



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TORINO
Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Studio della produzione inclusiva di Λ in reazioni K^- -nucleo in FINUDA

Candidato:
Mi Ran Kim

Relatore:

Dott. Francesca de Mori

Co-Relatore:

Dott. Alessandra Fillippi

Contro-Relatore:

Prof. Mauro Gallio

ANNO ACCADEMICO 2011/2012

Ai miei cari genitori

*‘...La nostra conoscenza è imperfetta...
Ma quando verrà ciò che è perfetto, quello che è imperfetto scomparirà.
Ora vediamo come in uno specchio, in maniera confusa;
ma allora vedremo a faccia a faccia.
Ora conosco in modo imperfetto, ma allora conoscerò perfettamente,
come anche io sono conosciuto.’*

S. Paolo

Abstract

FINUDA (acronimo di Fisica Nucleare a DAFNE) è un esperimento progettato per studiare fisica ipernucleare che si è dimostrato utile strumento per esplorare un vasto panorama di fenomeni correlati all'interazione dei K^- su nucleoni e nuclei e la dinamica del loro assorbimento. Era installato presso la ϕ factory DAFNE ai Laboratori Nazionali di Frascati. Il presente lavoro di tesi ha riguardato lo studio della produzione inclusiva dell'iperone Λ in reazione K^- -nucleo, utilizzando i dati relativi alla presa dati avvenuta fra ottobre 2006 e giugno 2007 con nuclei di ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$ e ${}^{16}\text{O}$. La tesi si articola in quattro capitoli. Nel primo capitolo si presenterà una breve descrizione dell'esperimento FINUDA con il suo programma sperimentale e le caratteristiche dello spettrometro. Nel secondo capitolo si introdurranno le interazioni degli antikaoni con uno o più nucleoni del nucleo sia dal punto di vista teorico che da quello sperimentale. Il terzo capitolo sarà dedicato alla descrizione dell'analisi effettuata sul canale $\Lambda(K^-, \pi^- p)$ si descriverà nei dettagli delle selezioni effettuate per massimizzare la presenza del segnale relativo alla produzione di Λ rispetto alle reazioni di fondo presenti e discusse anche esse in questo capitolo. Nel capitolo quarto saranno infine mostrati i risultati delle selezioni effettuate e verranno riportati i valori del rateo dell'emissione dell'iperone Λ quasi libera in reazioni K^- nucleo per i vari bersagli nucleari, insieme alla descrizione del metodo di calcolo e ad una discussione degli errori. Si concluderà con un confronto dei risultati ottenuti con le osservazioni sperimentali presenti in letteratura.

Indice

1	L'esperimento FINUDA	4
1.1	Il programma scientifico di FINUDA	4
1.2	L'acceleratore DAΦNE	6
1.3	Lo spettrometro FINUDA	8
1.3.1	La regione di interazione	9
1.3.2	Il tracciatore esterno	12
1.3.3	Il barile esterno di scintillatori: TOFONE	15
1.4	Trigger	15
1.5	Programma di simulazione e ricostruzione	17
1.6	Identificazione di particelle:PID	20
2	Interazione dei kaoni con il nucleo	25
2.1	L'interazione Antikaone-nucleone	25
2.2	Misure sperimentali	28
2.3	I modelli teorici interazione K -nucleo	30
3	Studio della selezione inclusiva di Λ	35
3.1	Reazione K^- -nucleo di produzione della Λ quasi libera	35
3.2	Selezione preliminare degli eventi	38
3.3	Ricostruzione dell'iperone Λ	39
3.3.1	Lo Spettro di Massa Invariante della Λ inclusiva	39
3.4	Studio delle selezioni dei candidati Λ	42
3.4.1	Studio degli spettri di Impulso	42
3.4.2	Studio dell'angolo compreso fra π^- e p	46
3.5	Selezione della candidata Λ	51
3.5.1	Selezione di multipli candidati Λ	51
3.5.2	I risultati della selezione dei candidati Λ	55

4	Calcolo del rate di emissione dell'iperone Λ	58
4.1	Determinazione del numero di eventi di segnale	58
4.1.1	Procedura di Fitting	58
4.1.2	Calcolo dell'efficienza di selezione	62
4.2	Metodo di calcolo del rate di emissione	62
4.2.1	Determinazione delle efficienze	64
4.2.2	Risultati dell'analisi	69
4.2.3	Discussione dell'errore	72
	Bibliografia	73

Capitolo 1

L'esperimento FINUDA

L'esperimento FINUDA (acronimo di FISica NUcleare a DAΦNE), che ha operato presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, era un esperimento nato per studiare fisica ipernucleare che ha unito le caratteristiche di un esperimento a bersaglio fisso con quelle di un esperimento ad un collider. L'spettrometro di FINUDA, che verrà presentato in questo capitolo, è stato ottimizzato per lo studio della spettroscopia e dei decadimenti degli ipernuclei prodotti in seguito all'arresto di kaoni negativi in bersagli solidi e dei loro successivi decadimenti. Questo esperimento si è rivelato utile strumento per lo studio dell'interazione di kaoni negativi con nucleoni e nuclei.

1.1 Il programma scientifico di FINUDA

L'esperimento FINUDA ha avuto come campo di ricerca primario lo studio degli ipernuclei Λ . Un ipernucleo è uno stato legato composto da nucleoni (p, n), e da uno o più iperoni, ovvero barioni strani (tipicamente Λ). Gli ipernuclei possono venire formati sostituendo uno o più nucleoni di un nucleo con uno o più iperoni. La formazione di tali sistemi può avvenire per mezzo della reazione di scambio di stranezza

$$K^- + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{\Lambda} X + \pi^-_{prompt}$$

La reazione elementare corrispondente nel caso di Kaoni a riposo è:

$$K^-_{stop} + n \rightarrow \Lambda + \pi^-_{prompt} \quad (1.1)$$

Quando un kaone negativo si ferma in un bersaglio viene catturato in un'orbita atomica da un nucleo a causa della attrazione Coulombiana e, tramite una caduta a cascata, occupa orbitali sempre piú interni e fino a quando viene assorbito dai nucleoni vicino alla superficie nucleare. Da qui esso può dare origine attraverso la reazione di scambio di stranezza, ad esempio, alla formazione di un ipernucleo che può essere formato sia nello stato fondamentale, che in uno stato eccitato(eq.1.1)

FINUDA utilizzai kaoni a bassa energia (~ 16 MeV) provenienti dal decadimento del mesone ϕ (1020) fermati in bersagli ($6 \leq A \leq 16$) sottili ($\sim 200 \div 300 mg/cm^2$). Oltre alla spettroscopia ipernucleare FINUDA permette anche di studiare il decadimento degli ipernuclei Λ .

Utilizzando dei kaoni negativi a riposo e $|\vec{p}_\Lambda| \sim 250 \div 260 MeV/c$. la reazione 1.1 permette, di popolare differenti stati ipernucleari, incluso quello fondamentale.

L'ipernucleo Λ può decadere per interazione debole attraverso due canali mesonici che rappresentano i principali modi di decadimento della Λ libera:

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \sim 64\% \quad (1.2)$$

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \sim 36\% \quad (1.3)$$

Per la Λ libera si ha $\tau_{\Lambda_{free}} = 2.632 \times 10^{-10}$, mentre per gli ipernuclei è $\cong 20\%$ inferiore. Il Q-valore di queste reazioni è $Q \approx 40$ MeV, che corrisponde ad un impulso per i nucleoni dello stato finale di ~ 100 MeV/c. Questo impulso è inferiore a quello di Fermi dei nucleoni del nucleo bersaglio e di conseguenza, nel caso di una Λ legata in un nucleo, tale canale di decadimento risulta inibito dal principio di esclusione di Pauli, specie per gli ipernuclei medio-pesanti ($A \geq 6$). Al crescere di A diventano così dominanti i canali di decadimento non mesonico:

$$\Lambda + n \rightarrow n + n \quad (1.4)$$

$$\Lambda + p \rightarrow n + p \quad (1.5)$$

$$\Lambda + N + N \rightarrow n + N + N \quad (1.6)$$

Eq1.6 permessi solo per la Λ legata in un ipernucleo e particolarmente importanti per lo studio dell'interazione debole a quattro barioni.

1.2 L'acceleratore DAΦNE

DAΦNE (Double Annular Φ -factory for Nice Experiments) (fig.1.1) è un collisionatore composto da due anelli in cui circolano separatamente e^+ e e^- con un'energia pari a 510 MeV, i quali provengono da un sistema di iniezione costituito da una zona di pre-iniezione e una successiva zona di accelerazione e accumulazione. Questo sistema è stato progettata per operare ad

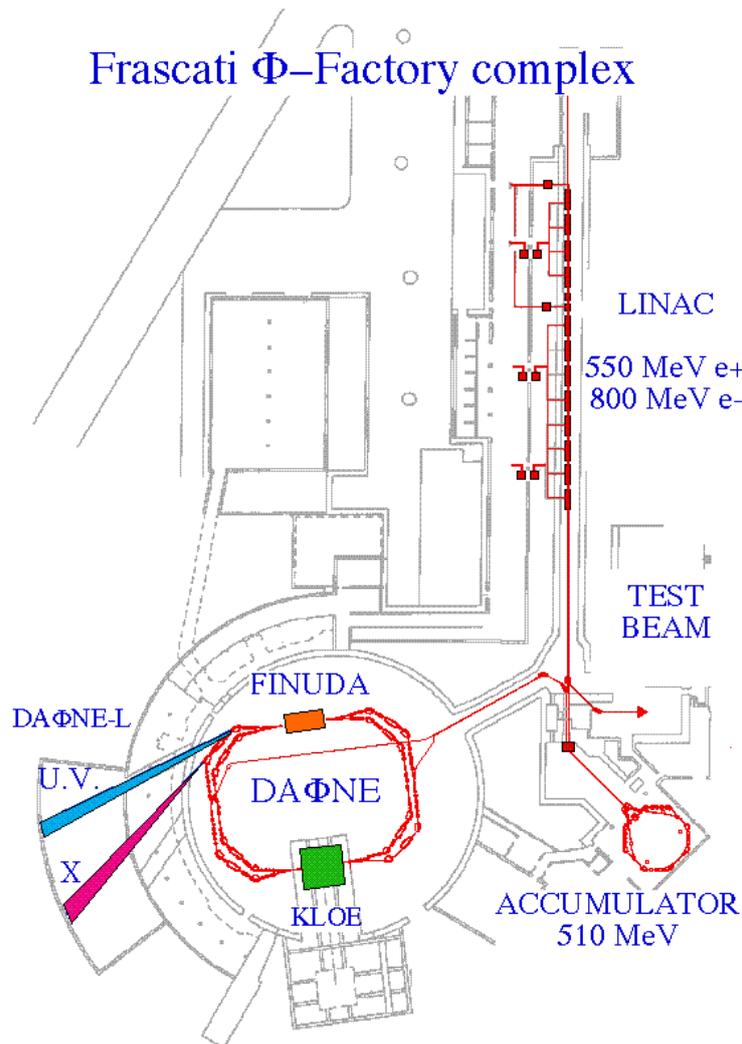


Figura 1.1: Pianta del collisionatore DAΦNE.[23]

un'energia nel centro di massa $e^+ e^-$ pari alla massa del mesone ϕ ($m_\phi = (1019.460 \pm 0.019)MeV/c^2$ con una larghezza $\Gamma = (4.26 \pm 0.05)MeV/c^2$) permette la produzione quasi a riposo di mesoni ϕ (1020) nella collisione.

Vi sono due zone di interazione in una delle quali era installato lo spettrometro FINUDA: in tali punti gli elettroni e i positroni collidono pressoché frontalmente (l'angolo di 'crossing' tra i due fasci è pari a 12.5 mrad).

