi di A_1 (formula 3.2.1) e rispettive deviazioni standard per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ considerando un fascio incidente a 700MeV/u.

strategia valida per la ricostruzione dei frammenti. In tabella 3 sono riportati i valori medi di A_1 e le relative deviazioni standard per un fascio incidente a 700MeV/u. La risoluzione percentuale per A_1 è attorno al 3.5%, quindi la configurazione dell'apparato sperimentale per misure di radioprotezione risulta adeguata a mantenere una buona precisione sui valori di quantità di moto e tempo di volo dei frammenti. Questo setup sperimentale, che prevede una maggiore distanza tra target e scintillatore, permette di ottenere una risoluzione percentuale su A_1 confrontabile con quella ottenuta con il setup per misure di adroterapia.

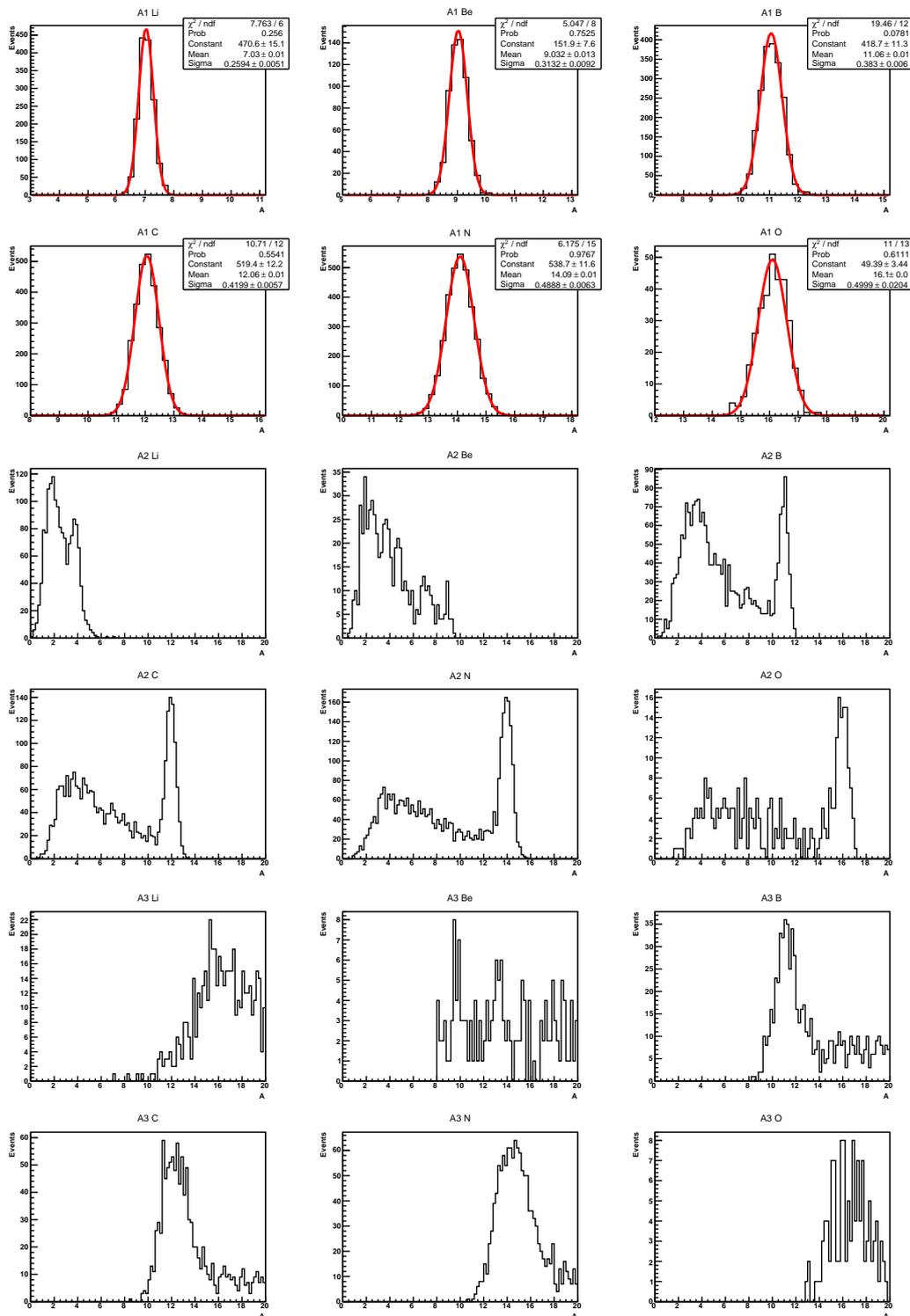


FIGURA 3.2.2. Valori di A_1 , A_2 e A_3 , calcolati secondo le formule 3.2.1-3.2.3, per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 700MeV/u su un bersaglio di polietilene.

