

# **UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**

**Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”**

**Corso di Laurea in Fisica**

**Tesi di Laurea**

**Ottimizzazione della geometria del target per l’esperimento**

**ENUBET**

**Relatore**

**Prof. Andrea Longhin**

**Laureanda**

**Noemi Manara**

**Anno Accademico 2019/2020**



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
1.1	ENUBET e la fisica dei fasci di neutrini monitorati . . . . .	3
1.1.1	Realizzazione . . . . .	4
1.2	FLUKA . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Ottimizzazione del target</b>	<b>9</b>
2.1	Materiali . . . . .	9
2.2	Simulazione . . . . .	10
2.3	Geometria . . . . .	11
2.3.1	Bersaglio cilindrico . . . . .	11
2.3.2	Verifica andamenti $\pi^+$ e $K^+$ . . . . .	15
2.3.3	Bersaglio a cono troncato . . . . .	16
<b>3</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>23</b>



# Capitolo 1

## Introduzione

Per gli esperimenti che si avvalgono della produzione di particelle tramite collisione di un fascio accelerato contro un bersaglio, l'ottimizzazione di quest'ultimo è di grande importanza: dalla sua configurazione va ad essere determinato lo spettro di produzione, in base alla complessa interazione tra i processi di adroproduzione e assorbimento dei mesoni secondari all'interno del target. Una scelta attenta dei parametri di costruzione consente quindi di ottenere un flusso controllato di particelle in uscita.

Sono qui studiate e discusse le rese in termini di produzione di  $\pi^+$  e  $K^+$  di alcuni target in berillio, grafite ed inconel-600, con configurazione a cilindro o una più innovativa geometria a tronco di cono. Lo spazio dei parametri sondato comprende lunghezze dai 30 ai 150 cm e raggi da 0.2 cm a 3.0 cm. I risultati sono stati analizzati ai fini dell'ottimizzazione della configurazione per l'esperimento ENUBET, nello specifico basandosi sulle richieste di avere una grande produzione di  $\pi^+$  e  $K^+$  aventi momento  $8.5 \pm 10\%$  GeV/c e caratteristiche cinematiche, meglio specificate nel corpus, tali da poter essere focalizzati dai successivi componenti della linea di fascio adronica dell'esperimento.

### 1.1 ENUBET e la fisica dei fasci di neutrini monitorati

Il lavoro di tesi si innesta nell'ambito della proposta scientifica, promossa dall'ERC, ENUBET ("Enhanced NeUtrino BEams from kaon Tagging"), da circa 4 anni attiva nel panorama della fisica del neutrino [6].

L'intento del progetto è di studiare e dimostrare la fattibilità di una sorgente controllata di  $\nu_e$ , di energia dell'ordine O(0.5-10) GeV [1], avente una precisione sull'intensità del fascio dell'1%. Ciò significa abbassare l'incertezza di un ordine di grandezza rispetto alle tecnologie precedentemente adoperate: esse si basano sulla ricostruzione indiretta dell'intensità di  $\nu_\mu$  provenienti dai decadimenti dei  $\pi$ , tramite estrapolazioni sui dati di produzione degli adroni e simulazioni delle linee di fascio, il che costituisce oggi il contributo preponderante al limite di O(5-10%) sulla precisione delle misure della sezione d'urto dei neutrini [1]. Il metodo invece proposto da ENUBET per valutare l'intensità del fascio di  $\nu_e$  generato è innovativo: esso prevede il conteggio dei positroni prodotti dal decadimento semileptonico a tre corpi del  $K_{e3}$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ , ottenendo una misura diretta sul numero di  $\nu_e$ . Ciò rende ininfluenti le incertezze sui PoT (Protons on Target) e sugli adroni prodotti dalle interazioni con il bersaglio, a differenza di quanto accade con le precedenti sorgenti basate sui decadimenti dei pioni.

Una volta raggiunto l'obiettivo, la nuova tecnologia apre la strada per alcuni progressi nel settore della fisica del neutrino. Infatti, migliorando la conoscenza della sezione d'urto del  $\nu_e$  e della sua dipendenza dall'energia, è possibile approfondire lo studio dei neutrini sterili, delle interazioni non standard del neutrino e delle oscillazioni dei neutrini. In particolare, l'incertezza sulla sezione d'urto del  $\nu_e$ , che deriva dalla conoscenza del fascio, è un limite per i prossimi esperimenti sulle oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , volti a testare la violazione di CP leptonica (T2K, DUNE, NOvA). Un'ulteriore ambito di progresso è la messa a punto del primo "tagged neutrino beam", ovvero un apparato nel quale il neutrino è univocamente associato alle altre particelle figlie del kaone padre [12]. Ciò può essere realizzato in particolare nel tunnel di decadimento tramite alcune accortezze nello sviluppo della strumentazione, presentate in seguito.

### 1.1.1 Realizzazione

La sorgente di neutrini in oggetto è in via di studio nelle sue diverse configurazioni possibili, lo schema della linea di fascio è quello rappresentato in fig. 1.1 [6].

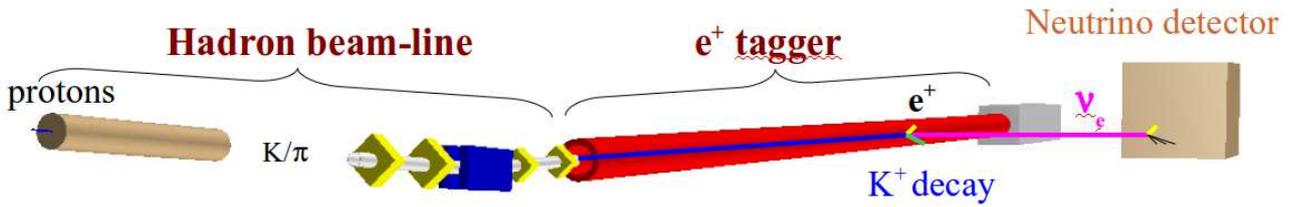


Figura 1.1: Schema della linea di fascio di neutrini di ENUBET. L'asse lungo cui si sviluppa la linea di fascio adronica è l'asse z.

La linea di fascio dei neutrini è costituita essenzialmente da tre elementi: la linea di fascio adronica, in cui vengono selezionati e opportunamente deviati gli adroni prodotti dalle reazioni dei protoni inviati sul bersaglio, il rivelatore di positroni (tagger), in cui vengono conteggiati i  $e^+$  dal decadimento del  $K_{e3}$ , e infine un rivelatore di neutrini.

È interessante osservare che, operando essenzialmente sulla base della selezione di particelle cariche, l'apparato può funzionare analogamente, in polarità inversa, per il decadimento  $K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$ , andando a conteggiare invece gli elettroni e ottenendo così una sorgente di antineutrini elettronici [3].

#### Linea di fascio adronica

Nell'illustrare il funzionamento della linea di fig. 1.1, il punto d'inizio è l'acceleratore da cui sono estratti i protoni monocromatici, poi indirizzati sul bersaglio. Vengono considerati i già esistenti acceleratori Main Ring (J-PARC), Main Injector (Fermilab) e Super Proton Synchrotron (CERN), che forniscono protoni di energia rispettivamente 30 GeV, 120 GeV e 400 GeV. Le spill, ossia la durata dell'impulso di protoni inviati sul bersaglio, vanno opportunamente adeguate, in base all'energia e alla tecnologia di focalizzazione, in modo da non sovraccaricare il rivelatore, contenendo il flusso di particelle cariche sotto i  $500 \text{ kHz/cm}^2$  [3]. I limiti sulle spill verranno presentati in seguito.

A questo punto, i protoni collidono con il bersaglio: tipicamente un cilindro con una lunghezza dell'ordine del metro e raggio dell'ordine di  $O(1) \text{ cm}$ , la cui ottimizzazione in termini di geometria e composizione è discussa in questo lavoro.

I prodotti delle interazioni vengono quindi selezionati e focalizzati tramite una delle seguenti tecnologie: o un horn magnetico, che permette una maggiore efficienza di raccolta degli adroni ma comporta anche una maggiore probabilità di coincidenze casuali quando si voglia lavorare nella configurazione con time tagging (50%), a causa del maggiore rapporto fra risoluzione temporale combinata e tempo di estrazione [12]. Oppure, in alternativa, tramite focalizzazione statica (un tripletto di quadrupoli prima del dipolo deflettente), che richiede un ordine di grandezza in più di PoT per garantire lo stesso numero di interazioni  $\nu_e$  a parità di condizioni esterne [12], ma porge una probabilità di coincidenze casuali operando nella configurazione con time tagging di gran lunga inferiore (pari a  $\approx 2\%$  [12]). In base alla scelta varia anche il metodo da adoperare per l'estrazione dei protoni. In entrambi i casi dev'essere tale che la durata del processo sia tanto più grande possibile, in modo da limitare il pile-up, ossia il fatto che segnali provenienti da particelle diverse si sovrappongano quando la distanza tra due segnali consecutivi diventa molto vicina allo sviluppo temporale tipico dei segnali stessi (ovvero qualche decina di ns). Con un focusing basato su horn infatti occorre concentrare i protoni negli intervalli tipici in cui è possibile sostenere correnti di svariate centinaia di kA nell'horn ( $O(\text{ms})$ ) [3]. Al sistema a deflettore magnetico va abbinata un'estrazione in modalità "burst", che consiste nell'estrarre molte spill consecutive della durata di qualche ms, all'interno di una spill macroscopica di  $\approx 4 \text{ s}$  [3]. Invece al sistema statico può essere associata un'estrazione lenta con spill dell'ordine dei secondi.

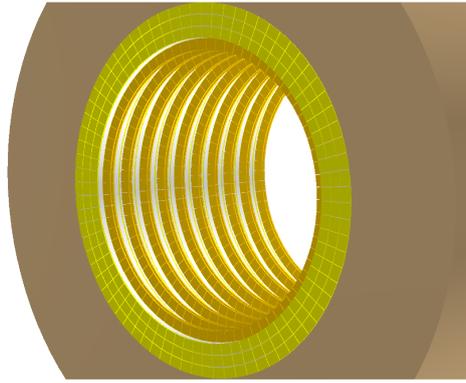


Figura 1.2: Tagger di ENUBET. La parete interna del tunnel è costituita da tre strati di moduli del calorimetro (in verde chiaro). Gli anelli di lastre scintillatrici per il veto dei fotoni (gialle) sono disposte appena sotto i moduli. La lunghezza di ogni modulo è 10 cm e le due lastre del veto per i fotoni sono installate ogni 7 cm. Le fibre ottiche (non mostrate) portano la luce in direzione radiale verso la parte esterna del tunnel (marrone chiaro) dove sono posizionati i SiPM (non disegnati).

Con la linea di trasferimento così discussa vengono selezionate le particelle cariche positive (negative per fasci di  $\bar{\nu}_e$ ) con momento pari a 8.5 GeV/c e intervallo di momento 10%. In particolare ENUBET ottimizza il trasporto di  $K^+$  e  $\pi^+$ , che vengono deflessi di  $7.4^\circ$  ( $14.8^\circ$  nella configurazione alternativa a doppio dipolo) e indirizzati verso il tunnel di decadimento [3]. Da studi di ottimizzazione [13], la linea favorita è di tipo statico, con configurazione di un tripletto di quadrupoli seguito da un dipolo deflettente (di campo  $B=1.8$  T, che si traduce in un angolo di deflessione di  $7.4^\circ$ ) e un ulteriore tripletto di quadrupoli. Sia i quadrupoli che il dipolo hanno raggio di apertura pari a 15 cm.