Caratteristica principale di un collisionatore ad anelli è la luminosità che è funzione del numero di elettroni (e positroni) accumulato in ogni pacchetto, della frequenza di scontro dei pacchetti nei punti di interazione e della dimensione del fascio nel punto di interazione. Al fine di accrescere questo valore nel collisionatore DAΦNE si è deciso di agire sul numero di pacchetti di particelle (e quindi sul valore della frequenza di scontro nel punto di interazione) contenuto nel fascio portandolo fino a 120 unità per un valore di luminosità pari a $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. In questo modo DAΦNE è in grado di produrre circa 3.3×10^2 mesoni ϕ al secondo.

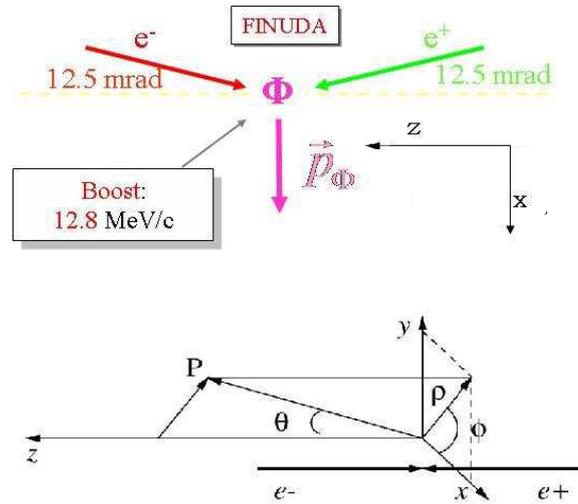


Figura 1.2: Boost della ϕ nel sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA.[10]

$$e^+e^- \rightarrow \phi \quad (1.7)$$

Tali mesoni, però, data la presenza di un angolo di 'crossing' non nullo(fig.1.2), non vengono prodotti a riposo, ma possiedono un boost pari a circa 12.8 MeV/c , perpendicolare all'asse dei fasci e diretto lungo la parte positiva dell'asse x nel sistema di riferimento dello spettrometro FINUDA, in cui l'asse z è preso parallelo all'asse dei fasci. La collisione fra un e^+ e un e^-

può portare alla formazione di una ϕ (1020)(Eq.1.7), ma questo non è l'unico canale possibile. Le altre principali reazioni alla energia di funzionamento di DAΦNE sono:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \text{ (BHABHA)}$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$$

$$e^+e^- \rightarrow \text{Adroni}$$

Il mesone ϕ decadrà, in un tempo pari a circa $10^{-22}s$, principalmente in FINUDA nei seguenti canali:

$$\phi \rightarrow K^+K^- \quad \text{B.R.}(48.9 \pm 0.5) \quad |\vec{p}_K| \sim 127 \text{ MeV}/c \quad (1.8)$$

$$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0 \quad \text{B.R.}(34.2 \pm 0.4) \quad |\vec{p}_{K_s}| \sim 110 \text{ MeV}/c$$

$$\phi \rightarrow \rho\pi \quad \text{B.R.}(15.5 \pm 0.7) \quad |\vec{p}_\rho| \sim 181 \text{ MeV}/c$$

$$\phi \rightarrow \eta\gamma \quad \text{B.R.}(1.309 \pm 0.024)$$

FINUDA sfrutta in particolare il decadimento ϕ in due kaoni carichi(eq.1.8). I kaoni sono pressoché monocromatici, con un impulso pari a $\sim 127 \text{ MeV}/c$, e con una luminosità pari a 10^{32} cm^{-2} .

1.3 Lo spettrometro FINUDA

Presso uno dei due punti di interazione dei fasci del collisionatore DAΦNE sopra descritto era installato l'esperimento FINUDA. l'apparato sperimentale di FINUDA era uno spettrometro magnetico non focalizzante a simmetria cilindrica composto da una regione di interazione su bersagli fissi, un sistema di tracciamento per particelle cariche ed un barile esterno di scintillatori. Lo spettrometro FINUDA può esser quindi suddiviso in tre regioni descritte nei paragrafi successivi:

- La regione di interazione
- Il tracciatore

- Il barile esterno di scintillatori: TOFONE

L'intero apparato era immerso in un campo solenoidale di 1 T, uniforme e omogeneo entro l'1% in tutto il volume cilindrico di raggio 146 cm e lunghezza 211 cm.

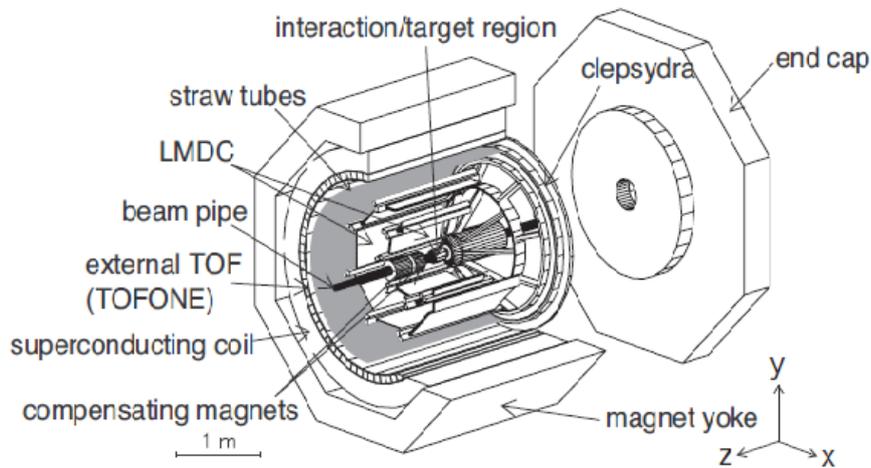


Figura 1.3: Vista 3D dello spettrometro FINUDA.[11]

1.3.1 La regione di interazione

La zona d'interazione è stata progettata per identificare sia le coppie di kaoni carichi emessi dal decadimento della Φ che le particelle cariche dovute ad altri processi di riferimento, quali, per esempio, lo scattering BHABHA, il cui studio permette di ottenere un preciso monitoraggio della luminosità del collisionatore DAΦNE. Inoltre tale zona è stata progettata per massimizzare l'arresto dei K^- nei bersagli. Uno strato interno di scintillatori (TOFINO), composto da 12 sbarre sottili, circonda il tubo di fascio di berillio e rivela il passaggio dei kaoni carichi con una risoluzione temporale di ~ 250 ps. Tale rivelatore, TOFINO, è a sua volta circondato da uno strato ottagonale di rivelatori a microstrisce di silicio (ISIM: Inner Silicon Microstrip). Otto bersagli sottili sono posti ad una distanza di pochi millimetri dal lato esterno di ogni elemento dell'ottagono composto da ISIM. Uno dei compiti di ISIM è quello di contribuire allo determinare del punto di interazione delle coppie

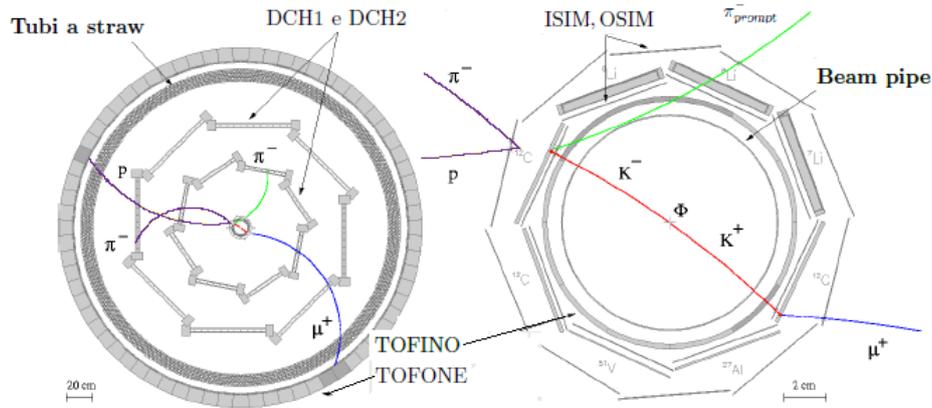


Figura 1.4: Rappresentazione della zona d'interazione (destra): È stato riprodotto un decadimento $\Phi \rightarrow K^+ K^-$, rappresentato dalle linee rosse nella immagine a destra, I kaoni si fermano all'interno del bersaglio di ^{12}C che viene individuato dalla interazione con gli strati più interni del rivelatore. e dell'intero apparato (sinistra): Il K_{stop}^- da origine ad un π_{prompt}^- , rappresentato dalla linea verde, a causa della reazione $\Lambda(K_{stop}^-, \pi_{prompt}^-)$. Il protone ed il π^- rappresentate linea viola in alto a sinistra, sono dovute ad una reazione $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$, dove la Λ viene identificata grazie al decadimento $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ e $\pi^- p$ tramite la massa invariante del sistema a $1116.6 \text{ MeV}/c^2$. Nel caso della prima presa dati (ottobre 2003 e marzo 2004).

(K^+ , K^-) nei bersagli sottili.

Beam pipe e TOFINO

La beam pipe è un cilindro di Be e possiede un diametro pari a 11 cm e uno spessore di $500 \mu\text{m}$. Nella presa dati oggetto della tesi (2006-2007) il TOFINO (Internal Time of Flight) [3] era costituito da 12 sbarre di scintillatori plastici (EJ-230) disposte a simmetria cilindrica, in modo tale da massimizzare l'accettazione geometrica.

L'intera struttura di sostegno di TOFINO è fatta di alluminio. Ognuna delle sbarre di scintillatori è spessa 1.8 mm in modo tale da minimizzare la perdita di energia dei kaoni provenienti dalla ϕ , evitando così che si fermano prima di arrivare ai bersagli. Questo permette ai kaoni di fermarsi il più vicino possibile alla superficie esterna del bersaglio. Tale richiesta consente di preservare un'alta risoluzione in impulso per lo spettrometro.

Tale strato di scintillatori è utilizzato sia per fornire il segnale di start per il computo dei tempi di volo, che per distinguere le coppie di kaoni provenienti dal decadimento della ϕ da elettroni e positroni dovuti allo scattering BHABHA, grazie ad una misura di perdita di energia. I kaoni lenti del decadimento della ϕ , infatti rilasciano all'interno di TOFINO circa otto volte l'energia delle particelle minimo-ionizzanti come gli e^+e^- . Impostando una soglia adeguata è possibile distinguere i due contributi ed effettuare una prima selezione che risulta fondamentale nella definizione del trigger di eventi ipernucleari.

Rivelatore a microstrip di silicio ISIM

Il secondo rivelatore che i kaoni incontrano è ISIM, il cui scopo principale è la discriminazione in massa e la misura del punto di passaggio dei kaoni quasi collineari prodotti in direzione uguale ed opposta dal decadimento della ϕ . Risulta importante definire con estrema precisione la direzione d'entrata dei kaoni nei bersagli per poter estrapolare al meglio il punto d'arresto del K^- . Grazie a questa determinazione è possibile correggere gli impulsi delle particelle cariche uscenti dal vertice di interazione del K^- a causa dell'energia persa all'interno del bersaglio stesso.

ISIM è costituito da 8 rivelatori a microstrip a *doppia faccia* di silicio disposti con simmetria ottagonale, con un'apotema di circa 6.5 cm. Lo spessore di questi rivelatori è $300\ \mu\text{m}$, con una superficie totale di $52.6 \times 196.2/\text{mm}^2$. Ognuno di tali moduli possiede una risoluzione spaziale intrinseca pari a $30\ \mu\text{m}$ ed è anche in grado di fornire una misura di perdita di energia con una risoluzione del 20% in un ampio range dinamico. Inoltre, nota la perdita di energia nel rivelatore ed essendo calcolabile la lunghezza del percorso in esso effettuato, si può ottenere la perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx con la quale è possibile identificare le particelle presenti negli eventi FINUDA.