3.3. Metodo del minimo χ^2

Per ottenere una stima migliore del numero di massa A si possono applicare delle tecniche di fit che utilizzino contemporaneamente le quantità p , E_k e β . In particolare, il fit del χ^2 consiste nel minimizzare la funzione χ^2 definita come:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i - y_i^{vero}}{\sigma_i} \right)^2 \quad (3.3.1)$$

dove y_i sono le quantità ricostruite, con incertezza σ_i , mentre y_i^{vero} sono gli N parametri di output del fit. In questo caso i valori y_i sono dati dai valori misurati (TOF , p e E_k) e ricostruiti (A_1 , A_2 e A_3), mentre i risultati del fit saranno indicati come T (tempo di volo), P (impulso), K (energia cinetica) e A (numero di massa). Bisogna inoltre considerare che i parametri A_1 , A_2 e A_3 non sono tra loro indipendenti ed è quindi necessario introdurre la matrice di correlazione C :

$$C = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_1}{\partial T} dT & \frac{\partial A_1}{\partial P} dP & \frac{\partial A_1}{\partial K} dK \\ \frac{\partial A_2}{\partial T} dT & \frac{\partial A_2}{\partial P} dP & \frac{\partial A_2}{\partial K} dK \\ \frac{\partial A_3}{\partial T} dT & \frac{\partial A_3}{\partial P} dP & \frac{\partial A_3}{\partial K} dK \end{pmatrix} \quad (3.3.2)$$

La funzione da minimizzare diventa quindi:

$$\chi^2 = \left(\frac{TOF - T}{\sigma_{TOF}} \right)^2 + \left(\frac{p - P}{\sigma_p} \right)^2 + \left(\frac{E_k - K}{\sigma_{E_k}} \right)^2 + \begin{pmatrix} A_1 - A \\ A_2 - A \\ A_3 - A \end{pmatrix} (CC^T)^{-1} (A_1 - A, A_2 - A, A_3 - A) \quad (3.3.3)$$

Il valore di χ^2 permette di individuare i frammenti per i quali la massa non è stata ricostruita correttamente. Osservando la distribuzione del valore di χ^2 in funzione del numero di massa ricostruito, riportata in Figura 3.3.1 per i frammenti di ^{14}N prodotti a 200MeV/u, si nota che gli eventi per cui A non è stato valutato correttamente sono caratterizzati da un alto valore di χ^2 . Gli eventi con χ^2 basso sono invece distribuiti simmetricamente attorno al valore vero $A = 14$. Per questo motivo, considerando solo gli eventi per cui vale $\chi^2 \leq 5$ si riesce ad eliminare la totalità degli eventi mal ricostruiti lasciando praticamente inalterato il numero di frammenti ricostruiti correttamente. Come riportato in Tabella 4, la frazione di tracce la cui massa non è ricostruita correttamente è più elevata per fasci incidenti a 700MeV/u, a causa del maggiore contributo dell'interazione nucleare alla perdita di energia nel calorimetro, che comporta una sottostima del valore di E_k .

I risultati del numero di massa ottenuto minimizzando il valore di χ^2 per il fascio a 200 MeV/u sono riportati in Figura 3.3.2, mentre in Figura 3.3.3 sono riportati i valori di A operando un taglio in χ^2 , cioè considerando solo gli eventi per cui vale $\chi^2 \leq 5$. Valore medio e deviazione standard di queste distribuzioni sono riportati in Tabella 5. Con entrambi i metodi di fit si ottengono valori medi compatibili con il valore vero, all'interno dell'errore dato dalla deviazione standard della distribuzione. Il taglio in χ^2

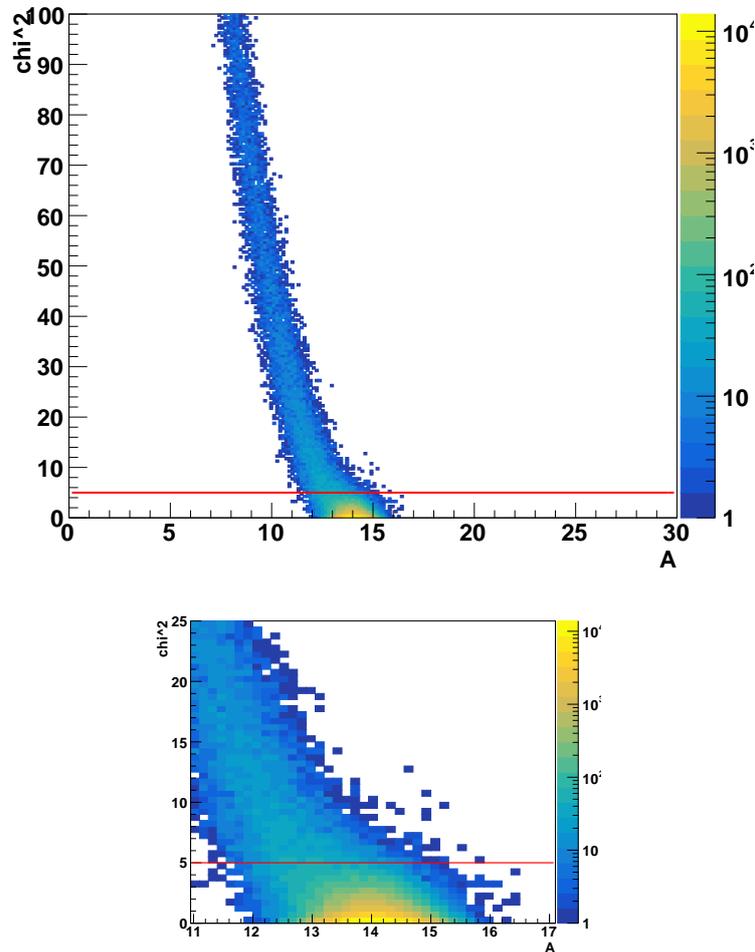


FIGURA 3.3.1. Distribuzione del valore di χ^2 in funzione del valore di A ricostruito per i frammenti di ^{14}N prodotti a 200MeV/u . La linea in rosso separa gli eventi con $\chi^2 \leq 5$ da quelli con un valore maggiore.