La lunghezza della linea di trasferimento, prevista di  $\approx 20$  m, è contenuta in modo da evitare la perdita di segnale dovuta ai  $K^+$  decaduti prima dell'ingresso nel tunnel.

I protoni primari che non hanno interagito nel bersaglio proseguono in linea retta fino al deposito dove vengono fermati, non andando quindi a interferire con il rivelatore.

## Tagger

Il fascio opportunamente collimato viene trasportato fino al tunnel di decadimento, strumentato con due tipi di rivelatori. Si tratta, come rappresentato in fig. 1.2, di un cilindro cavo di lunghezza pari a 40 m e raggio 100 cm, a composizione modulare: nella parte calorimetrica la costruzione è data dalla ripetizione di tre strati di LCM (modulo compatto di readout laterale). Questo modulo, rappresentato in fig. 1.3, è composto di lastre in ferro (spesse 1.5 cm) e lastre di scintillatori plastici organici (spesse 0.5 cm) alternate, aventi tutte sezione ortogonale di  $3 \times 3$  cm<sup>2</sup>. Lo spessore totale di questo strato è pertanto di 10 cm nella direzione radiale [2].

Il design iniziale era quello del calorimetro “shashlik” a segmentazione radiale e longitudinale, in cui le fibre ottiche WLS (WaveLength Shifting), aventi un tempo di decadimento inferiore ai 3 ns, erano disposte in una matrice di fori nelle lastre, per un totale di 9 fibre e una densità di 1 fibra/cm<sup>2</sup> [1]. Recentemente questo design è stato aggiornato con un disegno in cui la luce viene raccolta lateralmente da due fibre per ogni scintillatore e portata dalle fibre WLS oltre uno schermo di polietilene borato di 30 cm di spessore [2]. Questo permette di accedere ai fotosensori e riduce di circa un fattore 20 la dose di neutroni a cui sono sottoposti.

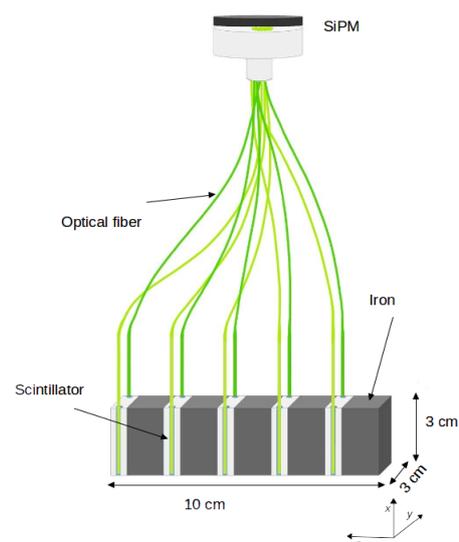


Figura 1.3: LCM di ENUBET

La PID (Particle Identification) avviene tramite il readout dell'emissione di luce in corrispondenza al passaggio di particelle cariche, dovuta all'eccitazione e diseccitazione delle molecole organiche disciolte nella plastica. La lettura del segnale è realizzata grazie alle fibre ottiche WLS e a sensori al silicio (SiPM), uno per ciascun modulo LCM. I piani longitudinali sono traslati gli uni rispetto agli altri di 3.5 mm, come mostrato in fig. 1.4. Così facendo ogni fibra non raccoglie luce dai piani superiori ed è assicurato l'isolamento ottica degli LCM.

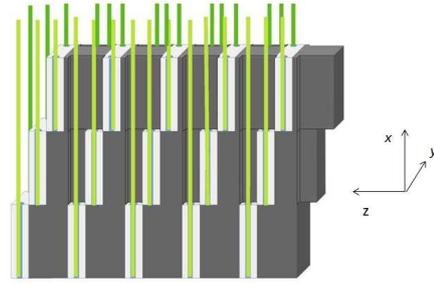


Figura 1.4: Disposizione delle fibre WLS attraverso le scanalature nelle lastre di ferro dei i tre strati di LCM

In questo modo è possibile rilevare i positroni e i pioni carichi, che si possono distinguere grazie ai diversi profili longitudinali del deposito di energia degli sciami: mentre quelli originati da  $e^+$  sono interamente contenuti entro uno spessore di 2 LCM, quelli indotti da  $\pi$  sono più penetranti [3].

Un'ulteriore pulizia del segnale viene effettuata grazie allo strato  $t_0$ , posto subito sotto il rivestimento calorimetrico del tagger. Esso è composto da ripetizioni a distanza di 7 cm di un'unità base, costituita da una coppia di scintillatori plastici in lastre (doppietto  $t_0$ ) con una superficie di  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  e uno spessore di 0.5 cm ( $\approx 0.02 X_0$ ), poste in modo ortogonale all'asse del tagger. La lettura è, come per il calorimetro, compiuta tramite fibre WLS collegate ad un SiPM [3]. Questa apparecchiatura consente di porre un veto sui fotoni generati dai decadimenti  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ , aventi B.R. (Branching Ratio)  $\simeq 21\%$  [10], tramite l'informazione dell'altezza dell'impulso in tutti gli scintillatori colpiti: i fotoni convertiti generano un segnale compatibile con un singolo mip (minimum ionizing particle), mentre i positroni sono identificati da un segnale di 2 mip [3].

L'implementazione di tecnologie efficienti nel distinguere le diverse reazioni del  $K^+$  è fondamentale poiché queste particelle sono il 5-10% di quelle che raggiungono il tagger, e inoltre il B.R. in  $K_{e3}$  è solo del 5% [10]. D'altronde la geometria del decadimento  $K_{e3} \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ , che prevede l'emissione preferenziale dei positroni a grande angolo ( $\approx 88 \text{ mrad}$  [3]), fa sì che questi siano interamente assorbiti e rilevati dalle pareti del circostante calorimetro cilindrico, a differenza della grande maggioranza dei pioni non decaduti e muoni prodotti dai decadimenti  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , che raggiungono il deposito finale senza toccare le pareti.

La lunghezza contenuta del tunnel di decadimento fa sì che solo una piccola percentuale dei  $\nu_e$  provenga da decadimenti del  $\mu$ ; al contempo entro tale distanza decade il 50% dei  $K^+$  [3]. In definitiva il 97% dei  $\nu_e$  è prodotto dal decadimento del  $K_{e3}$  [3].

Inoltre è possibile trovare un limite per i  $\nu_\mu$  di alta energia provenienti dai decadimenti  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \pi^0$  e  $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ , monitorabili con l'assetto del tagger presentato. I neutrini muonici a bassa energia invece provengono dal decadimento  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ , i cui muoni sono emessi a piccolo angolo: per rilevarli va strumentato l'hadron dump, che si trova alla fine del tagger.

Diluendo a sufficienza il numero dei protoni sul target (PoT) o allungando i tempi di estrazione dei protoni, in modo da minimizzare il pile up di eventi, è possibile ricostruire completamente i vertici di decadimento del singolo evento, rilevato tramite associazione temporale, e costruire così un fascio di neutrini time-tagged, i cui sapore ed energia individuali sono noti a priori. Per garantire un'identificazione temporale affidabile, è anche necessario che la precisione temporale dei rivelatori sia dell'ordine dei 100 ps [3].

## Rivelatore di neutrini

Il detector di neutrini è collocato a una distanza di circa 50 m dalla fine del tunnel. Considerando ad esempio un rivelatore di 500 ton di Argon liquido con sezione  $6 \times 6 \text{ m}^2$ , ed assumendo  $4.5 \times 10^{19}$  PoT, sono attese  $1.13 \times 10^6$  interazioni in corrente carica del  $\nu_\mu$  e  $1.4 \times 10^4$  interazioni in corrente carica del  $\nu_e$ . Lo spettro energetico di queste ultime può essere ottimizzato per coprire la regione energetica di interesse per i futuri esperimenti di oscillazione su long-baseline (HyperKamiokande in Giappone e DUNE negli USA). Il fascio attuale ha un valor medio 4 GeV (FWHM 3 GeV) e si adatta quindi particolarmente bene al flusso previsto per il progetto DUNE [3].

## 1.2 FLUKA

Lo studio della configurazione del target è stato effettuato tramite il software FLUKA: un codice Monte Carlo totalmente integrato per simulazioni nell'ambito della fisica delle particelle, distribuito dall'INFN [7] [5]. In particolare, nel caso studiato, viene usato per simulare le interazioni dei protoni accelerati con la materia.

Questo software implementa i modelli fisici disponibili su scala microscopica, impone la consistenza in tutti i passaggi e tipi di reazione, le leggi di conservazione, verifica la coerenza di ogni singolo risultato con l'ampio database di risultati sperimentali disponibili, e utilizza le costanti come riportate dal PDG [8]. Di conseguenza, i risultati finali sono ottenuti con un set minimale di parametri liberi, fissato per tutte le combinazioni di energie-target-particelle.

I range energetici di funzionamento comprendono ampiamente quelli d'interesse: il software è in grado di gestire protoni di energia da 1keV a centinaia di TeV.



## Capitolo 2

# Ottimizzazione del target

Nel seguito verranno presentati e discussi gli studi effettuati sull'ottimizzazione del bersaglio posto a monte della linea adronica che ha lo scopo di raccogliere e focalizzare la maggior quantità di  $\pi^+$  e  $K^+$  nel range energetico di interesse.

La geometria del bersaglio e la scelta del materiale vanno a determinare lo spettro dei secondari in base alla complessa interazione tra i processi di adroproduzione e assorbimento dei mesoni secondari prodotti nelle interazioni dei protoni con i nucleoni del bersaglio. L'ottimizzazione del target è quindi di grande importanza perché un design appropriato influisce sul flusso di adroni all'entrata del target e di conseguenza sulla possibilità di raccogliere un numero sufficiente di interazioni di neutrino con un buon controllo del flusso in tempi contenuti ( $O(10^4) \nu_e^{CC}$  in 5 anni su un rivelatore di 500 ton a 100 m dal target) [3].

Le particelle cui siamo interessati hanno un momento sostanzialmente inferiore a quello dei protoni e sono quelle prodotte nella direzione dei protoni, per cui agire sulle dimensioni del bersaglio permette di arricchire la produzione a basse energie sfruttando l'effetto delle reinterazioni dei secondari nel target stesso. Poiché questo effetto concorre con l'assorbimento dei secondari, abbiamo utilizzato una simulazione completa che tiene conto in modo esatto di tutti i fenomeni di interazione.

Viene dunque effettuata un'esplorazione sistematica dello spazio dei parametri in range che siano compatibili con le richieste tecniche sulla realizzabilità del target (stress meccanici, raffreddamento). Sono state prese in considerazione due geometrie: un cilindro e un cono troncato, quest'ultimo in entrambe le possibilità per l'orientazione lungo la direzione del fascio, ovvero con il raggio della faccia in entrata per i protoni maggiore o minore di quello della faccia in uscita, come mostrato in fig. 2.19.

La migliore configurazione è stata valutata con una simulazione completa di una figura di merito data dal numero di  $\pi^+$  prodotti nella regione di interesse per ogni protone per una data geometria.

### 2.1 Materiali

Sono state scelte tre possibilità per la composizione del target, che rispondono ai requisiti meccanici e termici: berillio, grafite e inconel-600.

La scelta del berillio, materiale ampiamente diffuso negli esperimenti di fisica subnucleare per la realizzazione dei target — basti pensare agli esperimenti di Christenson ad AGS sul decadimento del mesone  $K_2^0$  [4] e quello di Ting che portò alla scoperta del mesone  $J/\psi$  tramite decadimento, è stata naturale. Esso è indicato per via del suo punto di fusione particolarmente alto ( $1280^\circ\text{C}$ ), il più alto fra i metalli leggeri.