I bersagli

Oltrepassato ISIM, i kaoni incontrano uno degli otto bersagli, ognuno dei quali è affacciato ad un modulo di ISIM, dal quale dista circa 2 mm. Nelle due prese dati effettuate da FINUDA, i materiali utilizzati per i bersagli sono stati differenti:

Nella prima presa dati effettuata tra ottobre 2003 e marzo 2004, vi erano due bersagli di ${}^6\text{Li}$, uno di ${}^7\text{Li}$, tre di ${}^{12}\text{C}$, uno di ${}^{27}\text{Al}$ e infine uno di ${}^{51}\text{V}$

Nella seconda presa dati effettuata tra ottobre 2006 e giugno 2007, è utilizzate due bersagli di ${}^6\text{Li}$, due di ${}^7\text{Li}$, due di ${}^9\text{Be}$, uno di ${}^{13}\text{C}$ e infine uno di D_2O privilegiando elementi medio-leggeri.

I rivestimenti indicati in tabella hanno, a seconda del bersaglio, differenti finalità: nel caso dei bersagli di Li, lo scopo è quello di evitare il contatto con l'aria e la conseguente ossidazione del materiale stesso e anche di rendere i bersagli più compatti. I bersagli di ${}^9\text{Be}$ sono abbastanza rigidi da non necessitare di un supporto o di un contenitore aggiuntivo, ma essendo il materiale tossico, sono stati utilizzati due strati di alluminio per isolarlo da un contatto accidentale.

Il bersaglio di D_2O è costituito da un telaio di alluminio chiuso in un involucro di poliaccoppiato, nel quale è contenuta acqua pesante allo stato liquido. Per minimizzare i danni in caso di fuoriuscita dell'acqua, questo bersaglio è stato collocato nella posizione più bassa possibile. Infine il bersaglio di ${}^{13}\text{C}$ è costituito da un recipiente identico a quello che contiene l'acqua pesante riempito con polvere di ${}^{13}\text{C}$, avente una densità pari a 0.350 g/cm^3 .

I quattro bersagli appartenenti alla zona a coordinata x negativa del sistema di riferimento dello spettrometro (nel seguito MRS) sono associati ad un anti-boost della ϕ , mentre i rimanenti quattro sono in corrispondenza del boost. ciò implica che i kaoni presenteranno, a seconda della zona, un impulso maggiore (zona di boost) o minore (zona di anti boost). Questo è una caratteristica che si è tenuto in considerazione deve essere tenuta in considerazione nel progetto dei bersagli per fermare i K^- il più vicino possibile al lato esterno del bersaglio e massimizzare il numero di K^- fermati negli stessi. Per questo motivo, nella seconda presa dati è stato introdotto di fronte ai due bersagli di ${}^7\text{Li}$, strutturalmente identici a quelli di ${}^6\text{Li}$, uno spessore di mylar di $420\ \mu\text{m}$ proprio perché essi si trovano nella 'zona boost'.

In tabella (1.3.1) si riportano le principali caratteristiche geometriche e strutturali dei bersagli.

1.3.2 Il tracciatore esterno

Il tracciatore esterno dello spettrometro FINUDA è costituito da quattro differenti strati di rivelatori capaci di misurare la posizione delle particelle e dai quali è quindi possibile ottenere un minimo di tre punti grazie a cui trac-

Bersaglio	Zona Boost	Lunghezza	Larghezza	Spessore
${}^6\text{Li}$	Anti-Boost	17.6cm	4.75cm	4mm
${}^7\text{Li}$	Boost	17.6cm	4.75cm	4mm
${}^9\text{Be}$	Anti-Boost	20cm	5.26cm	2mm
${}^{13}\text{C}$	Boost	19cm	4.66cm	3mm
D_2O	Boost	19cm	4.2cm	10mm

Tabella 1.1: Caratteristiche dei bersagli

ciare le particelle cariche uscenti dai bersagli. I quattro strati sono composti da:

- Uno strato di rivelatori a microstrip di silicio: OSIM(Outer Silicon Microstrip)
- Due strati composti da otto camere a deriva a bassa densità: DCH1 e DCH2
- Un sistema multistato di Tubi a straw

Anche il tracciatore esterno dello spettrometro FINUDA presenta una geometria cilindrica ed è immerso in atmosfera di He per minimizzare la diffusione multipla coulombiana sulla traiettoria delle particelle che porterebbero ad un peggioramento sulla risoluzione in impulso.

OSIM

OSIM [1] [2] è un sistema di 10 moduli, ognuno dei quali è identico a quelli di ISIM. Esso deve restituire il primo dei quattro punti necessari per tracciare le particelle provenienti dal vertice di interazione del K^- con alta risoluzione, pari a $\sim 30\mu\text{m}$. La distanza media di tali rivelatori dal punto di interazione è pari a circa 8.5 cm. OSIM è in grado di fornire la perdita di energia per ionizzazione delle particelle cariche che lo attraversano permettendo di ricavare il dE/dx utile per effettuare una discriminazione in massa delle particelle. Il suo ruolo è fondamentale per la ricostruzione del vertice d'interazione.

Camere a deriva :DCH1 e DCH2

Il sistema di camere a deriva di FINUDA (Low Mass Drift Chamber System)[4] è l'elemento centrale del sistema di tracciamento essendo localizzato fra il

rivelatore a microstrip di silicio (OSIM), e il sistema di tubi astraw che forniscono l'ultimo punto misurato. Esso è composto da due strati di otto camere planari disposte lungo i lati di due ottaedri coassiale con il asse comune centrale coincidente con la linea di fascio. L'ottaedro interno e quello esterno sono inscritti in un cerchio di raggio rispettivamente di 367 mm e di 649 mm (pari ad $1/3$ e $2/3$ del raggio totale dell'intero tracciatore, al fine di aver dei punti il più possibile equispaziati tra di loro). I due ottaedri, inoltre, sono ruotati l'uno rispetto all'altro di circa 11° per massimizzare l'accettanza per pioni negativi di 260-290 MeV/c, in quanto la proiezione dei supporti delle camere interne, rispetto alla traiettoria di tali particelle, viene a coincidere con i supporti delle camere esterne. Peculiarità di tali camere a deriva è il loro minimo spessore e l'utilizzo di un gas a bassa densità, affinché sia minima la quantità di materiale che le particelle si trovano ad attraversare e, di conseguenza, lo scattering multiplo con la conseguente degradazione della risoluzione in impulso. Ciascuna delle 16 camere è riempita con una miscela di gas composta da 70% He e 30% di C_4H_{10} ed è caratterizzata da una risoluzione spaziale nel piano x,y di circa $\sigma \sim 200\mu m$, mentre lungo la coordinata z, parallela all'asse dei fasci, si ha $\sigma_z \sim 1.0cm$. Utilizzando l'informazione dell'energia rilasciata all'interno della zona sensibile della camera è possibile ricavare il dE/dx, anche se con una risoluzione molto inferiore rispetto ai rivelatori al silicio.

Tubi a straw

L'ultimo rivelatore della tracciatore è un sistema di tubi a straw [5], composti da 2424 tubi lunghi ciascuno 255 cm e con un diametro di 15 mm. Tali tubi sono disposti su sei differenti strati di 404 tubi ciascuno, divisi in tre gruppi da due: la prima coppia è parallela all'asse z, mentre le altre due sono ruotate rispettivamente di $+12^\circ$ e -12° , al fine di ottenere una ricostruzione tridimensionale del punto di passaggio della particella. Infatti, mentre le coordinate x e y del punto di interazione vengono ricavate dal tempo di deriva del segnale nel tubo, la coordinata z si ottiene dall'informazione sull'intersezione dei tubi colpiti, quelli paralleli all'asse dei fasci con quelli inclinati di $\pm 12^\circ$. All'interno di ognuno dei tubi, per la presa dati 2006-2007 è stata scelta una miscela di 50%-50% di Ar e C_2H_6 .

La scelta di utilizzare tali rivelatori invece di un terzo strato di camere a deriva si deve al fatto che le tracce, una volta attraversato tutto lo spettrometro, sarebbero arrivate alle camere con un'inclinazione rispetto alla normale alle

camere stesse molto elevata (superiore a 45°), con un conseguente notevole peggioramento della risoluzione. I tubi straw, invece, possedendo una simmetria cilindrica, non sono sensibili all'angolo di entrata della particella e questo li aveva resi i migliori candidati come quarto strato di rivelatori. Inoltre, dal momento che questo è l'ultimo punto utile per tracciare la particelle, è possibile rilasciare la richiesta di un rivelatore sottile con poco materiale da attraversare. Le risoluzioni raggiunte sono $150 \mu\text{m}$ nel piano xy e $500 \mu\text{m}$ lungo la coordinata z .

1.3.3 Il barile esterno di scintillatori: TOFONE

Il rivelatore più esterno, che racchiude l'intero apparato sperimentale al suo interno, è il barile di scintillatori TOFONE. Esso è composto da 72 slab di scintillatore plastico BC408 trapezoidali lunghe 2550 mm, larghe 107 mm sul lato interno e 116 sul lato esterno e spesse 100 mm, ottenere per una stima della punto d'incidenza della particella, la luce prodotta viene letta da entrambi i lati dello scintillatore. Il rivelatore è ricoperto da strati di fogli di alluminio per migliorare la raccolta della luce e sigillato con del nastro nero per evitare contaminazioni di segnale da luce esterna. Questo rivelatore è fondamentale e per il trigger di 1° livello per la misura del tempo di volo (TOF) delle particelle cariche che attraversano lo spettrometro, ma anche per rivelare i neutroni tramite interazioni nucleari. La risoluzione temporale intrinseca di una sbarra è $\sigma \sim 180 \text{ ps}$ e presenta una efficienza di rivelazione dei neutroni del $\sim 10\%$ ed una risoluzione in energia di circa 8 MeV per neutroni di 80 MeV. Oltre che per la determinazione dell'energia dei neutroni, utilizzando l'informazione congiunta del tempo di volo con la lunghezza ricostruita della traccia e l'impulso della particella, esso può dare un contributo identificazione di particelle cariche.

1.4 Trigger

Nel punto di interazione dei fasci di elettroni e positroni possono avvenire diverse reazioni oltre quelle relative alla produzione di coppie di kaoni carichi. È quindi stato necessario sviluppare un trigger di 1° livello che vada a selezionare solo eventi nei quali venga a formarsi una ϕ , che poi decada

in una coppia di kaoni carichi. Il trigger di 1° livello in realta per seleziona eventi ipernucleoni. la richiesta del trigger sono:

- La presenza di due sbarre di TOFINO che rivelino contemporaneamente un segnale di ampiezza superiore alla soglia scelta, per discriminare i kaoni che sono particelle altamente ionizzanti rispetto ai elettroni ed positroni a causa del campo magnetico B e della segmentazione angolare di TOFINO, bisogna richiedere che, per un segnale di kaone su una certa sbarra di TOFINO, sia presente un secondo segnale nella barra ad essa opposta oppure in una delle due adiacenti ad essa.
- Molteplicità tra 2 e 4 del TOFONE. Tale richiesta deriva dalla necessità di scartare eventi Touschek¹, che producono fotoni che colpiscono solo una singola sbarra di scintillatore ciascuno.
- Una coincidenza temporale tra il segnale sul TOFINO e almeno un segnale sul TOFONE < 10 ns, per identificare la presenza di π_{prompt}^- . Questa finestra temporale stretta serve per selezionare nel modo più efficace possibile i pioni negativi di circa $260 - 290 MeV/c$, che impiegano $4 - 9$ ns per arrivare sul TOFONE dai μ^+ del decadimento del K^+ , la cui distribuzione dei tempi di volo presenta una lunga coda verso tempi maggiori. Va notato che, data la distribuzione esponenziale della vita media dei K^+ , saranno sempre presenti eventi in cui il trigger è fatto scattare da queste particelle, eventi che andranno riconosciuti in seconda analisi (tali eventi sono utilizzati per la calibrazione in impulso del rivelatore).
- Energia rilasciata sul TOFONE superiore a $5 MeV$ per scartare il rumore di fondo.

FINUDA prevede anche altri trigger di primo livello, quali il trigger BHABHA e il trigger per i raggi cosmici, entrambi ottenuti andando a modificare le richieste sul numero di hit e sulla perdita di energia su TOFINO e TOFONE.