Frammento	Frazione di eventi con $\chi^2 \leq 5$	
	200MeV/u	700MeV/u
^7Li	0.75	0
^9Be	0.81	0.07
^{11}B	0.85	0.21
^{12}C	0.89	0.29
^{14}N	0.91	0.33
^{16}O	0.92	0.36

TABELLA 4. Frazione di eventi per i quali si ha $\chi^2 \leq 5$ rispetto al numero totale di eventi rivelati, per diversi tipi di frammenti prodotti con fasci a 200MeV/u e a 700MeV/u .

Frammento	A	A ($\chi^2 \leq 5$)
${}^7\text{Li}$	7.01 ± 0.28	7.03 ± 0.27
${}^9\text{Be}$	9.01 ± 0.34	9.02 ± 0.33
${}^{11}\text{B}$	11.01 ± 0.40	11.02 ± 0.38
${}^{12}\text{C}$	12.01 ± 0.41	12.02 ± 0.40
${}^{14}\text{N}$	14.01 ± 0.46	14.02 ± 0.45
${}^{16}\text{O}$	16.01 ± 0.51	16.01 ± 0.50

TABELLA 5. Valori di medi e deviazioni standard di A ottenuti tramite la minimizzazione del χ^2 , per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 200MeV/u.

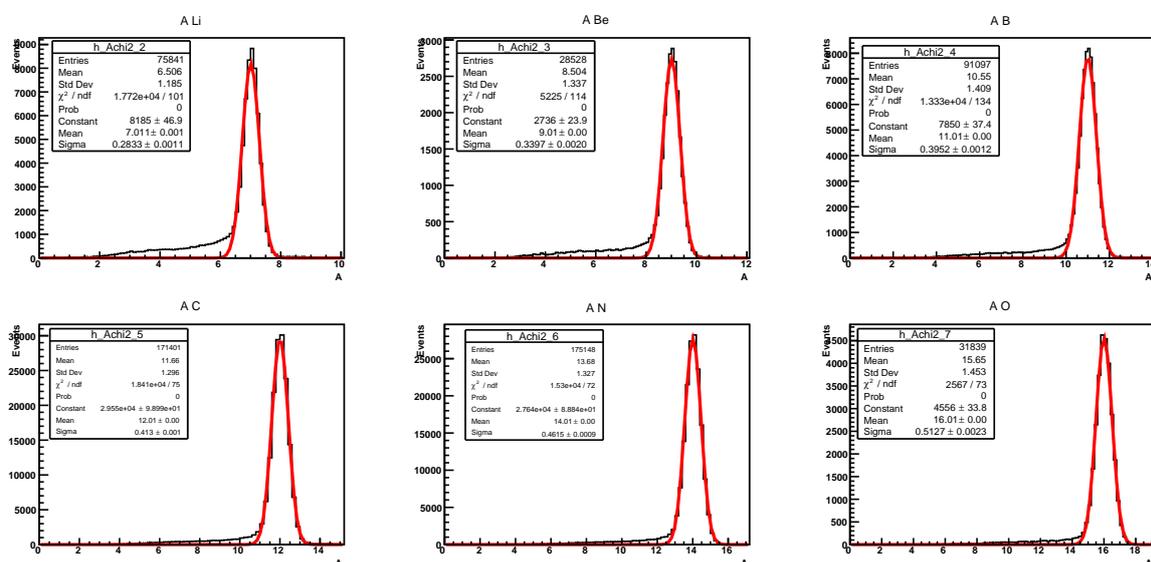


FIGURA 3.3.2. Valori di A ottenuti tramite la minimizzazione del χ^2 , per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 200MeV/u.

permette di selezionare solamente gli eventi ben ricostruiti e di ottenere una risoluzione migliore per tutti i frammenti considerati. In generale, con questo metodo di fit si ottiene una risoluzione percentuale inferiore al 3.5% per un fascio di ossigeno a 200MeV/u. Il fit con taglio in χ^2 risulta quindi più efficace rispetto alle tre formule 3.2.1-3.2.3 applicate singolarmente.