Allo stesso modo la grafite si presenta come un materiale modernamente diffuso in questo ambito, in particolare per il vantaggio di non avere le proprietà tossiche del Berillio. È utilizzata per esempio dagli ultimi esperimenti sulle oscillazioni di neutrino, come T2K e NOvA.

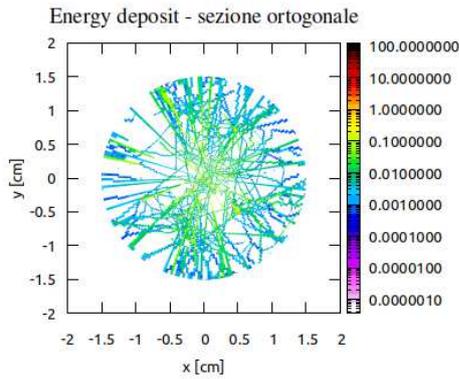


Figura 2.1: Deposito di energia [GeV/cm<sup>3</sup>] [8], sezione ortogonale di un target cilindrico in berillio, esempio con il programma di simulazione FLUKA per una singola interazione di protone

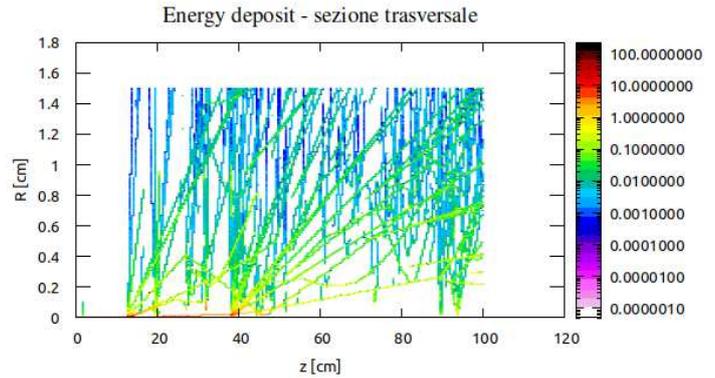


Figura 2.2: Deposito di energia [GeV/cm<sup>3</sup>], sezione trasversale di un target cilindrico in berillio, esempio con il programma di simulazione FLUKA per una singola interazione di protone

Invece l'inconel-600 (d'ora in avanti chiamato semplicemente "inconel"), una lega di ferro, cromo e nichel, è stata scelta per la sua ottima resistenza all'ossidazione e alla corrosione ad alte temperature, il suo basso costo, le proprietà meccaniche soddisfacenti e il suo punto di fusione elevato (entro il range 1354°-1413° C) [11].

In tab. 2.1 sono riportate le proprietà di principale interesse per i materiali considerati <sup>1</sup>, i cui valori sono stati tratti dalla pagina del Particle Data Group, reperibile in bibliografia [9].

Materiali	Densità	Lunghezza di interazione nucleare	Lunghezza di interazione dei pioni
Berillio	1.848 g/cm <sup>3</sup>	42.10 cm	59.47 cm
Grafite	2.210 g/cm <sup>3</sup>	38.83 cm	53.30 cm
Inconel-600	8.47 g/cm <sup>3</sup>	15.66 cm	19.03 cm

Tabella 2.1: Specifiche dei materiali considerati

Le richieste relative alla resistenza termica sono giustificate dal fatto che in meno di un dm<sup>3</sup> di materiale viene depositata molta energia nell'intervallo di tempo della spill, dunque la resistenza a sforzi termici è essenziale perché il solido non si spezzi o deformi nel corso dell'esperimento. A titolo di esempio, è riportata nei grafici 2.1 e 2.2 una simulazione realizzata con FLUKA del deposito energetico in un cilindro di berillio (R=1.5 cm, L=100 cm) di un solo protone impattante con un'energia di 400 GeV.

## 2.2 Simulazione

Per i diversi tipi di bersaglio descritti sono state effettuate simulazioni di collisione di pacchetti di protoni accelerati, corrispondenti a frazioni di spill, tramite FLUKA. Il software permette, tramite la scrittura di un file di input, di disegnare l'assetto sperimentale fissando vari parametri, fra cui: tipo, quantità ed energia delle particelle collidenti, geometria e materiale del target. Le simulazioni sono state iterate per pacchetti di protoni alle seguenti energie nominali: 30 GeV, 120 GeV e 400 GeV, che corrispondono alle energie che possono fornire gli acceleratori Main Ring (J-PARC), Main Injector (Fermilab) e Super Proton Synchrotron (CERN).

Per ciascuna simulazione sono state selezionati i  $\pi^+$  e i  $K^+$ , effettuando un taglio fisso in base a momento e una variabile sulla direzione delle particelle prodotte. Per produrre neutrini con uno spettro energetico che copra il range utile di Hyper-Kamiokande e DUNE, si definisce il limite per il momento: 8.5 GeV/c con una dispersione del 10%, coerentemente con quanto previsto nel design corrente dell'esperimento [3].

<sup>1</sup>Le lunghezze di interazione dell'inconel sono state calcolate come media pesata di quelle dei suoi costituenti secondo le loro percentuali (76% nichel, 15% cromo e 9% ferro) [11].

Come ulteriore selezione si considerano solo le particelle che possono essere focalizzate dal primo quadrupolo, ovvero che attraversino un cerchio di raggio 15 cm a 50 cm di distanza dal bersaglio, come mostrato in fig. 2.3. Per valutare questa condizione ci si è avvalsi dell'ipotesi semplificativa che nella regione a monte del quadrupolo la particella non risenta di campi che ne modifichino la direzione; peraltro condizione ben verificata visto che le particelle sono molto energetiche e il campo di bordo ("fringe") è piccolo. È stato così elaborato un parametro dinamico valutato per ogni particella: la sua posizione proiettata sul piano del quadrupolo  $z=z_{quad}=L_{target}+50$  cm. Infatti, giacché dagli output di FLUKA sono noti il vettore posizione in cm  $(x_p, y_p, z_p)$  e le componenti del vettore momento  $(P_x, P_y, P_z)$  in GeV/c di ogni particella generata, per ottenere la posizione a  $z=z_{quad}$  si può procedere nel modo seguente: mettersi nel sistema di riferimento della particella, in cui si va a descrivere il vettore momento in coordinate sferiche:

$$\bar{P} = (r_P, \theta_P, \phi_P) = \left( \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}, \cos^{-1}\left(\frac{P_z}{r_P}\right), \tan^{-1}\left(\frac{P_y}{P_x}\right) \right)$$

Nelle ipotesi fatte esso individua la traiettoria della particella. Dunque, il punto in cui la retta su cui giace il vettore  $\bar{P}$  interseca il piano  $z=z_{quad}$  è individuato dalle stesse coordinate angolari di  $\bar{P}$ , ma raggio

$$r_f = \frac{z_{quad} - z_P}{\cos \theta}.$$

Infine basta ritrasformare in coordinate cartesiane e traslare indietro nel sistema di riferimento del laboratorio per ottenere le formule per la posizione finale della particella, da cui si valuta se sia soddisfatto il criterio:  $x_f^2 + y_f^2 < r_{quad}^2$ .

$$x_f = r_f \sin \theta \cos \phi + x_P$$

$$y_f = r_f \sin \theta \sin \phi + y_P$$

$$z_f = r_f \cos \theta + z_P$$

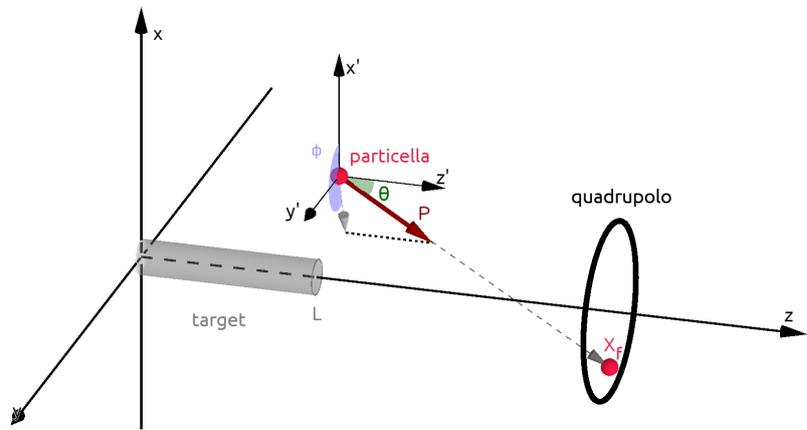


Figura 2.3: Sistema di coordinate per la selezione angolare

## 2.3 Geometria

### 2.3.1 Bersaglio cilindrico

Iniziamo col considerare un bersaglio cilindrico, di lunghezza e raggio variabili, orientato lungo l'asse z, alternativamente nei tre materiali candidati.

Sono state prese in considerazione tutte le combinazioni di lunghezze e raggi appartenenti ai seguenti campioni:  $L=\{30, 50, 70, 90, 110, 130, 150\}$  cm e  $R=\{0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0\}$  cm.

Per tutte le configurazioni le simulazioni sono state effettuate, sul cluster cc di IN2P3 a Lione, con  $10^4$  PoT per ogni energia considerata, eccetto alcune configurazioni in inconel a 400 GeV, per le quali la simulazione ha raggiunto il limite di 20 ore di CPU. I dati di tali configurazioni sono stati opportunamente rinormalizzati ai PoT effettivamente simulati.

### Figure di merito per $\pi^+$

Nei seguenti grafici<sup>2</sup> sono raffigurati i numeri di  $\pi^+$  selezionati secondo i criteri esposti in precedenza, normalizzati al rispettivo valore di PoT, in funzione del parametro lunghezza del cilindro (L). Sono indicati con diversi colori i set relativi a ciascun raggio (R) considerato. Nella sez. 2.3.2 si discute l'equivalenza dello studiare la produzione di  $\pi^+$  e  $K^+$ . A fronte della statistica nettamente superiore dei primi l'analisi è stata portata avanti su questi.