¹A causa di urti delle particelle all'interno dello stesso pacchetto, si può dunque avere la produzione di una cascata elettromagnetica che attraversa tutto l'apparato arrivando al TOFONE

1.5 Programma di simulazione e ricostruzione

Il software ‘offline’ di FINUDA può essere suddiviso in due parti principali: il programma di simulazione Monte Carlo di FINUDA, che viene chiamato **fidamc** ed il programma di ricostruzione, detto **fidarc**, entrambi scritti principalmente in FORTRAN77. Il programma di simulazione Monte Carlo è basato sul pacchetto GEANT3.21[6] sviluppato al CERN per simulare esperimenti di fisica delle alte energie;

Tra gli eventi fisici simulabili con **fidamc** figurano la formazione della risonanza ϕ , lo scattering BHABHA nella zona di interazione dei fasci, la formazione e decadimento di ipernuclei in ciascuno dei materiali bersaglio, eventi appartenenti alle diverse tipologie di fondo possibile, formazione di DBKS² e, infine, il passaggio di raggi cosmici.

Il programma di simulazione fornisce in output un Raw Data Tape contenente tutte le informazioni simulate, da dare poi in ingresso al programma di ricostruzione **fidarc** per far sì che i dati simulati seguano la stessa catena di ricostruzione e analisi dei dati reali e il file di geometria, nel quale sono presenti tutte le caratteristiche strutturali dell’intero apparato sperimentale, con il grado di precisione con cui è stato descritto e che verrà in seguito letto dal programma di ricostruzione. L’analisi dei dati prodotti sia dalla simulazione Monte Carlo che dal programma di ricostruzione, può essere effettuata con il software ROOT[7].

Il trigger di eventi ipernucleari richiede z slab colpito di TOFINO con ampiezza di segnale sono la soglia scelta e che soddisfino una topologia back to back estesa. nel seguito descriverò brevemente la procedura di ricostruzione per evnei ipernucleari.

Nella fase di ricostruzione la procedura di ‘*pattern recognition*’ per eventi ipernucleari inizia con il riconoscimento di una coppia (K^+ , K^-) generata dal decadimento di una risonanza ϕ . Il riconoscimento si basa sulla presenza di una coppia di segnali sullo strato di rivelatori ISIM i cui valori di dE/dx siano compatibile con l’energia rilasciata da un kaone e si trovino all’interno dell’angolo azimutale coperto dalle slab di TOFINO coinvolta. Utilizzando la sola informazione sulla posizione di questi due segnali dovuti a particelle altamente ionizzanti su ISIM, viene applicata la procedura di ricostruzione del vertice di decadimento della risonanza ϕ . Per effettuare questa rico-

²Deeply Bound Kaon-nuclear States

struzione viene tenuto conto del fatto che il mesone ϕ non viene prodotto a riposo, ma presenta un ‘boost’ lungo l’asse x nel piano trasverso all’asse dei fasci, pari al 10% dell’impulso dei kaoni carichi emessi nel decadimento, cioè $12.8\text{MeV}/c$. A causa di questo boost i kaoni provenienti dal decadimento della ϕ presenteranno impulsi differenti, perciò le eliche che andranno a descrivere non possiederanno la medesima curvatura.

Oltre al valore della ampiezza e direzione del ‘boost’ della ϕ , le uniche informazioni possedute per risalire al valore dell’impulso dei kaoni e alla posizione del vertice di decadimento sono le posizioni dei punti di impatto dei kaoni sui moduli ISIM. Per ogni coppia di punti di impatto può essere trovata una soluzione per ottenere l’impulso dei kaoni, le cui traiettorie elicoidali passano attraverso i due punti di impatto. Inoltre il problema ha un vincolo cinematico dato dal fatto che la somma degli impulsi dei kaoni, nel sistema di riferimento del laboratorio, deve essere uguale, nel vertice di decadimento, all’impulso di ‘boost’ della ϕ .

È importante conoscere con la migliore precisione tali impulsi per poter tracciare in avanti da ISIM sino al bersaglio attraverso pacchetto GEANTE, andando così a valutare il punto di interazione in bersaglio e di emissione delle particelle secondarie. L’esatta posizione del punto di interazione con i nuclei del bersaglio è necessaria per valutare la perdita di energia nel bersaglio delle particelle secondarie uscenti.

La procedura di ricostruzione del vertice presenta una risoluzione di alcune centinaia di μm nella determinazione della coordinata radiale del punto di arresto del K^- . L’efficienza di ricostruzione delle coppie K^+, K^- è pari al $95\pm 3\%$.

Quando inizia il tracciamento delle particelle prodotte a partire dal vertice di interazione del K^- , in primo luogo ‘fidarc’ cerca all’interno del piano trasversale, l’allineamento di tre punti lungo una circonferenza, secondo le seguenti combinazioni di hit:

- STRAW-DCH2-OSIM
- STRAW-DCH1-OSIM
- DCH2-OSIM-ISIM
- OSIM -ISIM - ISIM

A questo punto è necessario ricercare il vertice di interazione da cui proverebbe la traccia passante per i tre punti appena trovati. Per far ciò, si calcola

la distanza tra i vertici di arresto del K^+ e del K^- e il centro della circonferenza appena trovata. Candidati vertici saranno quelli per cui la distanza è compatibile, entro gli errori, con il raggio di tale circonferenza. È inoltre effettuato un fit lineare nel piano (z, ϕ) tra le coordinate dei tre punti nel tracciatore e il presunto vertice di interazione, per confermare o confutare la possibile assegnazione di vertice.

Qualora il vertice sia trovato, si procede ad una prima interpolazione dei punti con un'elica, seguita da un ulteriore calcolo della distanza da vertice delle K^- e elica, per confermare o meno la definitiva assegnazione del vertice. Infine si ricercano ulteriori hit sullo strato di camere mancante e, eventualmente, su ISIM. In tal modo è possibile ottenere tracce con quattro hit, nelle seguenti configurazioni

- ISIM-DCH1-DCH2-STRAW
- ISIM-OSIM-DCH1-DCH2
- OSIM-DCH1-DCH2-STRAW
- ISIM-OSIM-DCH1-STRAW
- ISIM-OSIM-DCH2-STRAW

Mentre le tracce composte da tre punti saranno fornite dalle seguenti combinazioni:

- ISIM-OSIM-DCH1
- ISIM-OSIM-DCH2
- OSIM-DCH1-DCH2
- OSIM-DCH1-STRAW
- OSIM-DCH2-STRAW

Si definiscono inoltre due tipologie di traccia: le traccie corte e le traccie lunghe. Le prime corrispondono alle particelle che non raggiungono gli strati di tubi straw in quanto fuoriescono dalla accettazione sperimentale o spiralizzano all'interno del volume dello spettrometro. Come tracce lunghe invece vengono indicate le tracce che hanno colpito il rivelatore di tubi straw. Le tracce lunghe con quattro punti presentano la migliore risoluzione, mentre le tracce ricostruite con tre punti presentano una risoluzione peggiore ma

portano ad un notevole incremento della statistica e sono utile per studiare che non richiedono elevata risoluzione.

1.6 Identificazione di particelle:PID

In FINUDA per indentificare le particelle cariche si è scelto di utilizzare tutte le informazioni disponibili. Esse consistono innanzitutto nelle perdite di energie specifiche nei rivelatori a microstrip e nelle camere a deriva. Per tracce lunghe che raggiungono il TOFONE ad esse, la perdita di energia totale $E_{Tot} = \sqrt{p^2c^2 + M^2c^4}$ nello scintillatore esterno e la misura di tempo di volo(Tof).

Tale identificazione di particelle(PID) è stata sviluppata dall' esperimento e risulta disponibile per l'analisi dati. Nel seguito descrivo brevemente le sue caratteristiche che sono state ottimizzate in[11].

Identificazione attraverso dE/dx

La perdita di energia specifica della particella carica che attraversa un mezzo materiale é descritta dalla funzione di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (1.9)$$

dove ρ , Z ed A sono rispettivamente la densità, il numero atomico e la massa atomica del materiale attraversato, I è l'energia di eccitazione media, N_A è il numero di Avogadro, m_e è la massa dell' elettrone, z e β sono la carica e la velocità della particelle incidente. Il termine $\delta(\beta\gamma)$ è detto 'correzione di densità' e tiene conto del fatto che il campo elettrico della particella interagente tende a polarizzare gli atomi lungo il suo percorso; nel caso considerato questo termine è stato trascurato in quanto fornisce un contributo sull'andamento solo ad alte energie.

Il termine W_{max} che si utilizza per ricavare la massa delle particelle é la massima energia trasferibile con interazione di un elettrone nel mezzo e si può scrivere come:

$$W_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + \left(2\gamma \frac{m_e}{M}\right) + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (1.10)$$

Gli intervalli di impulso delle particelle emesse rivelabili da FINUDA nelle reazioni di procedura libero degli iperoni Λ e Σ^\pm sono 50-350 MeV/c per i pioni, e 120-800 MeV/c per i protoni.

La soglia inferiore è determinata dal fatto che le particelle sono prodotte in bersagli di $0.2-0.3 \text{ g/cm}^2$ quindi esiste un'energia minima che perché raggiungono e i primi strati di rivelatori e vengono tracciate dal programma di ricostruzione. Invece la soglia superiore è determinata dalla cinematica delle reazioni. Negli intervalli di impulso indicati è possibile sfruttare l'informazione sperimentale della perdita di energia delle particelle cariche nei diversi strati di rivelatori per effettuare l'identificazione in massa.

In FINUDA si possono rivelatori al meno

In Fig1.5[11], si mostrano i grafici della perdita di energia delle particelle cariche positive per unità di lunghezza in funzione del loro impulso per i diversi strati di rivelatori. Come si può notare dal primo grafico in alto a sinistra, si possono distinguere tre regioni che corrispondono a diversi tipi di particelle (π, p, d). L'ottimizzazione della selezione è stata eseguita in [11].

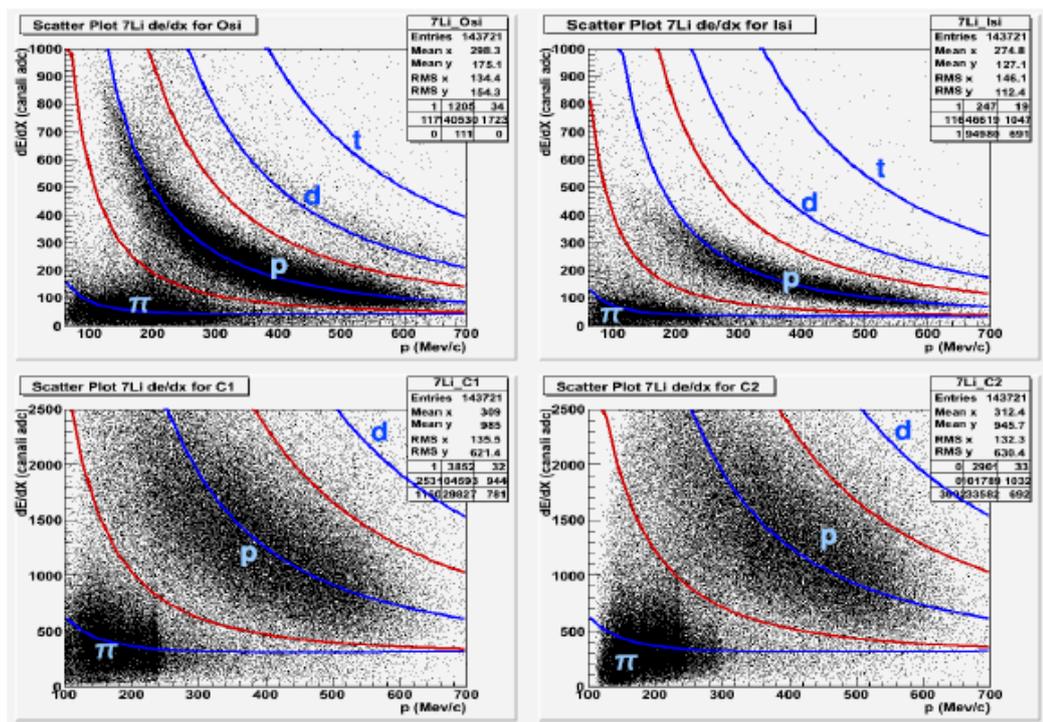


Figura 1.5: Perdita di energia per unità di cammino in funzione dell'impulso della particella. Ai valori sperimentali sono state sovrapposte le funzioni di Bethe-Bloch normalizzate (linee blu nelle immagini) e sono stati tracciati gli andamenti dei limiti utilizzati per definire le diverse zone relative alle varie particelle (linee rosse)[11]

Facendo riferimento alla Fig 1.5 tutte le particelle la cui perdita di energia specifica in funzione dell' impulso si trova nelle regione al di sotto della più bassa passare sia π^+ e^+ o μ^+ . poiché non è possibile distinguere e per questo si sono indicati come π .