In Figura 3.3.4 sono riportate le distribuzioni di A ottenute con gli stessi metodi di fit considerando però un fascio incidente a 700MeV/u. La sottostima di E_k comporta un risultato errato per un grande numero di tracce: il numero di eventi ricostruiti correttamente è prossimo allo 0% per il litio e ha un valore massimo del 36% per l'ossigeno, mentre per un fascio a 200MeV/u la stessa percentuale varia tra il 75% e il 92%. Il fit del χ^2 non è quindi applicabile per misure di radioprotezione, in quanto darebbe risultati errati per i frammenti più leggeri (${}^7\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$) e ridurrebbe drasticamente la statistica per i frammenti più pesanti. Perciò, per una fascio a 700MeV/u, il metodo più efficace per

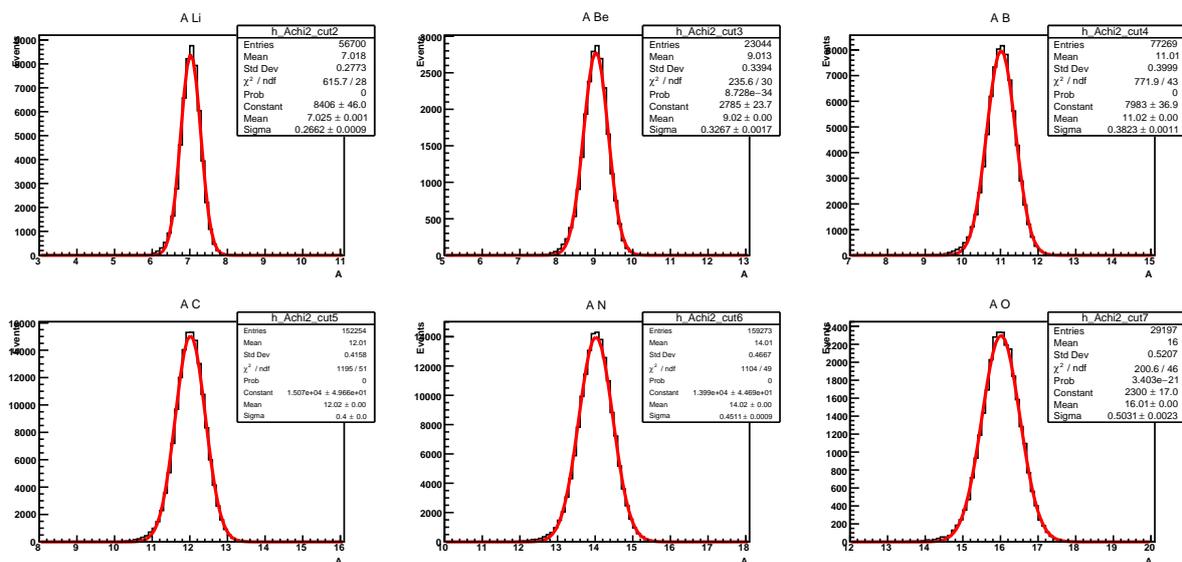


FIGURA 3.3.3. Valori di A ottenuti con tramite la minimizzazione del χ^2 considerando solo le tracce per cui vale $\chi^2 \leq 5$, per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 200MeV/u.

la ricostruzione nel numero di massa rimane A_1 . La risoluzione percentuale su A_1 per misure di radioprotezione è comunque simile alla risoluzione data da un fit con taglio in χ^2 per misure di adroterapia, a causa dell'elevata precisione nella misura del tempo di volo ottenuta aumentando la distanza tra bersaglio e scintillatore.

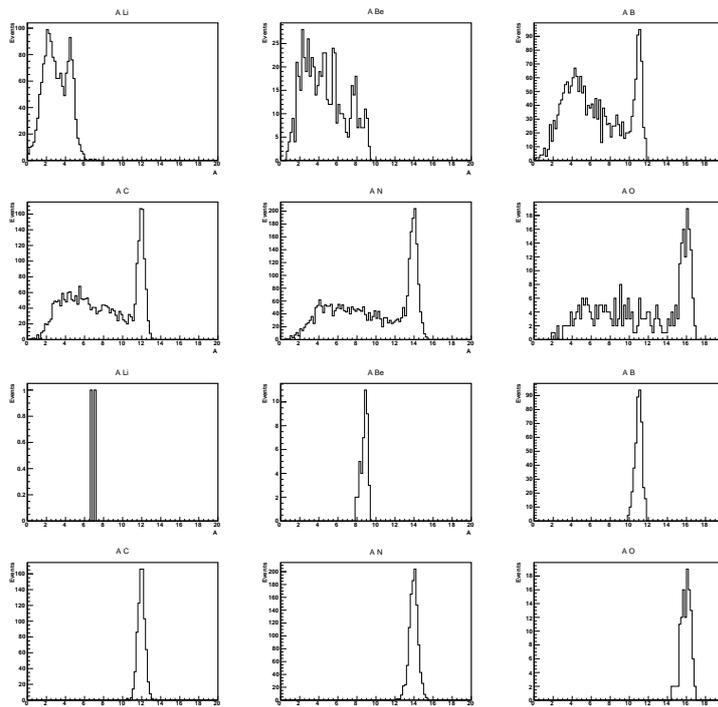


FIGURA 3.3.4. Valori di A ottenuti tramite la minimizzazione del χ^2 , per nuclei di ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ e ${}^{16}\text{O}$ prodotti dalla frammentazione di un fascio di ${}^{16}\text{O}$ a 700MeV/u . In alto il risultato è rappresentato per tutti i frammenti rivelati, mentre in basso si è applicato un taglio in χ^2 .