<sup>2</sup>Gli errori raffigurati in tutti i seguenti grafici corrispondono alla radice della varianza poissoniana ( $\sigma = \sqrt{N}$ , dove N indica il numero di eventi)

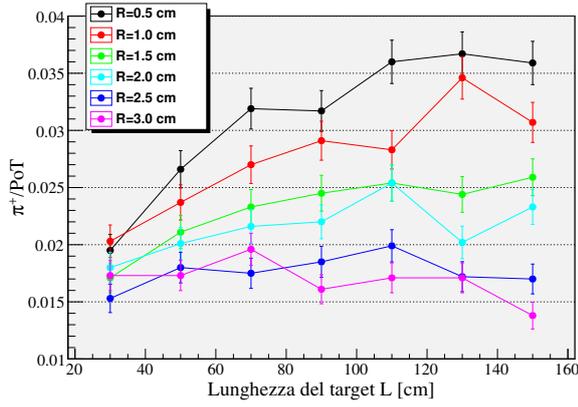


Figura 2.4: figura di merito 30 GeV - cilindro, berillio

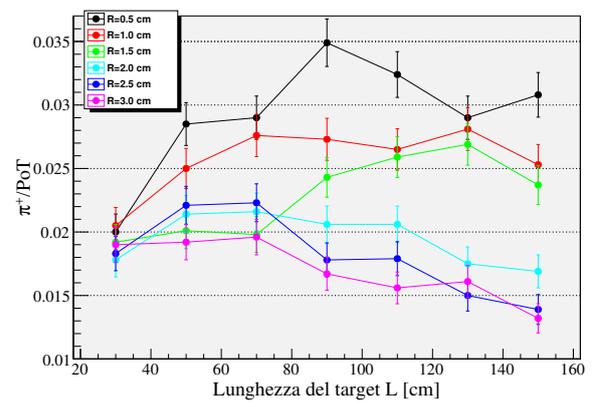


Figura 2.5: figura di merito 30 GeV - cilindro, grafite

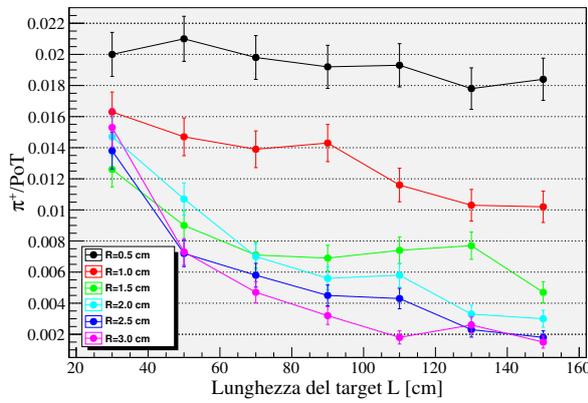
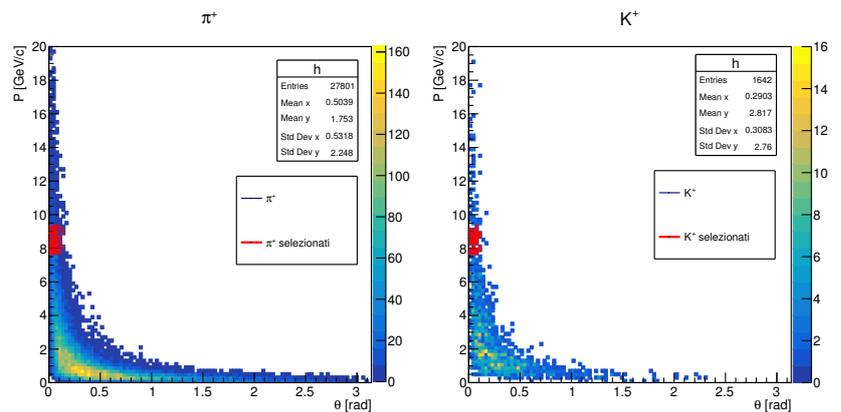


Figura 2.6: figura di merito 30 GeV - cilindro, inconel

$\pi^+$  ad energia dei protoni 30 GeV è  $0.0367 \pm 0.0019 \pi^+/\text{PoT}$  e corrisponde alla configurazione in berillio ( $R=0.5$  cm,  $L=130$  cm). Il valore massimo raggiunto dalle configurazioni in grafite non si discosta molto, è  $0.0349 \pm 0.0019 \pi^+/\text{PoT}$  per ( $R=0.5$  cm,  $L=90$  cm), mentre l'inconel ha una resa significativamente inferiore, arrivando a  $0.0198 \pm 0.0014 \pi^+/\text{PoT}$  per ( $R=0.5$  cm,  $L=50$  cm).

Nella fig. 2.7 è rappresentata la distribuzione del momento in funzione dell'angolo  $\theta$  di  $\pi^+$  e  $K^+$  per la configurazione migliore del berillio; le caselle rosse indicano la particelle selezionate. È possibile apprezzare la somiglianza delle distribuzioni per pioni e kaoni. In fig. 2.8 sono invece riportati, in scala logaritmica, gli istogrammi del momento e del logaritmo in base 10 dell'angolo di tutte le particelle prodotte sotto l'azione di protoni di 30 GeV. Si nota che vi è produzione di particelle principalmente a basso momento e ad angolo inferiore al radiante.

Il numero di  $\pi^+$  totali prodotti nella configurazione migliore è:  $2.780 \pm 0.017 \pi^+/\text{PoT}$  per il berillio,  $2.869 \pm 0.017 \pi^+/\text{PoT}$  per la grafite e  $4.04 \pm 0.02 \pi^+/\text{PoT}$  per l'inconel. Si nota che nonostante sia il berillio a fornire più particelle con le caratteristiche appropriate per l'esperimento, è l'inconel il materiale che, a parità di PoT, genera più particelle in assoluto, per via della sua densità, che rende

Figura 2.7: Distribuzione di momento e angolo per la configurazione cilindrica, berillio, 30 GeV, ( $R=0.5$  cm,  $L=130$  cm)

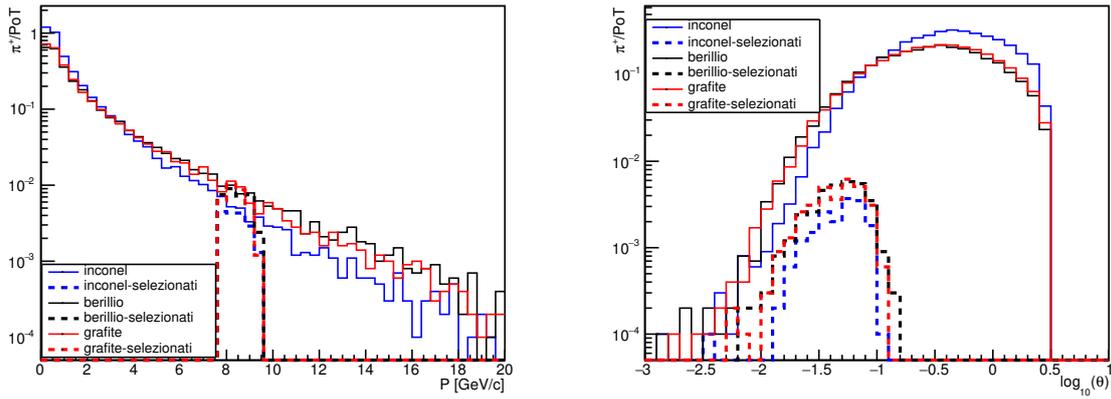


Figura 2.8: Distribuzione di momento e angolo per le configurazioni migliori dei tre materiali, 30 GeV

più probabili le interazioni con i protoni e le reinterazioni successive. Tuttavia, come si nota in fig. 2.8, le particelle uscenti da questo tipo di target simulato sono distribuite perlopiù a momenti inferiori a quelli di interesse.

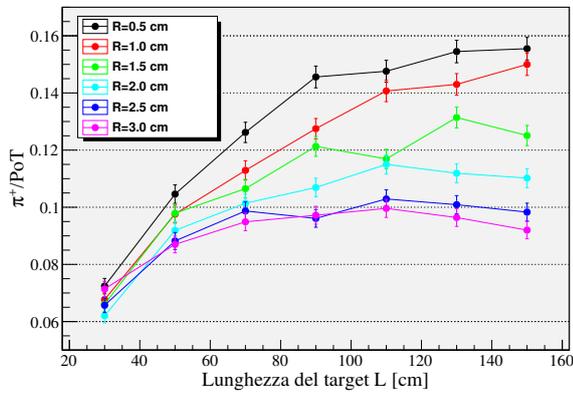


Figura 2.9: figura di merito 120 GeV - cilindro, berillio

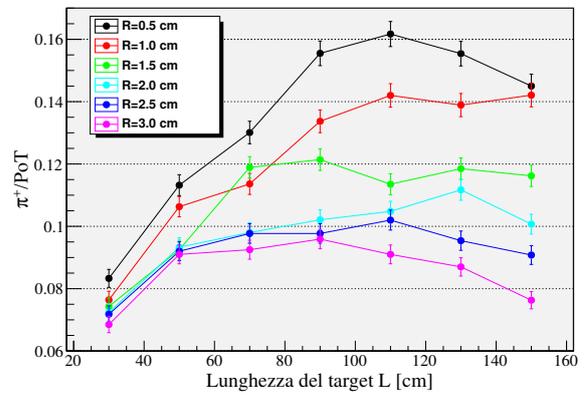


Figura 2.10: figura di merito 120 GeV - cilindro, grafite

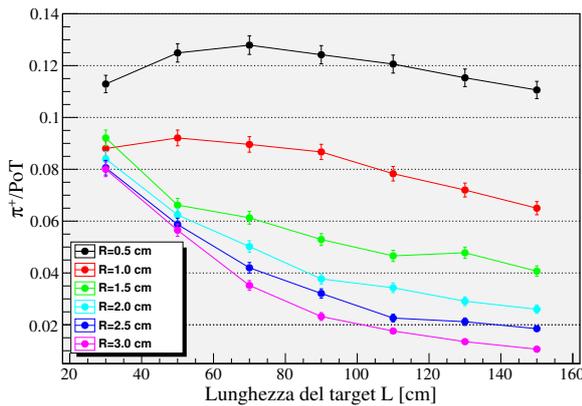


Figura 2.11: figura di merito 120 GeV - cilindro, inconel

$0.162 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$ . Il berillio produce  $0.156 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$ , in corrispondenza dei parametri ( $R=0.5$  cm,  $L=150$  cm). La configurazione in inconel è la peggiore, con un massimo di  $0.128 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$  a ( $R=0.5$  cm,  $L=70$  cm). Tuttavia questo materiale è il più performante a lunghezze pari o inferiori a questa, dunque sotto necessità di lunghezze del target contenute è un materiale che vale la pena considerare. Inoltre, un disegno con lunghezze corte, competitivo come questo nelle rates di particelle, ha il vantaggio ulteriore di facilitare il design del sistema di focusing: la regione di produzione è meglio approssimabile con una sorgente "puntiforme".

Nel caso del fascio di protoni a 120 GeV il comportamento osservato è simile a quello riscontrato per protoni a 30 GeV. L'andamento della grafite ha una variazione a  $R < 2.0$  cm: in corrispondenza di questi raggi è visibile un andamento in un primo momento crescente con la lunghezza, similmente a quanto accade per il berillio. Con l'aumento dell'energia dei protoni, crescono anche il momento trasferito alle particelle prodotte dalle interazioni e il loro numero, pertanto la statistica va ad aumentare.

In questo caso, pur rimanendo simile al berillio, la configurazione con la migliore resa è quella in grafite di parametri ( $R=0.5$  cm,  $L=110$  cm) con

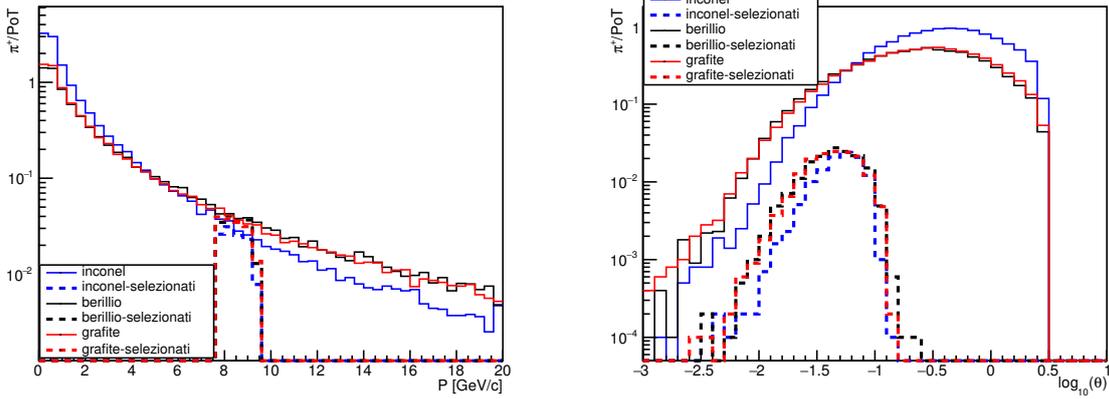


Figura 2.12: Distribuzione di momento e angolo per le configurazioni migliori dei tre materiali, 120 GeV

Il numero di  $\pi^+$  totali prodotti dai diversi materiali nelle configurazioni migliori è:  $7.36 \pm 0.03 \pi^+/\text{PoT}$  per il berillio,  $8.23 \pm 0.03 \pi^+/\text{PoT}$  e  $12.02 \pm 0.03 \pi^+/\text{PoT}$  per l'inconel. Da questo dato e dai grafici in fig. 2.12 del momento in funzione dell'angolo dei  $\pi^+$  e  $K^+$  prodotti per le configurazioni migliori di ogni materiale, si nota come benché l'inconel abbia una resa complessivamente maggiore per le particelle considerate, esse hanno perlopiù momento inferiore ai 3 GeV/c. La distribuzione in momento per il berillio e la grafite è più popolata nella regione di interesse a momenti più alti e per questo tali materiali sono più promettenti nella configurazione selezionata.