Le informazione di dE/dx fornite da un singolo strato di rivelatori, sono indipendenti fra di loro. È possibile quindi utilizzare le informazioni di più strati di rivelatori in coincidenza in modo tale da ottimizzare sia l'identificazione.

Identificazione attraverso E_{tot}

Un' informazione aggiuntiva per discriminare le particelle è la misura di perdita di energia totale negli scintillatori esterni (TOFONE). Il limite minimo d'impulso per raggiungerlo risulta essere $180 MeV/c$ per i pioni e $200 MeV/c$ per i protoni. le particelle maggiormente ionizzante che arrivano agli scintillatori spesse di 10 cm, vengono fermate al loro interno perdendo tutta l'energia ($E_{Tot} = \sqrt{p^2c^2 + M^2c^4}$). L'andamento della perdita di energia totale in funzione dell'impulso in queste condizioni è approssimabile ad una retta.

In Fig 1.6 si vede un grafico della perdita di energia totale in funzione dell'impulso delle particelle [11]. Si possono distinguere tre diverse regioni: una prima regione fra 180 e 300 MeV/c corrisponde alle particelle positive più leggere (e^+ , μ^+ , π^+) e due addensamenti successivi con andamento quasi lineare. Il primo corrisponde all'assorbimento dei protoni e l'andamento dell'energia rilasciato in funzione dell' impulso cambia bruscamente a 500 MeV/c e diventa descrivibile da una funzione di Bethe-Bloch. Questo è dovuto al fatto che i protoni con impulso maggiore a 500 MeV/c non si fermano nel rivelatore e quindi non rilasciano tutta la loro energia al suo interno.

Il secondo corrisponde all'assorbimento dei deutoni che sono particelle più pesanti e quindi rilasciano più energia nello scintillatore.

Identificazione attraverso TOF

Nel caso del rivelatore FINUDA sono presenti informazioni sul tempo di volo (Δt) e dagli algoritmi di ricostruzione si può ricavare la lunghezza della traccia ΔL (distanza tra vertice di interazione in bersaglio e punto di incidenza della particella in TOFONE) per le diverse particelle. Il 'start' del

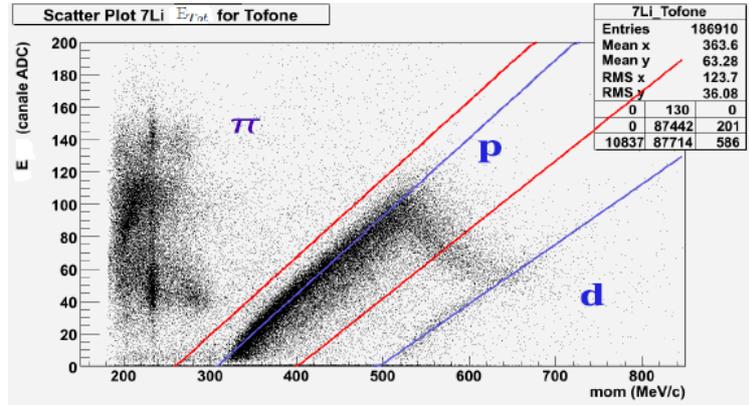


Figura 1.6: Grafico della perdita di energia da parte di particelle positive all'interno di TOFONE in funzione dell'impulso delle particelle stesse. Le due rette blu descrivono l'andamento della perdita di energia per protoni e deutoni. Le due rette rosse rappresentano i limiti utilizzati per distinguere le regioni delle diverse particelle[11].

tempo di volo, è la misura sperimentale ottenuto dal tempo iniziale t_i , in cui il K^- attraversa TOFINO prima di fermarsi nel bersaglio. Si trascura il tempo in cui K^- arriva da TOFINO ai bersagli, il tempo di arresto e interazione che si valuta inferiore a 200 ps. Il tempo finale t_f è ottenuto dallo scintillatore esterno all'arrivo della particella prodotta nel vertice d'interazione in bersaglio. La lunghezza della traccia viene estrapolata in base al percorso della particella ricostruito dai punti colpiti nei vari rivelatori a partire dal punto di stop del K fino all'impatto sulla sbarra di scintillatore esterno(TOFONE).

Conoscendo l'impulso p , ottenuto dal programma di ricostruzione, il tempo di volo Δt misurato e la lunghezza della traccia ΔL , si ottiene la massa M della particella:

$$M^2 c^4 = \frac{p^2 c^2}{\beta^2} - p^2 c^2$$

$$M = p \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{\Delta L}\right)^2 c^2 - 1} \quad (1.11)$$

Nel studi effettuati precedentemente[11], tutte le informazioni disponibile (dE/dx , E_{tot} , Tof) per tracce e si sono contaminazione del PID per le parti-

celle che saranno oggetto di queste analisi, la contaminazione per π^- minore di 1.0 %, e per i p è minore di 7.9 %.

Capitolo 2

Interazione dei kaoni con il nucleo

I Kaoni sono mesoni dotati il numero quantico di 'Stranezza(S)' diviso due tipi per quello. I kaoni sono le particelle più leggere che contengono un quark s.

I due tipi di mesoni-K hanno le seguenti strutture nel modello a quark:

$K^+ = u\bar{s}$, $K^0 = d\bar{s}$ sono attribuita strangeness $S=1$,
 $K^- = \bar{u}s$, $\bar{K}^0 = \bar{d}s$ che hanno strangeness $S=-1$ e vengono detti antikaoni.

I mesoni K^- e interazione con il nucleo, K^+ sono molto diversi in interazione forte con nucleone all'energia di regime ($P_{lab} \leq 1\text{GeV}/c$)[8]; che mostrano in contrasto con il comportamento π^+, π^- interazione forte sono uguali nel caso di $N=Z$ nucleoni. Mentre i K^+ sono debolmente attratti dal nucleo, gli antikaoni K^- ne sono fortemente attratti.

2.1 L'interazione Antikaone-nucleone

La differenza tra mesoni K e π con l'interazione con il nucleo è causata dal numero quantico di Stranezza che si conserva nell'interazione forte che porta K^-, K^+ a differenti interazioni con i nucleoni e di conseguenza con il nucleo. Il sistema K^- -N ($S=-1$) può formare una risonanza ($S=-1$) la quale è composta da tre quark(uds). Y indica un iperone Λ, Σ sono i soli barioni strani stabili per l'interazione forte.

Invece nell'interazione $K^+ - N$ ($S=1$) la formazione della risonanza è proibita a causa della non conservazione della Stranezza^{2.1}. Lo studio dell'interazione di K^- , K^+ con il nucleo è uno strumento importante per studi di interazione forte e di interazione con scambio di Stranezza. In questa tesi mi sono concentrata sulla interazione $K^- - N$ ovvero antikaone-nucleo. Di seguito vengono illustrate le caratteristiche principali di tale interazione.

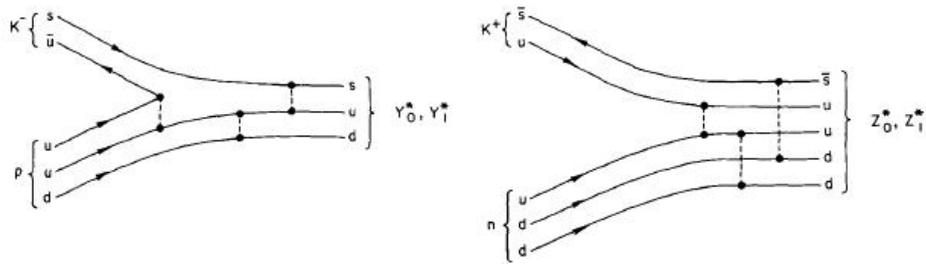


Figura 2.1: Diagramma della formazione risonanza nella reazione $K^- - p$, $K^- - n$ [8]

L'interazione Antikaone-nucleone in basse energie

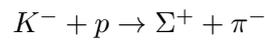
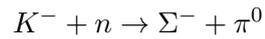
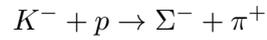
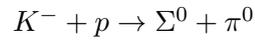
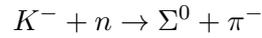
L'interazione antikaone-nucleo si presenta, generalmente, come assorbimento dell'antikaone da parte di uno o più nucleoni del nucleo dal quale è stato catturato. È stato sperimentalmente evidenziato che dell'assorbimento avviene alla superficie nucleare.

Quando K^- interagisce a riposo, il centro di massa(CM) di tali reazioni possiede un impulso ridotto e in alcuni casi compatibile con zero. Questo consente di ricercare nello stato finale le particelle prodotte da una reazione di decadimento da due corpi. Il segnale da ricercare è dato da due particelle emesse con un angolo reciproco di circa a 180° .

Reazione K^- con un nucleone caratterizzata dalla produzione di un π .
Le principali reazioni sono

$$K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

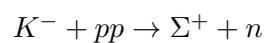
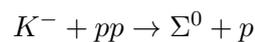
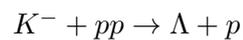
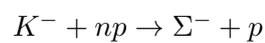
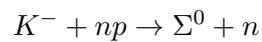
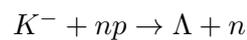
$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$$

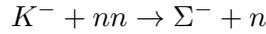


In tutte queste reazioni si trovano un pione nello stato finale. Le prime due reazioni elementari presentano la formazione di una associata la pione. Tale può legarsi nel nucleo dando luogo alla formazione di Ipernuclei di tipo Λ tipo 'quasi libera'. Per K_{stop}^- i ratei di cattura sono dell'ordine 10^3 per K.

L'interazione K^- -aggregati di nucleoni

La Λ prodotta nel mezzo nucleare può interagire con interazioni del tipo ΛN o ΛNN . L'interazione forte della Λ con un nucleone presenta alcuni aspetti differenti in confronto a quella tra due nucleoni. A differenza del caso dell'assorbimento su un nucleone, non si ha la produzione di un pione. Le principali reazioni elementari che possono avvenire nei nuclei su una coppia di nucleoni sono le seguenti:



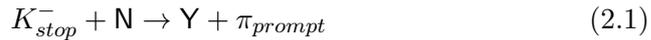


Questi canali di solito vengono spiegati con reazioni quasi-libere¹ in approssimazione impulsiva. Attualmente vi è una intensa attività teorica e sperimentale relativa alla possibilità di formazione di stati legati $K^- - pp$, $K^- - ppn$, $K^- - ppnn$ e in generale KA (Atomo Kaonico).

2.2 Misure sperimentali

Gli studi delle interazioni antikaone-nucleo a basse energie (interazione quasi o completamente a riposo) sono stati effettuati con camere a bolle negli anni '70, utilizzando nuclei di ^{12}C e ^4He e rappresentano tutt'oggi la maggior parte dei dati sperimentali attualmente disponibili [16] [21]. In particolare modo Katz et al. nel 1970 [16] hanno effettuato uno studio sistematico delle reazioni derivanti dall'assorbimento di un kaone a riposo in un bersaglio di ^4He . Il metodo di analisi di questi eventi si basa sulla considerazione per cui se il kaone interagisce a riposo le particelle verranno emesse con un angolo reciproco di 180° .