3.4. Separazione degli isotopi

Selezionando i frammenti secondo il numero atomico Z , si ottiene la sovrapposizione delle distribuzioni dei vari isotopi prodotti all'interno dello stesso valore di carica. Se il metodo di ricostruzione utilizzato è sufficientemente preciso, si osserveranno dei picchi in corrispondenza del valore di A dei diversi isotopi. Per dedurre il numero di frammenti prodotti per ciascun isotopo si realizza un fit della distribuzione con una funzione data dalla somma di un certo numero di gaussiane G (una per ciascun isotopo prodotto), ognuna esprimibile come:

$$G = \frac{N_{ev}}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.4.1)$$

dove il parametro N_{ev} rappresenta il numero di eventi che compongono la distribuzione, mentre μ e σ ne rappresentano la media e la deviazione standard.

Come esempio sono state analizzate le distribuzioni del valore di A per i cinque principali isotopi del carbonio (${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$ e ${}^{14}\text{C}$) prodotti a 200MeV/u e a 700MeV/u . I nuclei di ${}^9\text{C}$ sono stati trascurati in quanto vengono prodotti in numero esiguo rispetto ai restanti isotopi, come si può vedere in Figura 3.4.1. Le distribuzioni di A considerate sono state ricavate in entrambi i casi con il metodo di ricostruzione più preciso, cioè un fit con taglio in χ^2 per il fascio a 200MeV/u e il risultato di A_1 per il fascio a 700MeV/u .

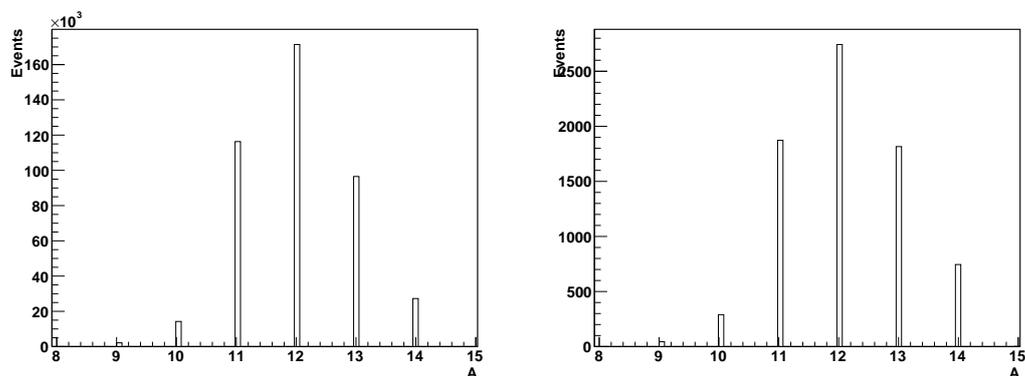


FIGURA 3.4.1. Valore di A per tutti i frammenti di carbonio generati nella simulazione con il codice FLUKA per la frammentazione di un fascio di ^{16}O a 200MeV/u (a sinistra) e a 700MeV/u (a destra).

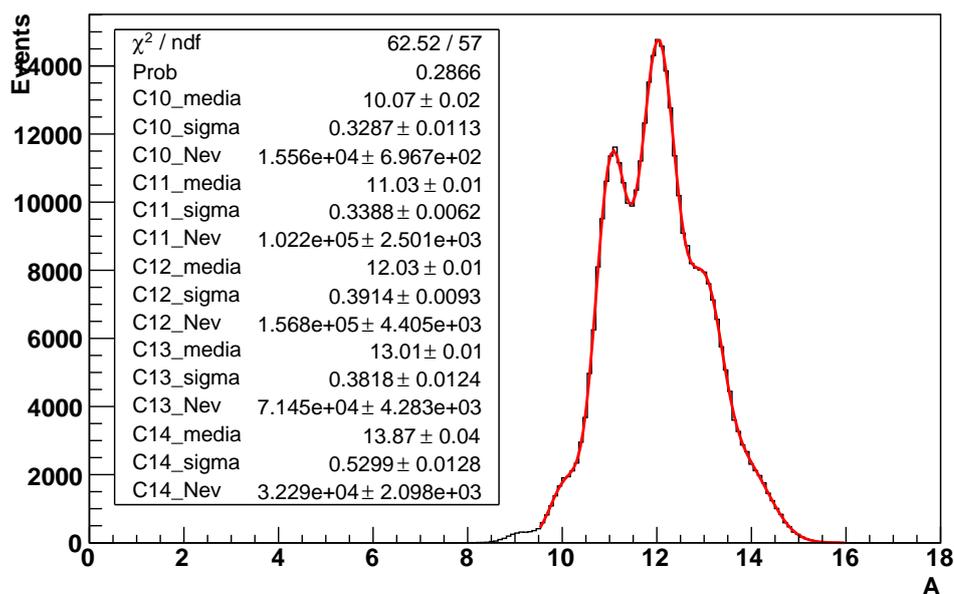


FIGURA 3.4.2. Distribuzione del valore di A per tutti gli isotopi del carbonio e relativa funzione di fit data dalla somma di cinque gaussiane, centrate nel valore di A dei cinque isotopi principali. I dati sono relativi ad un fascio con energia di 200MeV/u .

In Figura 3.4.2 sono rappresentate la distribuzione del numero di massa A per gli isotopi del carbonio a 200MeV/u e la relativa funzione di fit, data dalla somma di cinque gaussiane definite secondo la formula 3.4.1. Si osserva che i picchi relativi ai differenti isotopi appaiono sufficientemente separati da permettere la realizzazione del fit. I parametri ricavati, relativi alle cinque funzioni gaussiane impiegate nel fit, sono riportati in Tabella 6.