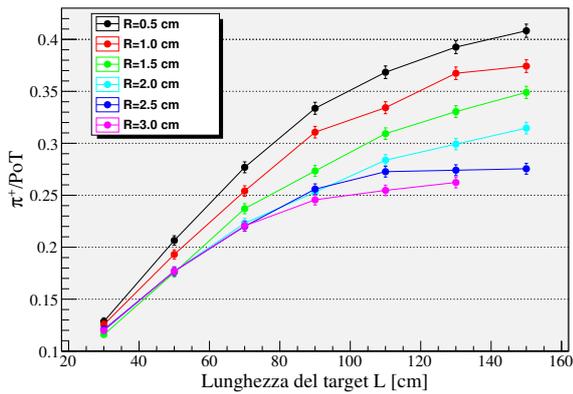


Figura 2.13: figura di merito 400 GeV - cilindro, berillio

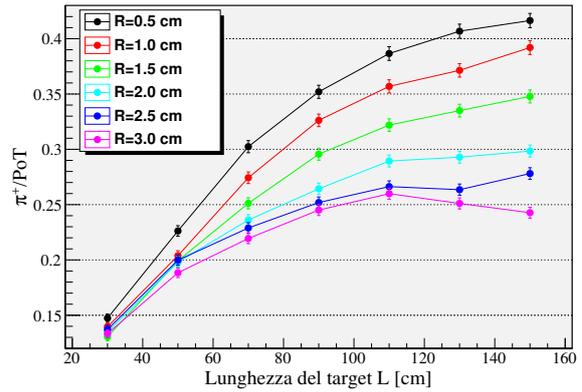


Figura 2.14: figura di merito 400 GeV - cilindro, grafite

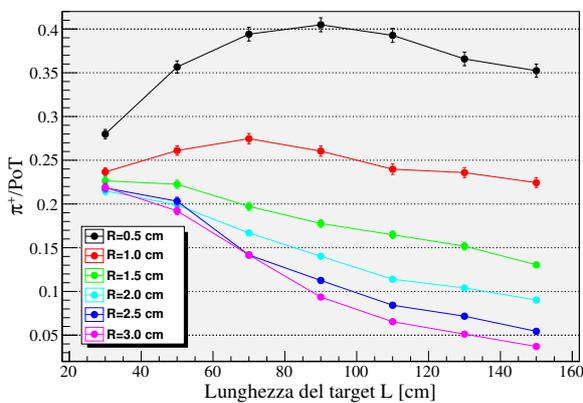


Figura 2.15: figura di merito 400 GeV - cilindro, inconel

Anche a 400 GeV incontriamo alcune nuove differenze nel comportamento dei target. Nei casi del berillio e della grafite, il numero di  $\pi^+$  prodotti aumenta chiaramente con la lunghezza del target anche per i raggi maggiori ( $R > 2\text{cm}$ ). Invece, per quanto riguarda l'inconel, la configurazione di raggio  $R=0.5\text{ cm}$ , la più promettente, sembra raggiungere la saturazione a  $L=90\text{ cm}$ , a cui corrisponde il massimo per la figura di merito:  $0.405 \pm 0.006 \pi^+/\text{PoT}$ .

Anche in questo caso è il target in grafite ad essere il più promettente, con  $0.416 \pm 0.006 \pi^+/\text{PoT}$  a ( $R=0.5\text{ cm}$ ,  $L=150\text{ cm}$ ). Con la stessa scelta di parametri geometrici il target in berillio arriva a produrre  $0.408 \pm 0.006 \pi^+/\text{PoT}$ .

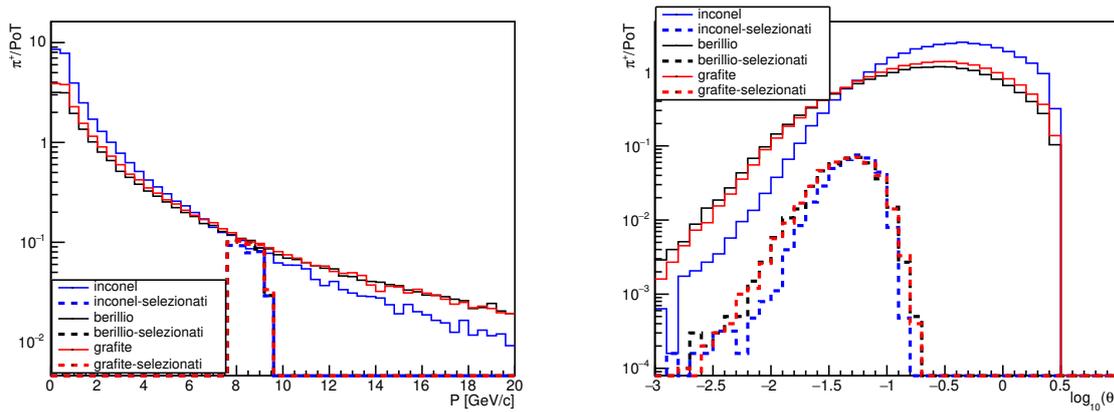


Figura 2.16: Distribuzione di momento e angolo per le configurazioni migliori dei tre materiali, 400 GeV

Il numero di  $\pi^+$  totali prodotte dai diversi materiali nelle configurazioni migliori è:  $17.56 \pm 0.04 \pi^+/\text{PoT}$  per il berillio,  $20.01 \pm 0.04 \pi^+/\text{PoT}$  per la grafite e  $32.38 \pm 0.07 \pi^+/\text{PoT}$  per l'inconel. Da questi dati e dagli spettri in momento e angolo per le configurazioni migliori di fig. 2.16, si può apprezzare l'aumento del numero di particelle prodotte per ogni materiale, più del doppio di quelle a 120 GeV, e una maggiore popolazione delle code ad alto momento e basso angolo.

### Considerazioni

In definitiva, scegliendo per il target una configurazione cilindrica si ottengono risultati migliori con un raggio piccolo, per tutti e tre i materiali considerati.

A meno di limiti ingegneristici sulla lunghezza del target, la migliore è sempre superiore al metro e in due casi su tre risulta essere 150 cm, la massima considerata.

Le configurazioni più promettenti sono riportate in tab. 2.2. A seconda dell'energia dei protoni primari si ottengono diverse combinazioni per la lunghezza e il materiale migliori. L'inconel rimane una valida alternativa nel caso di necessità di lunghezze più contenute o per la produzione di particelle a momento inferiore.

Energia del fascio di protoni	Miglior configurazione e resa			
	R [cm]	L [cm]	Materiale	Nr ( $\pi^+$ )/PoT
30 GeV	0.5	150	berillio	$0.0367 \pm 0.0019$
120 GeV	0.5	110	grafite	$0.162 \pm 0.004$
400 GeV	0.5	150	grafite	$0.416 \pm 0.006$

Tabella 2.2: configurazioni e rese migliori per energia, target cilindrico

### 2.3.2 Verifica andamenti $\pi^+$ e $K^+$

L'analisi proposta è stata effettuata sul numero di  $\pi^+$  anziché di  $K^+$ , tuttavia questo è stato solo un espediente per ottenere più statistica: essendo la massa dei pioni inferiore a quella dei kaoni, vista la particolare dipendenza da essa dello spazio delle fasi della reazione, la sezione d'urto per la loro produzione è maggiore. Inoltre, considerando la composizione subatomica di tali particelle ( $\pi^+ = u\bar{d}$ ,  $K = u\bar{s}$ ), per la produzione del kaone è necessaria la produzione di un quark strange che è presente nelle *particle distribution functions* del protone solo a livello di *sea - quarks* (coppie  $s - \bar{s}$ ) e non come quark di valenza ( $u, d$ ).

Per verificare che il numero di  $K^+$  uscenti dal bersaglio segua nell'andamento quello dei  $\pi^+$ , si considerano le configurazioni dell'inconel a 400 GeV, che hanno una statistica alta.

Visivamente, confrontando le figure di merito per i kaoni con quelle in precedenza riportate per i pioni, fig. 2.17 con fig. 2.15, si nota già che gli andamenti sono simili. In entrambi i casi la configurazione che emette più

$\pi^+/K^+$  è quella con  $R=0.5$  cm. Anche nei grafici di momento e angolo (ad esempio fig. 2.7), presentati in precedenza sia per  $\pi^+$  che per  $K^+$ , è possibile osservare una distribuzione analoga delle particelle.

In particolare, le validità del metodo di analisi scelto è comprovata statisticamente dal coefficiente di correlazione  $\rho$ , valutato tra i numeri di  $\pi^+$  e di  $K^+$  (normalizzati sui PoT), che assume valori vicini all'unità in tutti i casi considerati; un esempio si può notare in fig. 2.18, dove è stato riportato anche, allo scopo di guidare l'occhio, un fit lineare sui dati.

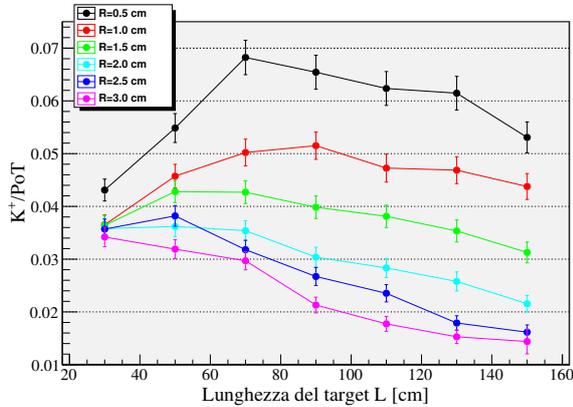


Figura 2.17: figura di merito 400 GeV - inconel - kaoni

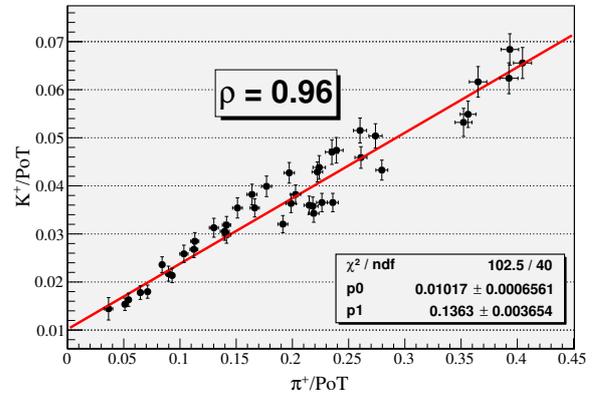


Figura 2.18: Correlazione fra le figure di merito di  $K^+$  e  $\pi^+$  del target in inconel, ad energia 400 GeV

### 2.3.3 Bersaglio a cono troncato

La seconda geometria che abbiamo testato è il tronco di cono; si tratta del primo studio di un target a geometria tronco-conica.