Da una statistica di circa 1000 eventi Katz et al. hanno mostrato che gli eventi principali sono dati dall'assorbimento del K^- da uno o due nucleoni, con l'emissione rispettivamente di un iperone ($Y: \Sigma$ o Λ) associati ad un π o un N.



Ratei di assorbimento nel caso di reazione $K_{stop}^- - ^4\text{He}$ in camera a bolle sono riportati in Tabella 2.2. I risultati mostrano che l'emissione di un iperone neutro (Λ, Σ^0) avviene al $(69.2 \pm 6.6)\%$. Quasi il $(50 \pm 10)\%$ di tutti gli eventi su ^4He sono dati dalla reazione di conversione: $\Sigma^- \text{N} \rightarrow \Lambda \text{N}$. L'ultima analisi effettuata è stata quella riguardante l'assorbimento su due nucleoni, in questo caso lo stato finale presenta solo dei barioni, tale stato finale non è consentito nel caso di un assorbimento su un solo nucleone. Questo tipo di eventi sono risultati essere il $(16.3 \pm 2.5)\%$ del totale.

¹Quasi-libera viene definito un processo di assorbimento con due nucleoni usciti dal nucleo senza rompersi nucleo residuo [9]

Reaction	Events/(stopping K^-) (%)
$K^-He^4 \rightarrow \Sigma^+\pi^-H^3$	9.3 ± 2.3
$\rightarrow \Sigma^+\pi^-dn$	1.9 ± 0.7
$\rightarrow \Sigma^+\pi^-pnn$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^+\pi^0nnn$	3.2 ± 1.0
$\rightarrow \Sigma^+nnn$	1.0 ± 0.4
Total $\Sigma^+ = (17.0 \pm 2.7)\%$	
$K^-He^4 \rightarrow \Sigma^-\pi^+H^3$	4.2 ± 1.2
$\rightarrow \Sigma^-\pi^+dn$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^-\pi^+pnn$	1.4 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0He^3$	1.0 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0pd$	1.0 ± 0.5
$\rightarrow \Sigma^-\pi^0ppn$	1.0 ± 0.4
$\rightarrow \Sigma^-pd$	1.6 ± 0.6
$\rightarrow \Sigma^-ppn$	2.0 ± 0.7
Total $\Sigma^- = (13.8 \pm 1.8)\%$	
$K^-He^4 \rightarrow \pi^-\Lambda He^3$	11.2 ± 2.7
$\rightarrow \pi^-\Lambda pd$	10.9 ± 2.6
$\rightarrow \pi^-\Lambda ppn$	9.5 ± 2.4
$\rightarrow \pi^-\Sigma^0 He^3$	0.9 ± 0.6
$\rightarrow \pi^-\Sigma^0 (pd, ppn)$	0.3 ± 0.3
$\rightarrow \pi^0 \Lambda (\Sigma^0) (pnn)$	22.5 ± 4.2
$\rightarrow \Lambda (\Sigma^0) (pnn)$	11.7 ± 2.4
$\rightarrow \pi^+\Lambda (\Sigma^0)nnn$	2.1 ± 0.7
Total $\Lambda (\Sigma^0) = (69.2 \pm 6.6)\%$	
Total $= \Lambda + \Sigma = (100_{-7^{+6}})\%$	

Figura 2.2: Ratei di assorbimento nel caso di reazione $K^-_{stop} - {}^4He$ in camera a bolle[16]

Parallelamente agli studi sperimentali K-nucleo[12] sono stati sviluppati numerosi modelli teorici, basati sui dati sperimentali di sistemi KA (Atomo Kaonico). L'analisi di questi sistemi atomici ha come scopo quello di trovare una funzione che descriva il potenziale ottico $V_{opt}(r)$ e che tenga conto degli spostamenti dei livelli energetici.

Le osservabili di interesse, quali lo spostamento e la larghezza dei livelli energetici dell'antikaone, sono causate dall'interazione forte K-nucleo. Questi livelli sono relativamente spostati e allargati rispetto ai valori attesi dalla semplice interazione coulombiana (E^{em}). Il legame tra tali spostamenti e l'energia di legame è regolato dalla formula di Deser:

$$\Delta E + i\frac{\Gamma}{2} = \alpha^3 \mu^2 a_{K-p}.$$

$\Delta E = E^{misurata} - E^{em}$ è lo spostamento, α è la costante di struttura fine, μ è la massa ridotta del sistema antikaone-p, a_{K-p} è una quantità complessa che rappresenta la lunghezza di scattering K-p.

I risultati ottenuti recentemente dallo studio dei raggi X emessi dai sistemi

K_α ($2p \rightarrow 1s$ transizione) dall'idrogeno kaonico[18] indicano valori di $\Delta E = (-323 \pm 63 \pm 11)eV$ e $\Gamma = (407 \pm 208 \pm 100)eV$, da cui, usando la formula di Deser, si ottiene $a_{K-p} = (-0.78 \pm 0.15 \pm 0.03) + i(0.49 \pm 0.25 \pm 0.12)$ fm. Il valore a_{K-p} negativo indica lo spostamento repulsivo dello stato fondamentale dell'idrogeno kaonico, questo valore ottenuto è compatibile con i dati sperimentali precedenti[13], la lunghezza di scattering risultava essere pari a $a_{K-p} = (-0.76 + i0.64)$ fm.

2.3 I modelli teorici interazione K -nucleo

Il modello [14] piú semplice del potenziale ottico è un generico potenziale $t\rho(r)$, dove t è la matrice di scattering antikaone-nucleone e ρ è la densità nucleare. Nel calcolare ρ si effettua l'approssimazione che la distribuzione spaziale dei protoni e dei nucleoni siano uguali. Il potenziale ottico dipende dalla densità nucleare e cambia nei diversi modelli.

Il potenziale ottico $t\rho$ viene definito come:

$$2\mu V_{opt}(r) \equiv Re(V_{opt}(r)) + i \cdot Im(V_{opt}(r)) = t\rho(r) \quad (2.3)$$

$$= -4\pi \left(1 + \frac{A-1}{A} \frac{\mu}{M}\right) b_0 \rho(r) \quad (2.4)$$

Dove μ è la massa ridotta del sistema antikaone-nucleo, M è la massa del nucleone con cui l'antikaone interagisce, r è la distanza antikaone-centro del nucleo, $\rho(r)$ è la densità nucleare normalizzata sul numero di massa A del nucleo. Il termine b_0 è dato da:

$$b_0 = \frac{1}{2(a_{K_p} + a_{K_n})}$$

con a_{K_p} , a_{K_n} , quantità complesse, che rappresentano, rispettivamente, la lunghezza di scattering antikaone-protone e antikaone-nucleone.

Un modello che prevede un potenziale dipendente dalla densità nucleare (DD: Density-Dependent) si può ottenere sostituendo

$$b_0 = b_0 + B_0 \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)^\alpha$$

Dove B_0 e $\alpha (>0)$ sono parametri liberi da ricavare dall'interpolazione dei dati degli atomi kaonici. Il valore migliore ottenuto dal modello DD indica il potenziale 'Deep' con un valore $Re V_{opt}(r) \approx (150 \sim 200)MeV$?. In tali modelli fenomenologici il potenziale $t\rho$ ha una parte reale a distanza nulla (centro del nucleo) pari a $Re(V_{opt}(0)) = -183 MeV$ e una parte immaginaria

$\text{Im}(V_{opt}(0)) = -70 \text{ MeV}$: un'interazione di questo tipo è talmente forte da permettere la formazione di stati legati dotati di una larghezza sufficientemente piccola da poter permettere l'osservazione degli stessi.

Un altro approccio consiste nell'utilizzo dell'approssimazione $t\rho(r)$ [14] con l'introduzione di una funzione $F(r)$, con $F(r) \rightarrow 1$ nella regione interna e $1 - F(r) \rightarrow 1$ nella regione esterna, sostituendo b_0 nel potenziale $t\rho(r)$ in Eq.2.4: $b_0 \rightarrow B_0 F(r) + b_0[1 - F(r)]$.

Dove il parametro b_0 rappresenta l'interazione a bassa densità e B_0 rappresenta l'interazione all'interno del nucleo. Con questo approccio i potenziali delle regioni interne ed esterne possono connettersi moderatamente. Usando il potenziale F si ottiene un potenziale simile a quella del modello DD.

Un metodo indipendente dal modello è quello di Furie-Bessel(FB), dove al potenziale $t\rho$ viene aggiunta la serie FB al fine di ridurre il χ^2 .

Le forme dei potenziali calcolati dai diversi modelli ($t\rho$, DD, F e FB) sono confrontati nella Fig.2.3.

La profondità ('Shallow' o 'Deep') del potenziale antikaoni-nucleo è tuttora un problema aperto, in quanto i dati sperimentali dei sistemi KA sono sensibili nella regione di bassa densità del nucleo a causa della sovrapposizione massima dei K^- e della vicinanza dei nucleoni alla superficie nucleare[14]

Un modello teorico[14]Zoppiche descrivere l'interazione $K - p$ a basse energie deve esser in grado di riprodurre la risonanza $\Lambda(1405)$. Nell'andamento dell'ampiezza di scattering $K - p$ in funzione dell'energia del CM, si può notare come la parte reale dell'ampiezza (linea continua in Fig.2.4) risulti negativa, il che implica un potenziale di tipo repulsivo alla soglia $K - p$ (1432 MeV), solamente 27 MeV in più del valore della massa di $\Lambda(1405)$. La presenza della risonanza $\Lambda(1405)$ nell'interazione $K - p$ provoca un radicale cambiamento della sezione d'urto e quindi dell'interazione stessa.

Nel grafico Fig.2.4 si può osservare come l'interazione per il sistema $K - p$ possa esser di tipo attrattivo o repulsivo in base al valore dell'energia del CM. Mentre nel caso $K - n$, l'ampiezza di scattering è sempre quasi costante su valori che indicano un potenziale $K - n$ moderatamente attrattivo.

La natura dell'interazione $K - p$ all'interno dei nuclei cambia completamente[20].

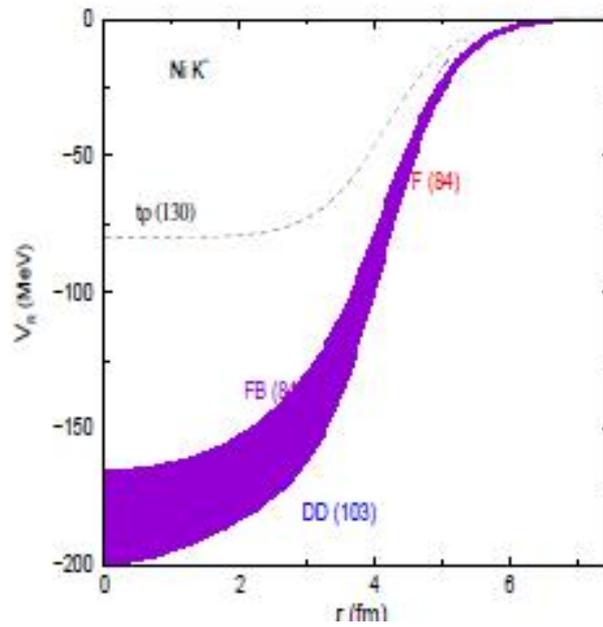


Figura 2.3: La parte reale del potenziale ottico viene calcolato dai diversi modelli $t\rho$, DD, F e FB nella reazione $K - Ni$. Il valore dentro parentesi indica il valore della χ^2

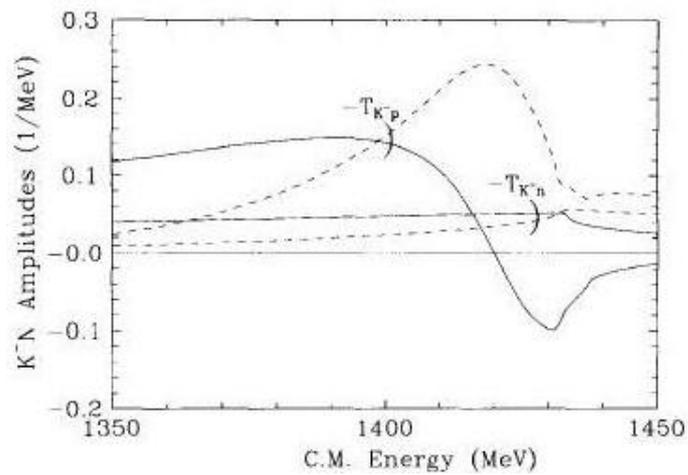


Figura 2.4: L'ampiezza della sezione d'urto del sistema CM $K - N$ vicino e sotto alla soglia. la parte reale: linea continua, la parte immaginaria: linea tratteggiata

Nei dati ottenuti dagli atomi kaonici a impulso zero si \tilde{A} estrapolato un potenziale attrattivo per gli antikaoni nel nucleo[22]. Dai dati raccolti nel caso di kaoni all'interno della materia, con un certo impulso diverso da zero, il potenziale ottico ottenuto risulta essere attrattivo ma ridotto considerevolmente, a seguito degli urti con i nucleoni circostanti che modificano le proprietà dei kaoni. In tale caso, si possono distinguere due regioni di momento, una per momenti inferiori all'impulso di Fermi e una per momenti maggiori. Quando il kaoni hanno un momento inferiore all'impulso di Fermi sentono un potenziale ottico attrattivo che dipende proporzionalmente dalla densità \tilde{A} . Nel caso di kaoni con momento superiore all'impulso di Fermi il potenziale risulta repulsivo.