Isotopo	$\mu \pm \sigma$	N_{ev}
^{10}C	10.07 ± 0.33	15500 ± 700
^{11}C	11.03 ± 0.34	102000 ± 2000
^{12}C	12.03 ± 0.39	157000 ± 4000
^{13}C	13.01 ± 0.38	71000 ± 4000
^{14}C	13.87 ± 0.53	32000 ± 2000

TABELLA 6. Parametri delle gaussiane relative ai cinque principali isotopi del carbonio (vedere 3.4.1) ottenuti tramite un fit della distribuzione di A per un fascio a 200MeV/u.

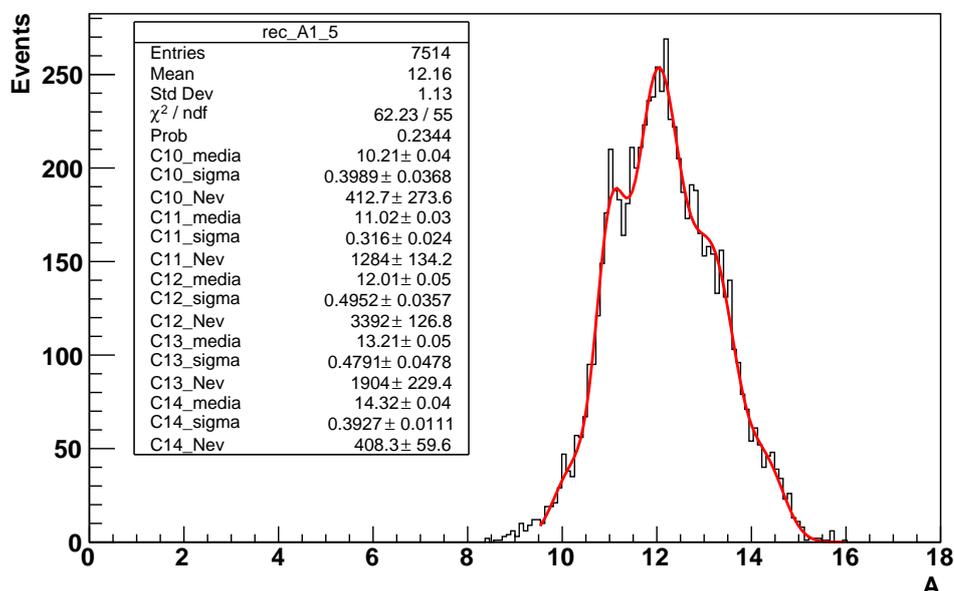


FIGURA 3.4.3. Distribuzione del valore di A_1 per tutti gli isotopi del carbonio e relativa funzione di fit data dalla somma di cinque gaussiane, centrate nel valore di A_1 dei cinque isotopi principali. I dati sono relativi ad un fascio incidente con energia di 700MeV/u.

Una distribuzione analoga ottenuta per il fascio a 700MeV/u è rappresentata in Figura 3.4.3. La separazione tra i vari picchi è meno netta rispetto al caso precedente, ma comunque ancora visibile e sufficiente ad effettuare la medesima operazione di fit. La minore separazione è dovuta alla precisione inferiore del metodo di ricostruzione A_1 , ma anche al fatto che i dati analizzati a 700MeV/u hanno una statistica notevolmente inferiore rispetto a quelli a 200MeV/u. I risultati del fit sono riportati in Tabella 7.

Per entrambi i fasci incidenti esaminati il numero di isotopi ricavato è come ordine di grandezza compatibile con il valore vero rappresentato in Figura 3.4.1. Sono attualmente in corso studi volti a migliorare la precisione del metodo di separazione degli isotopi all'interno dell'esperimento FOOT.

Isotopo	$\mu \pm \sigma$	N_{ev}
^{10}C	10.21 ± 0.40	400 ± 300
^{11}C	11.02 ± 0.32	1280 ± 130
^{12}C	12.01 ± 0.50	3390 ± 130
^{13}C	13.20 ± 0.48	1900 ± 200
^{14}C	14.32 ± 0.39	400 ± 60

TABELLA 7. Parametri delle gaussiane relative ai cinque principali isotopi del carbonio (vedere 3.4.1) ottenuti tramite un fit della distribuzione di A_1 per un fascio a 700MeV/u.

Conclusioni

L'esperimento FOOT nasce con l'obiettivo di misurare la sezione d'urto differenziale per processi di frammentazione nucleare, al fine di descrivere con precisione l'interazione tra i fasci di ioni impiegati in adroterapia, che hanno energia generalmente compresa tra i 100MeV/u e i 400MeV/u, e i tessuti del paziente. Data la grande versatilità dell'esperimento è possibile effettuare queste misure anche ad energia superiore, in modo che i risultati siano utili in studi di radioprotezione nello spazio profondo. Questi studi sono di grandissima importanza per la progettazione delle future missioni spaziali, in particolare quelle che ambiscono a portare l'uomo su Marte. La conoscenza della sezione d'urto di frammentazione dei raggi cosmici sui materiali con cui sono realizzate le astronavi è infatti fondamentale per poter valutare e minimizzare il rischio a cui l'equipaggio di tali missioni sarebbe sottoposto.