Nel seguito è indicato con “A” il raggio della base d’ingresso per i protoni e con “B” il raggio della base d’uscita, come rappresentato in fig. 2.19. Questa scelta è nata dalla considerazione che, a seconda dell’energia considerata per i protoni, possano verificarsi gli scenari ora descritti. Nel caso  $A > B$ , i protoni primari producono più particelle nel primo tratto, le quali vanno poi ad uscire quasi subito dal target. Ciò è particolarmente favorevole per energie basse, già vicine a quelle d’interesse per le particelle prodotte. Invece nel caso  $A < B$ , per energie più alte, ci si aspetta che una quantità superiore di materiale in coda al target con cui interagire favorisca le reinterazioni utili, cosicché nei vari processi l’energia dei prodotti diminuisca, avvicinandosi al range d’interesse.

I materiali, il numero di PoT e le loro energie sono gli stessi dei casi precedentemente analizzati.

Inizialmente i range per i parametri liberi sono stati presi: da 0.5 cm a 3.0 cm per i raggi (A e B) e da 30 cm a 150 cm per la lunghezza del target (L). Si è effettuata una scansione in un primo momento meno fine per il raggio, a passi di 0.5 cm (0.6 cm per l’inconel). I risultati di questa prima scansione sono riportati nel seguito (figg. 2.20, 2.22, 2.24, 2.26, 2.28, 2.30, 2.32, 2.34 e 2.36) nei plot di sinistra in cui mostriamo la figura di merito in funzione di L per vari valori di A e B, in cui i pallini magenta sono le medie del numero di  $\pi^+$  per la lunghezza indicata. Successivamente abbiamo individuato tra queste simulazioni la lunghezza che dava il valore migliore e, fissando questo parametro, si è passati ad una scansione più fine a step di 2 mm per il valore dei raggi, realizzando i grafici A in funzione di B a L fissato (figg. 2.21, 2.23, 2.25, 2.27, 2.29, 2.31, 2.33, 2.35 e 2.37), con un gradiente di colore a indicare la figura di merito dei  $\pi^+$  e la linea  $A=B$  rossa tratteggiata per individuare visivamente le configurazioni cilindriche. Il range di valori è stato ampliato iniziando a simulare raggi a partire da 0.2 cm, per testare fino a che valore minimo la produzione di  $\pi^+$  continuasse a crescere. I risultati sono presentati raggruppando i materiali, in modo da meglio evidenziare i comportamenti degli stessi. Sono stati effettuati confronti puntuali con i risultati della precedente analisi sulla geometria cilindrica.

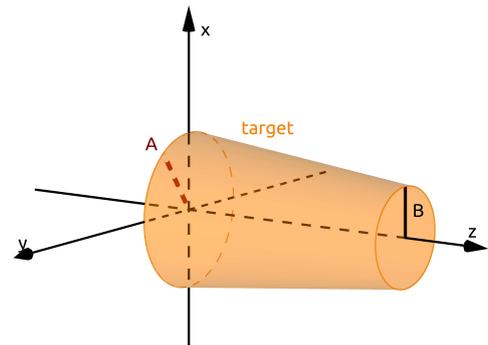


Figura 2.19: Visualizzazione tridimensionale della geometria a cono troncato

## Berillio

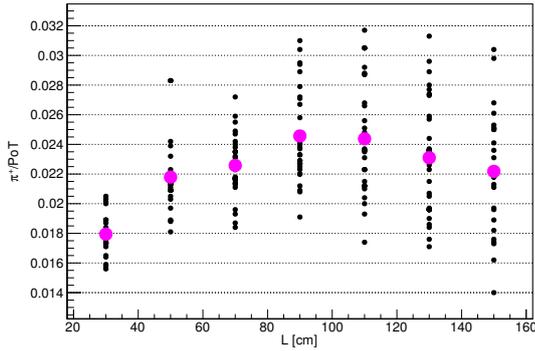


Figura 2.20: figura di merito 30 GeV - berillio - cono troncato

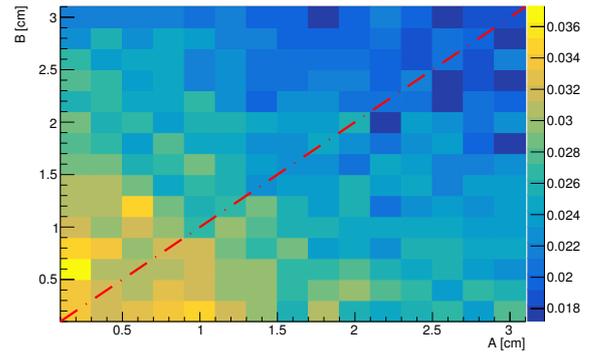


Figura 2.21: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=110$ cm 30 GeV - berillio

Dalla fig. 2.21 si nota come la figura di merito venga massimizzata per raggi piccoli. Non sono evidenti, al di sopra delle fluttuazioni statistiche, effetti particolarmente significativi per un raggio maggiore dell'altro. La configurazione migliore con questa scansione più fine è ( $A=0.2$  cm,  $B=0.6$  cm) a  $L$  fissato pari a 110 cm, ma risulta comunque compatibile con la migliore configurazione cilindrica analizzata in sez. 2.3.1 (con  $0.0373 \pm 0.0019 \pi^+/\text{PoT}$  contro  $0.0367 \pm 0.0019 \pi^+/\text{PoT}$ ).

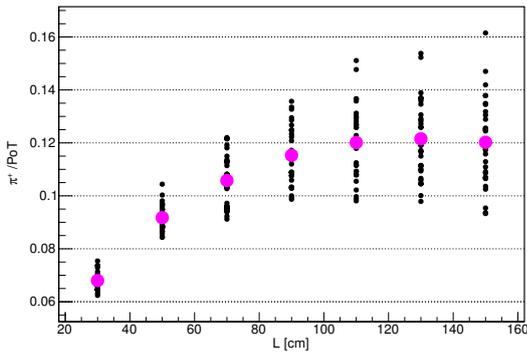


Figura 2.22: figura di merito 120 GeV - berillio - cono troncato

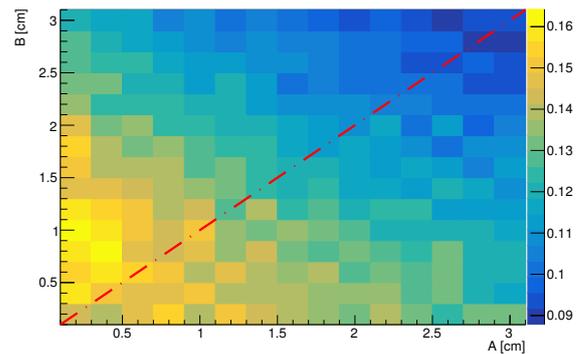


Figura 2.23: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=150$  cm 120 GeV - berillio

Considerando invece un fascio a 120 GeV, le configurazioni con il target a sezione crescente nella direzione dei protoni tendono a produrre più  $\pi^+$  in modo ancora più accentuato. I parametri migliori a  $L=150$  cm sono ( $A=0.4$  cm,  $B=0.8$  cm), in corrispondenza dei quali il numero di  $\pi^+$  uscenti dal target aumenta del  $\approx 5\%$  rispetto alla migliore configurazione cilindrica precedentemente trovata in sez. 2.3.1, passando da  $0.156 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$  a  $0.164 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$ .

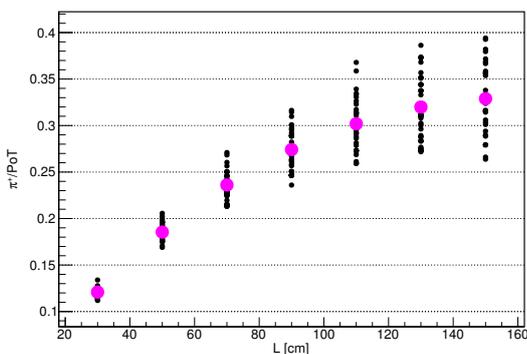


Figura 2.24: figura di merito 400 GeV - berillio - cono troncato

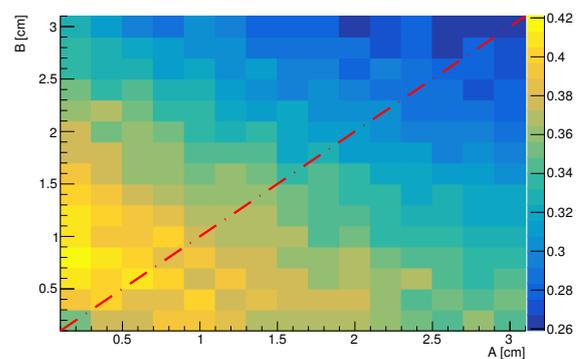


Figura 2.25: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=150$  cm 400 GeV - berillio

Dalla fig. 2.25, si nota che, coerentemente con quanto accade in corrispondenza dell'energia dei protoni di 120 GeV, anche per 400 GeV la figura di merito a lunghezza fissata  $L=150$  cm presenta una zona di massimo per  $B>A$ . Anche in questo caso il risultato ottenuto con la configurazione cilindrica è migliore, anche se la configurazione tronco-conica più performante ( $A=0.2$  cm,  $B=0.8$  cm) rimane compatibile con la migliore configurazione cilindrica dell'analisi presentata in sez. 2.3.1:  $0.421\pm 0.006$  vs  $0.408\pm 0.006$   $\pi^+/\text{PoT}$ .

### Grafite

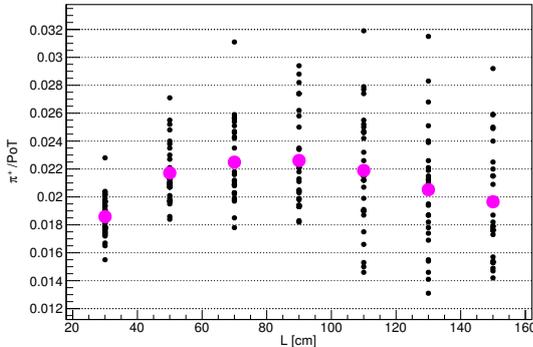


Figura 2.26: figura di merito 30 GeV - grafite - cono troncato

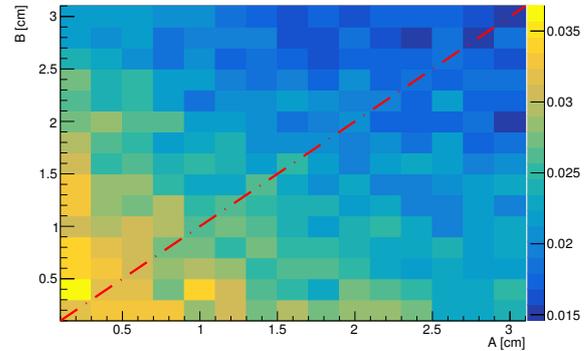


Figura 2.27: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=110$  cm 30 GeV - grafite

Per un'energia dei protoni di 30 GeV la grafite presenta una resa migliore per raggi piccoli, inferiori a 1.5 cm generalmente, ma la preferenza della configurazione  $A>B$  piuttosto che il viceversa non è chiara dalla fig. 2.27: la situazione è simile a quella osservata per il bersaglio in berillio. Il massimo si trova per  $B>A$  ( $A=0.2$  cm,  $B=0.4$  cm), con  $0.0380\pm 0.0019$   $\pi^+/\text{PoT}$ , del  $\approx 10\%$  superiore alla migliore configurazione cilindrica dell'analisi presentata in sez. 2.3.1.