Nel caso di una densità modesta (cio densità ρ o minore del ρ)² variazioni del potenziale avvengono nell'intorno dell'impulso di Fermi. In particolare il potenziale ottico dei K^- rimane repulsivo ad alti momenti. L'effetto 'pauli blocking'² è responsabile della variazione di segno del potenziale da repulsivo a bassa densità ad attrattivo ad alta densità. Tale meccanismo non funziona a momenti superiori a quello di Fermi, di conseguenza i k^- sentiranno un potenziale ottico repulsivo. Per densità superiori a 2ρ si nota un potenziale attrattivo anche ad alti momenti. La differenza delle sezioni d'urto dei sistemi K-N per interazioni libere e all'interno della materia è riportato Fig.2.6 si spiegano considerando gli spostamenti dei livelli dell'idrogeno kaonico in seguito all'interazione repulsiva, mentre all'interno dei nuclei l'interazione è attrattiva.

²'Pauli blocking effects' impedisce uno stato intermedio del nucleo con un impulso del nucleone minore dell' impulso di Fermi

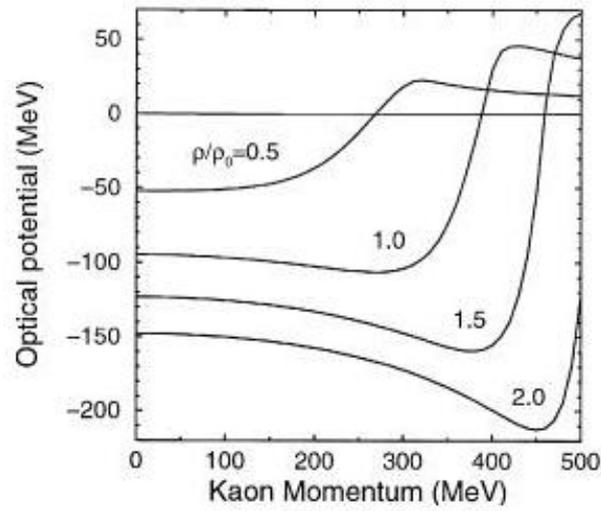


Figura 2.5: V_{opt} del antikaone rispetto impulso relativo nei differenti densità della mezzo materiale. V_{opt} diventa repulsiva in certo impulso nel caso bassa densità. Densità superiore del 2ρ V_{opt} rimane attrattiva anche nel impulso alto[20].

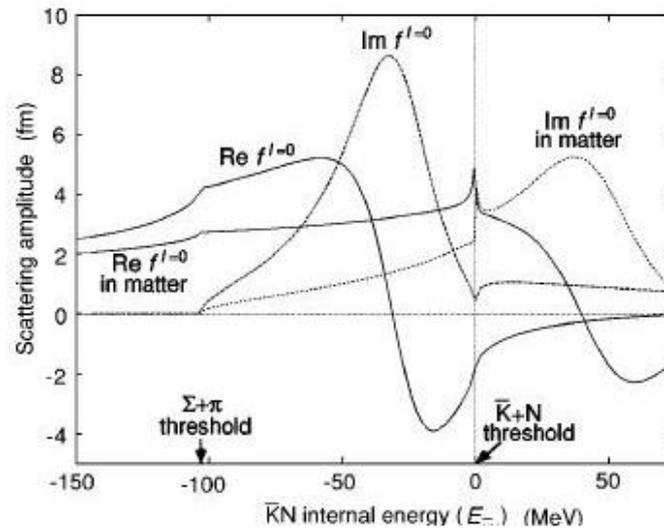


Figura 2.6: L'ampiezza della sezione d'urto del sistema CM $K - N$ in caso dell'interazione 'libera' e all'interno della materia[17]

Capitolo 3

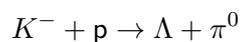
Studio della selezione inclusiva di Λ

In questo capitolo verranno descritti i metodi e i risultati dell'analisi della produzione inclusiva di Λ . L'iperone Lambda viene ricostruito indipendentemente dalle altre particelle prodotte nelle reazioni, che possono essere osservata oppure no. L'identificazione della Λ é stata effettuata utilizzando il suo canale di decadimento in una coppia di particelle cariche $\Lambda \rightarrow \mathbf{p} + \pi^-$. In ogni evento deve quindi essere presente almeno un pione negativo e un protone. Ho effettuato inoltre una simulazione dello spazio delle fasi dei principali canali di reazione KN e KNN che possono contribuire allo spettro di massa invariante della Λ . Verranno quindi illustrate le selezioni effettuate per ottenere una riduzione del fondo e una migliore selezione dei candidati. In seguito lo studio diverse variabili cinematiche ha permesso di effettuare dei tagli sui candidati della Λ .

3.1 Reazione K^- -nucleo di produzione della Λ quasi libera

Le principali reazioni di assorbimento del kaone negativo su uno o due nucleoni con produzione di Λ quasi libera, oggetto di questa tesi sono:

- Produzione di Λ quasi libera su un nucleone.



$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

$$K^- + \mathbf{n} \rightarrow \Lambda + \pi^-$$

$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

- Assorbimento su un nucleone con produzione di Σ^0 e suo successivo decadimento su un nucleone.

$$K^- + \mathbf{p} \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$$

$$\hookrightarrow \Lambda \gamma$$

$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

$$K^- + \mathbf{n} \rightarrow \Sigma^0 + \pi^-$$

$$\hookrightarrow \Lambda \gamma$$

$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

Questi reazioni non sono sostanzialmente distinguibile dalla produzione di Λ quasi libera.

- Interazione del K su due nucleoni

$$K^- + \mathbf{np} \rightarrow \Lambda + \mathbf{n}$$

$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

$$K^- + \mathbf{pp} \rightarrow \Lambda + \mathbf{p}$$

$$\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

- Produzione Λ quasi libera attraverso i decadimenti Σ^0 per interazione del K su due nucleoni.

$$K^- + \mathbf{np} \rightarrow \Sigma^0 + \mathbf{n}$$

$$\begin{aligned} &\hookrightarrow \Lambda\gamma \\ &\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^- \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{pp} &\rightarrow \Sigma^0 + \mathbf{p} \\ &\hookrightarrow \Lambda\gamma \\ &\hookrightarrow \mathbf{p} + \pi^- \end{aligned}$$

Vi sono poi reazioni di assorbimento di K^- su uno o piú nucleoni del nucleo possono avere almeno un pione e un protone nello stato finale senza che sia stata prodotta la Λ . Esse costituiscono la reazione di fondo dei canali da noi studiati. Il pione e il protone la cui combinazione può andare a emulare la presenza di una Λ sono indicati come $^*\pi^-$ e $^*\mathbf{p}$ rispettivamente. Indichiamo dapprima le reazioni di assorbimento con produzione di Σ^+ e Σ^- .

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{p} &\rightarrow \Sigma^+ + ^*\pi^- & (3.1) \\ &\hookrightarrow ^*\mathbf{p} + \pi^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{np} &\rightarrow \Sigma^- + ^*\mathbf{p} & (3.2) \\ &\hookrightarrow \mathbf{n} + ^*\pi^- \end{aligned}$$

Vi sono poi i casi in cui la reazione è di produzione di Λ (o Σ^0) ma pione e protone non provengono entrambi dal decadimento della Λ perchè uno dei due proviene dalla reazione di produzione:

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{pp} &\rightarrow \Lambda + ^*\mathbf{p} & (3.3) \\ &\hookrightarrow \mathbf{p} + ^*\pi^- \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{n} &\rightarrow \Lambda + ^*\pi^- & (3.4) \\ &\hookrightarrow ^*\mathbf{p} + \pi^- \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K^- + \mathbf{n} &\rightarrow \Sigma^0 + ^*\pi^- & (3.5) \\ &\hookrightarrow \Lambda\gamma \\ &\hookrightarrow ^*\mathbf{p} + \pi^- \end{aligned}$$

3.2 Selezione preliminare degli eventi

I dati che sono stati analizzati in questo capitolo, provengono dalle presa dati effettuata tra ottobre 2006 e giugno 2007 utilizzando come bersagli due di ${}^6\text{Li}$, due di ${}^7\text{Li}$, due di ${}^9\text{Be}$, uno di ${}^{13}\text{C}$ e infine uno di D_2O quindi elementi medio-leggeri.

Una prima selezione degli eventi è consistita nel richiedere che il vertice K^+K^- fosse stato correttamente ricostruito e che fosse ascrivibile al decadimento della ϕ . In seguito, è stata applicata la richiesta piú stringente che il K^- si fosse fermato in bersaglio. Infine è stato richiesto che tutte le tracce provenienti dal vertice di interazione del K^- fossero state interpolate dal programma di ricostruzione ed estrapolate all'indietro nel bersaglio con successo.

L'oggetto di quest'analisi è la produzione di iperoni Λ . Si è scelto di identificarli utilizzando il suo decadimento in una coppia di particelle cariche:

$$\Lambda \rightarrow \text{p} + \pi^- \quad (3.6)$$

Per essere una candidata della Λ , si deve osservare la presenza di almeno una coppia di p e π^- nello stato finale di ogni evento. le ulteriori selezioni preliminari imposte agli eventi sono state:

- In ogni evento deve esser presente almeno un protone e almeno un pione negativo, entrambi riconosciuti dagli algoritmi di PID implementati, sia da OSIM che da uno strato di camere di deriva (DCH1,DCH2).
- Le tracce del protone e del pione devono avere i requisiti minimi di qualità rappresentati dalle selezioni sui valori di χ^2 .
- Il protone e il pione devono aver raggiunto almeno le camere a deriva interne.

Nella n-tuple relative ai dati ricostruiti sono presenti anche gli eventi a piú di tre tracce, ma il loro numero è irrilevante. per cui gli eventi utilizzati possiedono massimo tre tracce nello stato finale. Per questo nello spettro di Λ non sono stati inclusi loro contributi. In ogni caso tratterò in dettaglio gli studi che riguardano la presenza di piú due tracce nel paragrafo 3.5.1

3.3 Ricostruzione dell'iperone Λ

3.3.1 Lo Spettro di Massa Invariante della Λ inclusiva

La Massa Invariante

Negli eventi selezionati si può costruire la massa invariante della candidata Λ . Essa è un invariante relativistica e si ottiene dal prodotto scalare degli quadri impulsi delle particelle figlie (protone e pione) proveniente dal decadimento della particella madre, che in questo caso è la Λ . La massa invariante nel caso di decadimento (o di collisione) di una particella in due corpi viene definita con la seguente formula.

$$M^2 = (E_1 + E_2)^2 - \|\vec{p}_1 + \vec{p}_2\|^2 c^2 \quad (3.7)$$

Dove $E_i = \sqrt{|\vec{p}_i|^2 c^4 + m_i^2 c^4}$, dove \vec{p}_i e m_i sono rispettivamente l'impulso e la massa della i -esima particella.