In questa tesi è stato svolto uno studio di fattibilità per misure di radioprotezione, con l'obiettivo di comprendere come modificare l'apparato sperimentale di FOOT al fine di mantenere una precisione simile a quella raggiunta per misure di adroterapia. Dato che ad alte energie i prodotti della frammentazione sono emessi ad angoli minori è stato possibile spostare lo scintillatore e il calorimetro da 1m a 3m di distanza dal bersaglio. In questo modo si aumenta la risoluzione sul tempo di volo mantenendo invariata la percentuale di eventi ricostruiti.

Per studiare la fattibilità di misure di radioprotezione con l'esperimento FOOT, è stata simulata con il codice FLUKA la frammentazione di un fascio di ^{16}O a 700MeV/u su un bersaglio di C_2H_4 . Le grandezze prodotte (tempo di volo TOF , energia depositata nello scintillatore ΔE , momento p ed energia cinetica E_k) sono poi state alterate per tenere conto delle risoluzioni dei rivelatori, ricavate da precedenti test beam. I dati così ottenuti sono stati analizzati e confrontati con i risultati relativi alla frammentazione (sullo stesso bersaglio) di un fascio di ^{16}O a 200MeV/u, usato tipicamente per trattamenti di adroterapia. In particolare è stata analizzata la distribuzione del numero atomico Z e del numero di massa A per i sei frammenti pesanti maggiormente prodotti (^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O), e poi la distribuzione del numero di massa A per tutti i nuclei di carbonio prodotti.

Per quanto riguarda la ricostruzione del numero atomico, l'apparato risulta molto preciso permettendo di calcolare il valore di Z con una risoluzione percentuale che varia tra il 2% (ossigeno) e il 3.7% (litio); si ottiene così una corretta identificazione di carica per il 99% dei frammenti con $Z < 9$.

La produzione di neutroni in seguito a processi di frammentazione nucleare nel calorimetro comporta una sottostima dell'energia cinetica misurata, ed avviene con probabilità maggiore all'aumentare dell'energia del frammento incidente. I metodi per la ricostruzione del numero di massa A in cui è previsto l'impiego del calorimetro risultano quindi

di difficile applicazione a 700MeV/u. L'unico metodo attendibile per il calcolo di A è ottenuto utilizzando i valori di impulso, misurati dal tracciatore, e di tempo di volo, misurati con lo scintillatore. Questo metodo determina una precisione sul valore ricostruito del 3.5% circa, confrontabile con quella che si ottiene con un metodo più efficace di minimizzazione del χ^2 .

Nonostante sia necessario escludere dal processo di ricostruzione il valore dell'energia cinetica misurata dal calorimetro, le modifiche apportate all'apparato sperimentale permettono di mantenere una precisione nella ricostruzione dei frammenti simile a quella che caratterizza il regime di adroterapia. La precisione raggiunta permette l'identificazione isotopica dei frammenti, necessaria per le misure di sezione d'urto differenziale.

Bibliografia

- [1] Human research program introduction. <https://www.humanresearchroadmap.nasa.gov>.
- [2] National Research Council. *Space Radiation Hazards and the Vision for Space Exploration: Report of a Workshop*. The National Academies Press, Washington, DC, 2006.
- [3] Marco Durante and Francis A. Cucinotta. Physical basis of radiation protection in space travel. *Rev. Mod. Phys.*, 83:1245–1281, Nov 2011.
- [4] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli, and Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [5] F Ballarini, D Alloni, G Battistoni, F Cerutti, A Ferrari, E Gadioli, M V Garzelli, M Liotta, A Mairani, A Ottolenghi, H G Paretzke, V Parini, M Pelliccioni, L Pinsky, P Sala, D Scannicchio, S Trovati, and M Zankl. Modelling human exposure to space radiation with different shielding: the fluka code coupled with anthropomorphic phantoms. *Journal of Physics: Conference Series*, 41(1):135, 2006.
- [6] Marco Durante. Space radiation protection: Destination mars. *Life Sciences in Space Research*, 1:2 – 9, 2014.
- [7] N.A.A.S. Administr. *Nasa Space Faring: The Radiation Challenge*. BiblioBazaar, 2012.
- [8] Uli Weber Marta Rovituso Giovanni Santin John W. Norbury Emanuele Tracino Alessandra Menicucci Luca Bocchini Cesare Lobascio Marco Durante Chiara La Tessa Martina Giraudo, Christoph Schuy. Accelerator-based tests of shielding effectiveness of different materials and multilayers using high-energy light and heavy ions. *Radiation Research*, 190:190 – 190 – 12, 2018.
- [9] R Battiston, W J Burger, Valerio Calvelli, Riccardo Musenich, Vitali Choutko, V Datskov, A Della Torre, F Venditti, Corrado Gargiulo, Giuliano Laurenti, S Lucidi, S.M. Harrison, and Rainer Meinke. Active radiation shield for space exploration missions. 09 2012.
- [10] Francesco Tommasino and Marco Durante. Proton radiobiology. *Cancers*, 7(1):353–381, 2015.
- [11] G Ambrosij S. Argiròb A. Alexandrova, G Battistonic, N Belcarid, S Biondie t, M G. Bisognid u, G Brunie, S Brambillac, N Camarlinghid, P Cerellob, E Ciarrocchid, A Clozzaf, G De Lellisa, A Di Crescenzoa s, M Duranteg, M Emdey, R Faccinih, V Ferrerob, F Ferronih, C Finckx, and A Zoccolie. Foot cdr conceptual design. 08 2017.
- [12] J Dudouet, D Juliani, M Labalme, D Cussol, JC Angélique, B Braunn, J Colin, Ch Finck, JM Fontbonne, H Guérin, et al. Double-differential fragmentation cross-section measurements of 95 mev/nucleon 12 c beams on thin targets for hadron therapy. *Physical Review C*, 88(2):024606, 2013.
- [13] Claudio Sanelli. Laboratori nazionali di frascati sids-pubblicazioni studio di fattibilità dei magneti in configurazione ” halbach ” dello spettrometro dell’esperimento foot. 05 2017.
- [14] Matteo Morrocchi, Esther Ciarrocchi, Andrey Alexandrov, Behcet Alpat, Giovanni Ambrosi, Stefano Argirò, Raul Arteche Diaz, Nazar Bartosik, Giuseppe Battistoni, Nicola Belcari, Matteo Bertazzoni, Silvia Biondi, Graziano Bruni, Niccolò Camarlinghi, Pietro Carra, Piergiorgio Cerello, Alberto Clozza, Sofia Colombi, Giovanni De Lellis, Alberto Del Guerra, Micol De Simoni, Antonia Di Crescenzo, Marco Donetti, Yunsheng Dong, Marco Durante, Alessia Embriaco, Max Emde, Riccardo Faccini, Veronica Ferrero, Fernando Ferroni, Emanuele Fiandrini, Christian Finck, Elisa Fiorina, Marta Fischetti, Marco Francesconi, Matteo Franchini, Luca Galli, Marco Garbini, Valerio Gentile, Giuseppe Giraudo, Ronja Hetzel, Sebastian Hild, Maria Ionica, Keida Kanxheri, Aafke Christine Kraan, Valeria Lante, Adele Lauria, Chiara La Tessa, Ernesto Lopez Torres, Michela Marafini, Ilaria Mattei, Alberto Mengarelli, Riccardo Mirabelli, Maria Cristina Montesi,