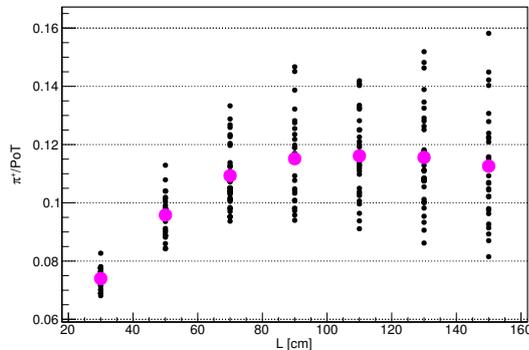


Figura 2.28: figura di merito 120 GeV - grafite - cono troncato

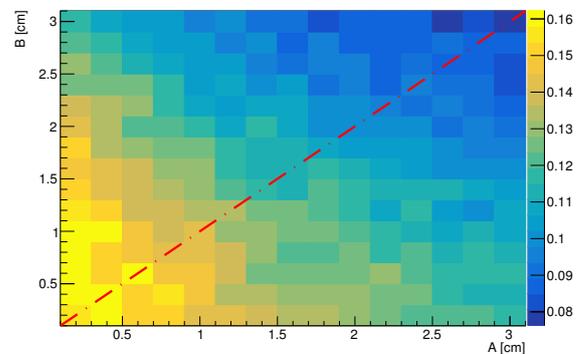


Figura 2.29: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=150$  cm 120 GeV - grafite

Con l'aumentare dell'energia dei protoni (120 GeV), la zona di massimo della figura di merito dei  $\pi^+$  si allarga, soprattutto per  $B>A$ . Il massimo assoluto ottenuto da queste simulazioni,  $0.162\pm 0.004$   $\pi^+/\text{PoT}$ , si trova con ( $A=0.2$  cm,  $B=1.0$  cm). Questo valore è compatibile con il miglior risultato ottenuto dalla configurazione cilindrica dell'analisi presentata in sez. 2.3.1.

Con un'energia dei protoni pari a 400 GeV, la figura di merito risultante (riportata in fig. 2.31) si mostra popolata in maniera ancora più accentuata nella regione  $B>A$ . In effetti, il massimo si trova con la scelta ( $A=0.2$  cm,  $B=0.8$  cm), in corrispondenza della quale vengono selezionati  $0.439\pm 0.007$   $\pi^+/\text{PoT}$ , del  $\approx 6\%$  superiori ai  $0.416\pm 0.006$   $\pi^+/\text{PoT}$  della migliore configurazione cilindrica dell'analisi presentata in sez. 2.3.1.

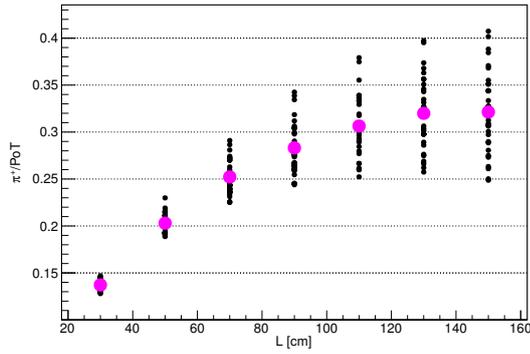


Figura 2.30: figura di merito 400 GeV - grafite - cono troncato

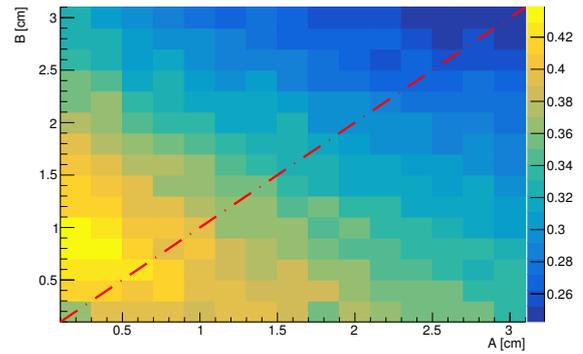


Figura 2.31: figura di merito in funzione dei raggi A e B, L=150 cm 400 GeV - grafite

### Inconel-600

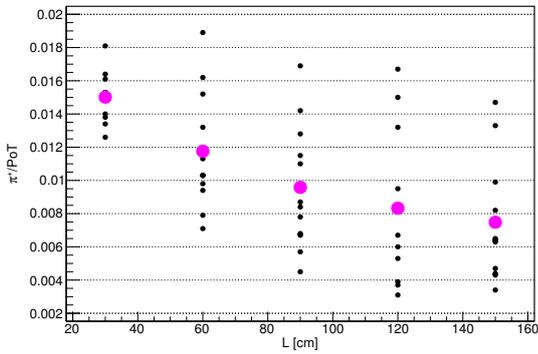


Figura 2.32: figura di merito 30 GeV - inconel - cono troncato

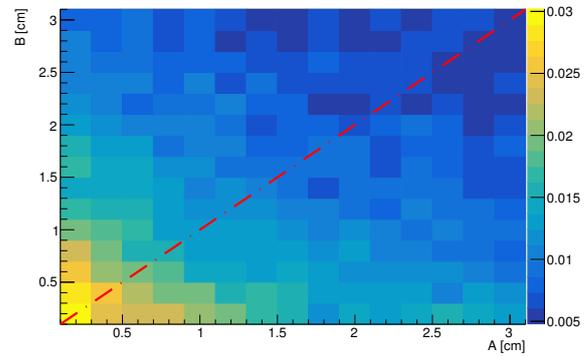


Figura 2.33: figura di merito in funzione dei raggi A e B, L=60 cm 30 GeV - inconel

Per il target in inconel, ad energia dei protoni 30 GeV e lunghezza del bersaglio L=60 cm, la distribuzione del numero di  $\pi^+$  selezionati (fig. 2.33) presenta performance molto elevate nella regione di raggi particolarmente piccoli, con una preferenza per le configurazioni simmetriche rispetto ai due raggi. Dunque in questo caso la geometria cilindrica è da preferire. Il massimo si trova per  $(A=B=0.2 \text{ cm})$ , con  $0.0302 \pm 0.0017 \pi^+/\text{PoT}$ , il  $\approx 52\%$  in più rispetto alla migliore configurazione cilindrica analizzata in sez. 2.3.1 (in cui ci eravamo limitati a raggi superiori a 0.5 cm). In un primo momento non avevamo considerato diametri inferiori al cm, per rimanere in uno spazio di parametri in cui ci fosse già la certezza di riuscire a costruire un bersaglio. Tuttavia, questi vincoli derivano dalle costruzioni in grafite e per l'inconel, che ha invece le caratteristiche meccaniche di una lega metallica, si prospetta fattibile anche un bersaglio più sottile.

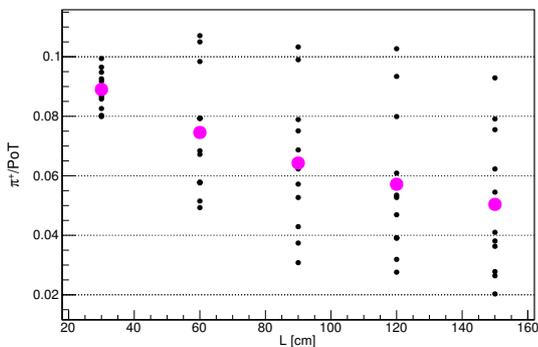


Figura 2.34: figura di merito 120 GeV - inconel - cono troncato

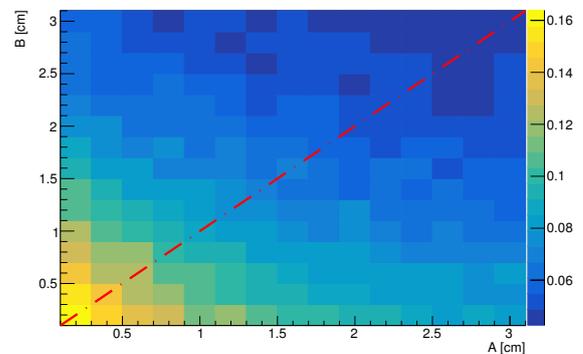


Figura 2.35: figura di merito in funzione dei raggi A e B, L=60 cm 120 GeV - inconel

Aumentando l'energia dei protoni a 120 GeV, come mostrato in fig. 2.35, la regione di massimo rimane essen-

zialmente invariata, con il massimo raggiunto sempre per la configurazione ( $A=0.2$  cm,  $B=0.2$  cm), cui corrisponde un incremento del  $\approx 28\%$  della figura di merito rispetto alla configurazione cilindrica precedentemente selezionata in sez. 2.3.1, arrivando a  $0.164 \pm 0.004 \pi^+/\text{PoT}$ .

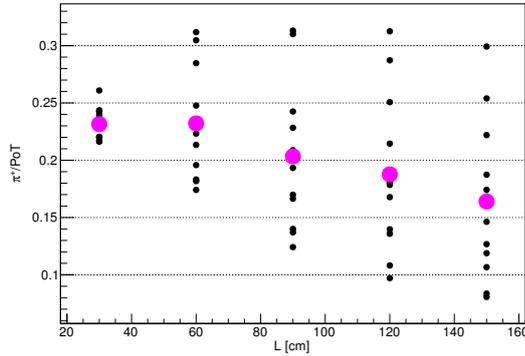


Figura 2.36: figura di merito 400 GeV - inconel- cono troncato

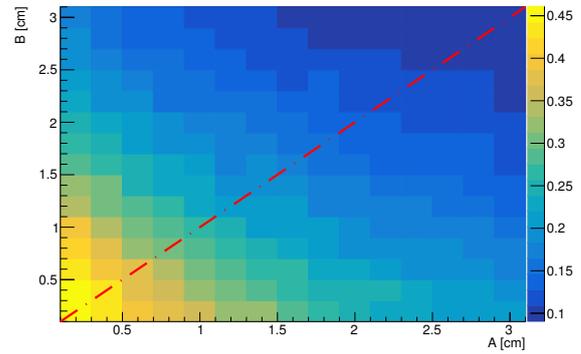


Figura 2.37: figura di merito in funzione dei raggi A e B,  $L=90$  cm 400 GeV - inconel

A 400 GeV, la zona di massimo per l'inconel rimane simile, evidenziando un massimo sempre nella configurazione ( $A=0.2$  cm,  $B=0.2$  cm), in cui si registrano  $0.461 \pm 0.007 \pi^+/\text{PoT}$ , notevolmente più ( $\approx 14\%$ ) di quelle generate dalla migliore configurazione cilindrica dell'analisi presentata in sez. 2.3.1.

### Considerazioni e confronto dei risultati

È stata verificata una tendenza dei materiali meno densi (berillio e grafite) a produrre più  $\pi^+$  nel range d'interesse se abbinati a una geometria del target di tipo cono troncato con  $B > A$ , in riferimento alla notazione di fig. 2.19. Questo aumento è particolarmente sensibile per raggi piccoli. Il massimo di  $\pi^+$  prodotti in più rispetto alla migliore configurazione cilindrica analizzata in sez. 2.3.1 si riscontra per il berillio, con energia dei protoni di 30 GeV: in questo caso la produzione del target a tronco di cono è superiore del  $\approx 10\%$ , come discusso in sez. 2.3.3.

Nel caso dell'inconel risulta meno evidente che sia vantaggioso adoperare una configurazione a cono troncato; in effetti la figura di merito è abbastanza simmetrica rispetto alla diagonale nel piano (A,B). Invece, campionando il raggio fino a valori di 0.2 cm, anziché gli 0.5 cm considerati nella precedente analisi di sez. 2.3.1, si arriva ad un miglioramento del  $\approx 55\%$  nel caso del cilindro con raggio di 0.2 cm e lunghezza 90 cm a 400 GeV, rendendo questo il materiale più promettente a questa energia, come visibile in fig. 2.39. Va di conseguenza condotta un'analisi ingegneristica che valuti la fattibilità del target in inconel con raggio inferiore a quello attualmente adoperato, 0.5 cm.

Nella seguente tabella sono riassunti i risultati migliori delle diverse analisi.

Energia	Cilindro		Cono troncato	
	Configurazione	$\pi^+/\text{PoT}$	Configurazione	$\pi^+/\text{PoT}$
30 GeV	berillio ( $R=0.5$ cm, $L=130$ cm)	$0.0367 \pm 0.0019$	grafite ( $A=0.2$ cm, $B=0.4$ cm, $L=110$ cm)	$0.0380 \pm 0.0019$
120 GeV	grafite ( $R=0.5$ cm, $L=110$ cm)	$0.162 \pm 0.004$	berillio ( $A=0.4$ cm, $B=0.8$ cm, $L=150$ cm)	$0.164 \pm 0.004$
400 GeV	grafite ( $R=0.5$ cm, $L=150$ cm)	$0.416 \pm 0.006$	inconel ( $A=0.2$ cm, $B=0.2$ cm, $L=90$ cm)	$0.461 \pm 0.007$

Tabella 2.3: Panoramica migliori configurazioni

Abbiamo a questo punto confrontato il risultato di questa ottimizzazione con il bersaglio attualmente preso come riferimento per i risultati ufficiali di ENUBET: un cilindro in grafite con ( $R=0.5$  cm,  $L=140$  cm), la cui resa a 400 GeV è  $0.414 \pm 0.003 \pi^+/\text{PoT}$ , valutata su un campione di  $5 \cdot 10^4$  PoT. La configurazione cilindrica di

tab. 2.3 in inonel migliora del  $\approx 10\%$  questo risultato, arrivando a produrre  $0.461 \pm 0.007 \pi^+ / \text{PoT}$ . Invece per gli altri valori di energia dei protoni non era stato ancora compiuto uno studio della geometria del target: i risultati qui presentati vanno a costituire il principale riferimento.

Infine, nei grafici di figg. 2.38 e 2.39 sono presentati i risultati delle migliori configurazioni, ricavati dallo studio delle geometrie cilindriche di sez. 2.3.1 o a tronco di cono di sez. 2.3.3. A 400 GeV è evidente il miglioramento introdotto nei due casi: nel caso di berillio e grafite effettivamente la migliore configurazione è tronco-conica, mentre per l'inel è un cilindro con raggio inferiore rispetto a quello considerato nella prima scansione (il vantaggio nella scelta della geometria tronco-conica non è così evidente). Invece a 30 GeV e 120 GeV le configurazioni a cono troncato danno risultati pressoché compatibili per berillio e grafite. Nel caso dell'inel il miglioramento è di nuovo dovuto all'aver considerato cilindri di raggio inferiore.

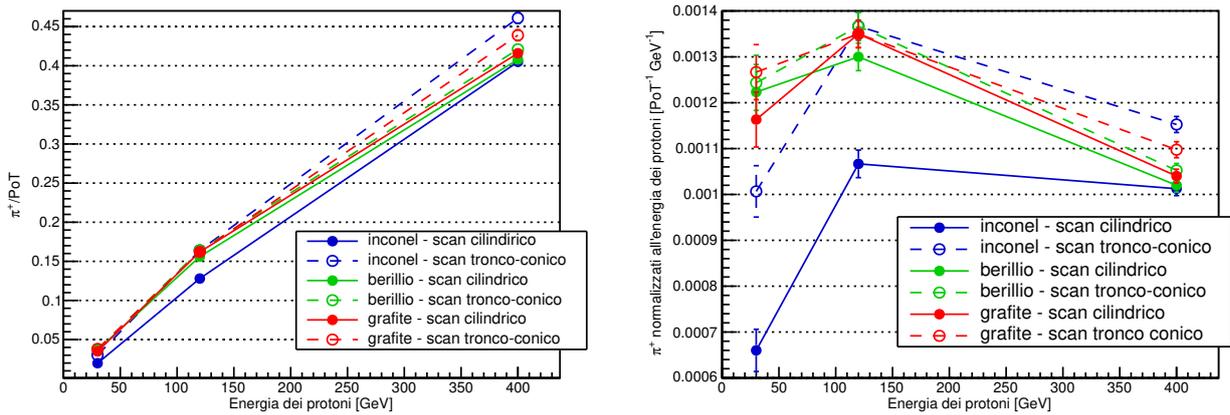


Figura 2.38: Andamento dei  $\pi^+$  selezionati in funzione dell'energia per le migliori configurazioni individuate nelle due scansioni dello studio. Nel grafico di destra il numero di  $\pi^+$  è diviso per l'energia dei protoni considerata

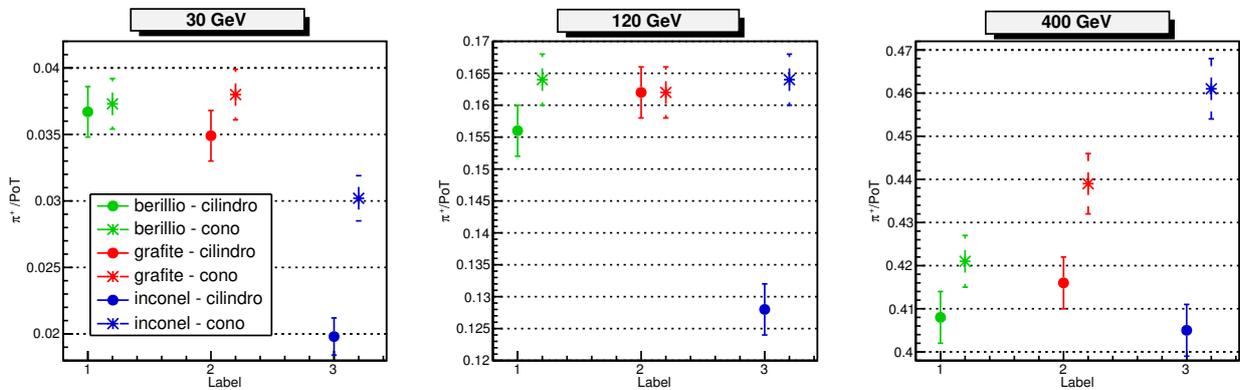


Figura 2.39: Andamento dei  $\pi^+$  per le migliori configurazioni individuate nelle due scansioni dello studio, suddivise a seconda dell'energia considerata per i protoni. Sulle ascisse il berillio, la grafite e l'inel sono indicati rispettivamente con 1, 2, 3



## Capitolo 3

# Conclusioni

Lo studio condotto ha evidenziato le differenti caratteristiche dei tre materiali considerati: si sono potute apprezzare tendenze e variazioni significative nelle rispettive figure di merito, al variare dei parametri.

Abbiamo verificato che il materiale e la geometria da preferire dipendono fortemente dall'energia del fascio di protoni con cui si vuole lavorare e dal momento d'interesse per le particelle uscenti dal bersaglio. Nel dimensionare lo spazio dei parametri abbiamo tenuto conto dei limiti costruttivi.

Per l'esperimento ENUBET, le configurazioni più promettenti per il target hanno geometria a tronco di cono (ad eccezione della configurazione a 400 GeV in cui la migliore configurazione è comunque cilindrica), con i parametri riportati nella seguente tabella (tab. 3.1), in cui A e B sono i raggi del tronco di cono, vedi fig. 2.19.

Energia del fascio di protoni	Miglior configurazione e resa				
	A [cm]	B [cm]	L [cm]	Materiale	Nr ( $\pi^+$ ) [/PoT]
30 GeV	0.2	0.4	110	grafite	$0.0380 \pm 0.0019$
120 GeV	0.4	0.8	150	berillio	$0.164 \pm 0.004$
400 GeV	0.2	0.2	90	inconel-600	$0.461 \pm 0.007$

Tabella 3.1: Configurazioni e rese migliori complessive per energia

Il berillio ha in generale una resa simile a quella della grafite, di poco inferiore, e presenta una tendenza ad avere migliori performance con lunghezze grandi. Potrebbe valer la pena considerare lunghezze maggiori, compatibilmente con le richieste costruttive.

L'inconel-600, al contrario, ha una resa migliore per lunghezze corte. Questo lo rende un candidato particolarmente attraente soprattutto nel caso in cui fosse possibile costruire target molto sottili. In questo caso, infatti, si ottengono rese anche superiori al miglior target in grafite considerato finora, con il pro di avere una sorgente di pioni più piccola, vantaggiosa per la focalizzazione. Nell'ottica di produrre spettri di neutrini a più bassa energia, è interessante il fatto che l'inconel tenda a produrre uno spettro di mesoni arricchito a basso momento, a causa delle maggiori reinterazioni e conseguente perdita di energia.

Va notato che in questo studio è stata considerata per la prima volta la possibilità di una geometria del target non cilindrica. La migliore configurazione tronco-conica emersa migliora di circa il 10% il rate di particelle utili (e quindi al prim'ordine del flusso di neutrini) del target standard attualmente utilizzato. Questo studio inoltre ha permesso di dimensionare il bersaglio per energie di 30 e 120 GeV, che non erano state oggetto di ottimizzazioni dedicate in precedenza.



# Bibliografia

- [1] A. Berra et al. «Enabling precise measurements of flux in accelerator neutrino beams: the ENUBET project». In: *CERN-SPSC-2016-036 / SPSC-EOI-014, 05/10/2016* (). doi: <https://cds.cern.ch/record/2221984/files/SPSC-EOI-014.3.pdf>.
- [2] F. Acerbi et al. «The ENUBET positron tagger prototype: construction and testbeam performance». In: *JINST* (2020). doi: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
- [3] F. Acerbi et al. «The ENUBET project». In: *CERN-SPSC-2018 / SPSC-I-248, 31/10/2018* (). doi: <https://cds.cern.ch/record/2221984/files/SPSC-EOI-014.3.pdf>.
- [4] J. H. Christenson et al. «Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson». In: *Physical Review Letters* 13.4 (1964), pp. 138–140. doi: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.138>.
- [5] T.T. Böhlen et al. «The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications». In: *Nuclear Data Sheets* 120 (2014), pp. 211–214.
- [6] *ENUBET website*. URL: <http://enubet.pd.infn.it/>.
- [7] A. Ferrari et al. «FLUKA: a multi-particle transport code». In: *CERN-2005-10, INFN/TC-05/11, SLAC-R-773* (2005).
- [8] *FLUKA manual on-line*. 2020. URL: <http://www.fluka.org/content/manuals/online/INDEX-fluka2020.html>.
- [9] Particle Data Group. *Atomic and Nuclear Properties of Materials*. doi: <https://pdg.lbl.gov/2020/AtomicNuclearProperties/index.html>.
- [10] Particle Data Group.  $K^\pm$ . doi: <https://pdglive.lbl.gov/Particle.action?init=0&node=S010&home=MXXX020#decays>.
- [11] *INCONEL® alloy 600*. doi: <https://www.specialmetals.com/assets/smc/documents/alloys/inconel/inconel-alloy-600.pdf>.
- [12] A. Longhin. «Neutrino Telescopes 2017 (Venice) - Enhanced neutrino beams from kaon tagging (ENUBET)». In: (2017), pp. 9–11. doi: <https://agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=51&sessionId=14&resId=0&materialId=slides&confId=11857>.
- [13] A. Longhin. «One-day Workshop Beihang University - DFA. (Padova, IT) - A new concept neutrino beam for precision physics: the ENUBET ERC project». In: (2019), p. 9. doi: <http://enubet.pd.infn.it/presentations/ENUBETLonghinBeihang-PDv1.pdf>.