- Maria Cristina Morone, Silvia Muraro, Livio Narici, Alessandra Pastore, Nadia Pastrone, Vincenzo Patera, Francesco Pennazio, Pisana Placidi, Marco Pullia, Luciano Ramello, Riccardo Ridolfi, Valeria Rosso, Marta Rovituso, Claudio Sanelli, Alessio Sarti, Gabriella Sartorelli, Osamu Sato, Simone Savazzi, Lorenzo Scavarda, Angelo Schiavi, Christoph Schuy, Emanuele Scifoni, Adalberto Sciubba, Marco Selvi, Leonello Servoli, Gianluigi Silvestre, Mario Sitta, Roberto Spighi, Eleuterio Spiriti, Giancarlo Sportelli, Achim Stahl, Sandro Tomassini, Francesco Tommasino, Giacomo Traini, Valeri Tioukov, Serena Marta Valle, Marie Vanstalle, Mauro Villa, Ulrich Weber, Antonio Zoccoli, and Maria Giuseppina Bisogni. Development and characterization of a e-tof detector prototype for the foot experiment. *NUCLEAR INSTRUMENTS METHODS IN PHYSICS RESEARCH. SECTION A, ACCELERATORS, SPECTROMETERS, DETECTORS AND ASSOCIATED EQUIPMENT*, 916:116–124, 2019.
- [15] A. Alexandrov L. Alunni Solestizi Ambrosi Giovanni S.Argirò R. Arteché Diaz N. Bartosik G. Battistoni N. Belcari E. Bellinzona S. Bianucci S. Biondi M.G. Bisogni G. Bruni N. Camarlinghi P. Carra P. Cerello E. Ciarrocchi A. Clozza S. Colombi A. Del Guerra M. De Simoni A. Di Crescenzo M. Donetti Y. Dong M. Durante A. Embriaco M. Emde R. Faccini V. Ferrero F. Ferroni E. Fiandrini C. Finck E. Fiorina M. Fischetti M. Francesconi M. Franchini G. Galati L. Galli M. Garbini V. Gentile G. Giraud R. Hetzel E. Iarocci M. Ionica K. Kanxheri A. C. Kraan V. Lante C. La Tessa E. Lopez Torres M. Marafini I. Mattei A. Mengarelli R. Mirabelli A. Moggi M.C. Morone M. Morrocchi S. Muraro L. Narici A. Pastore N. Pastrone V. Patera F. Pennazio P. Placidi M. Pullia F. Raffaelli L. Ramello R. Ridolfi V. Rosso M. Rovituso C. Sanelli A. Sarti G. Sartorelli O. Sato S. Savazzi L. Scavarda A. Schiavi C. Schuy E. Scifoni A. Sciubba A. Sécher M. Selvi L. Servoli G. Silvestre M. Sitta R. Spighi E. Spiriti G. Sportelli A. Stahl V. Tioukov S. Tomassini F. Tommasino G. Traini S.M. Valle M. Vanstalle M. Villa U. Weber A. Zoccoli M.C. Montesi, A. Lauria and G. De Lellis. Ion charge separation with new generation of nuclear emulsion films. 2018.