La massa invariante della Λ (M_Λ) della candidata per il canale di decadimento $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ può quindi essere espressa nel seguente modo;

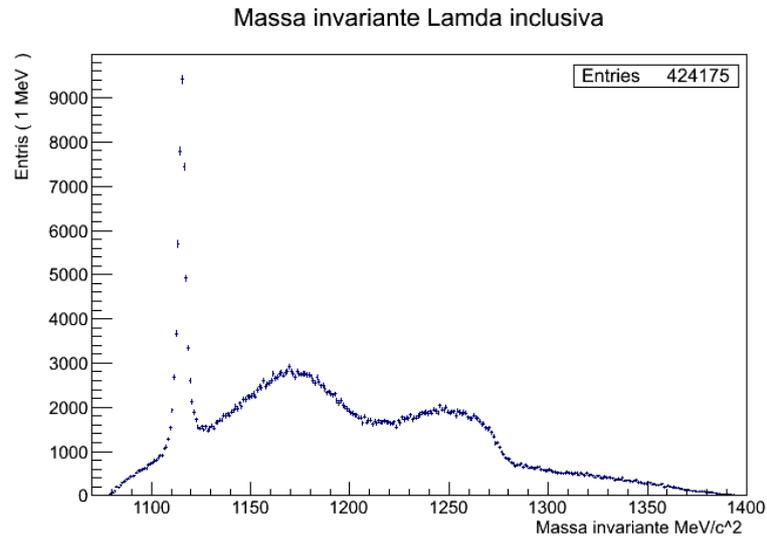
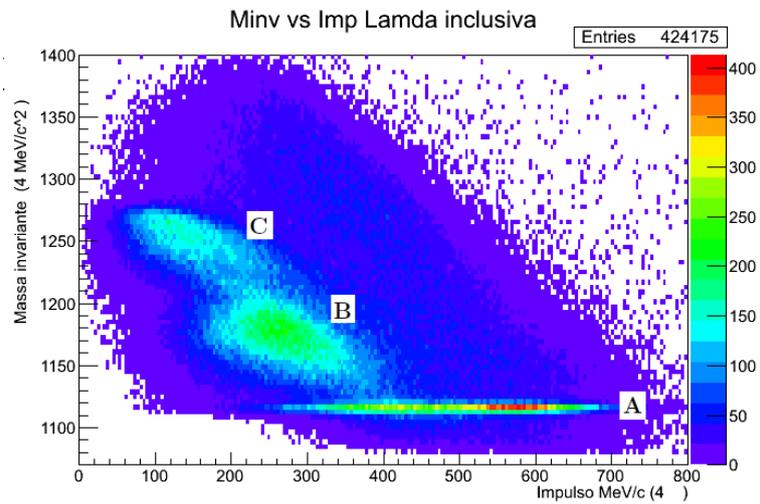
$$M_\Lambda^2 = (E_\pi + E_p)^2 - \|\vec{p}_\pi + \vec{p}_p\|^2 c^2 \quad (3.8)$$

Dove $E_\pi = \sqrt{|\vec{p}_\pi|^2 c^4 + m_\pi^2 c^4}$, \vec{p}_π è l'impulso del pione selezionato, m_π è la massa del pione. Allo stesso modo $E_p = \sqrt{|\vec{p}_p|^2 c^4 + m_p^2 c^4}$, \vec{p}_p è l'impulso della protone e m_p è la massa della protone.

Nelle Fig 3.1 e 3.2 sono riportati gli spettri di massa invariante della Λ inclusiva relativi a tutti i bersagli. Il valore atteso è $M_\Lambda = 1115.683 \sim 0.006$ MeV/ c^2 secondo [24]. Si può osservare la presenza di segnale cercato 1115.4 MeV/ c^2 con larghezza $\Gamma \sim 7$ MeV/ c^2 . Vi sono poi altre due strutture larghe la prima centrata intorno a ~ 1170 MeV/ c^2 e ~ 1250 MeV/ c^2 . Esse sono dovute al contributo dei pioni e protoni non provenienti dal decadimento della Λ libera ma ad alcune delle reazioni di fondo elencati in 1.1 e il contributo descriveremo nel seguito. Vi è poi una lunga coda fino a 1400 MeV/ c^2 .

Studio delle reazioni di fondo

Nelle Fig 3.3 e Fig 3.4 si può vedere il risultato una simulazione effettuata nell'ambito di questa tesi dello spazio dei fasi delle principali reazioni KN, KNN che costituiscono il fondo dello spettro di massa invariante. Esse sono state effettuate utilizzando la classe TGenPhaseSpace di ROOT [25].

Figura 3.1: Lo spettro di massa invariante del sistema π^-p Figura 3.2: Lo spettro 2D di massa invariante e impulso per il sistema π^-p

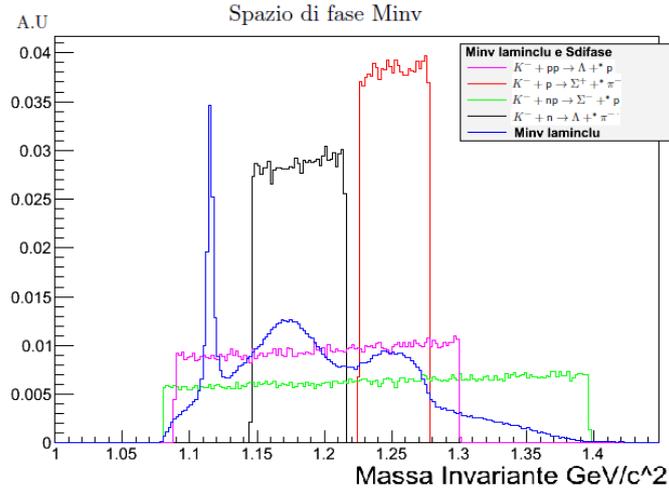


Figura 3.3: Spettro in massa invariante del sistema (π^-p) ottenuto da una simulazione di spazio delle fasi delle principali reazioni di fondo. La normalizzazione delle reazioni è arbitraria.

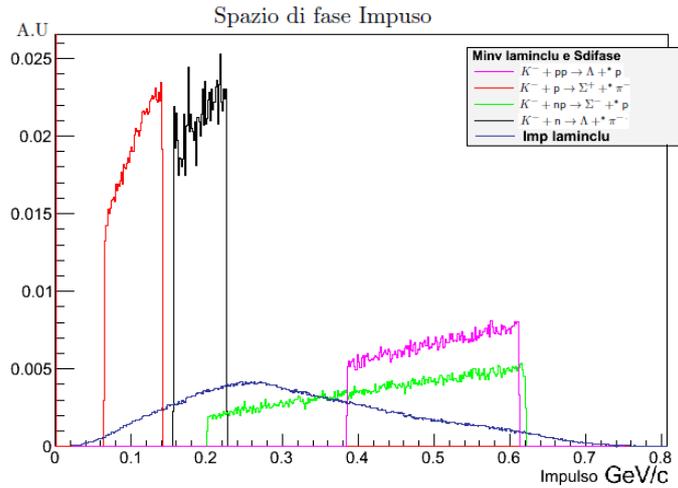


Figura 3.4: Spettro dell'impulso del sistema (π^-p) ottenuto da una simulazione di spazio delle fasi delle principali reazioni di fondo.

La struttura 'bump' centrata a $\sim 1170 MeV/c^2$ (zona B in fig 1.4) deriva soprattutto dal contributo della coppia di pioni e protone della produzione di Σ^+ da assorbimento su un nucleone in Eq3.1 intorno al $1140-1215 MeV/c^2$. Riguardo al 'bump' attorno $\sim 1250 MeV/c^2$ (zona C della figura 1.2) c'è contributo della reazione Eq3.4 in cui pioni va a costituire il sistema (π^-p) è

quello della formazione della Λ e non del suo successivo decadimento. Questo può accadere a causa del basso impulso di questa particella oltre che per questioni di accettazione geometrica. Si può osservare che le reazioni di fondo provenienti dal KNN, i valori permessi sono molto ampi. Nella regione 1090-1250 Me/c^2 si rileva il contributo della reazione Eq3.5. Se invece il sistema (π^- -p) è costituito dal protone di formazione della produzione di Λ in reazione su due protoni (Eq3.3) e dal pione negativo del suo successivo decadimento si ha un contributo nell'intervallo 1080-1280 Me/c^2 , Eq3.3 al intorno 1190-1300 Me/c^2 . L'emissione di sigma negative per assorbimento su due nucleoni dell' Eq.3.2 con suo successivo decadimento ha un contributo in un ampio intervallo dello spettro di massa invariante 1080-1400 Me/c^2 . Troviamo un contributo di queste due reazioni 3.3, 3.2 nella regione del segnale.

Anche lo spazio dei fasi dei impulsi effettuati con Eq3.1,3.4 che coincidono intervallo del impulso del 'bump' attorno $\sim 1170MeV/c^2$, e attorno $\sim 1250Me/c^2$, anche Eq.3.2 3.3 si posizionano superiore dei Eq3.1,3.4 nello spettro di impulso, loro intervallo coincidono con l'intervallo del impulso del segnale come in Fig3.2.

3.4 Studio delle selezioni dei candidati Λ

Nel seguito gli studi effettuati sugli spettri di impulso e sulle distribuzioni angolari vengono descritti in dettaglio. Tali studi hanno infatti permesso di effettuare dei tagli per ridurre il contributo delle reazioni di fondo. Per studiare i contributi dell'impulso del pione e del protone sullo spettro del massa invariante è stato costruito un istogramma dove sono stati messi in correlazione massa invariante e impulsi del pione e del protone rispettivamente(2D).

3.4.1 Studio degli spettri di Impulso

Gli spettri dell'impulso dei pioni e dei protoni che sono stati selezionati con le selezioni preliminari descritte nel paragrafo 1.2 su tutti i bersagli per la costruzione di M_Λ sono mostrati in Fig3.5 e Fig3.6. In queste figure si può osservare che degli intervalli dei impulsi dei pioni sono 70-350 Me/V , mentre quelli dei protoni sono 160-700 Me/V circa. Intervalli di impulsi così ampi per il protone ed il pione sono dovuti al fatto che la Λ non è prodotta a riposo e può decadere in volo. oltre che alla presenza della reazioni di

fondo precedentemente illustrate e chiaramente visibili nello spettro di massa invariante stesso.

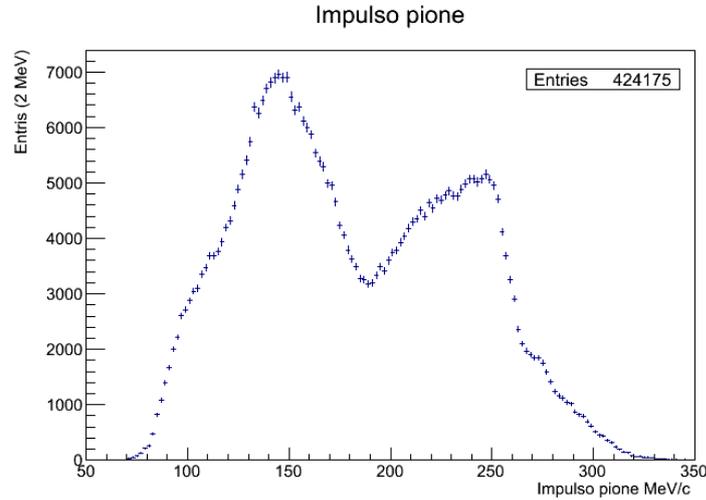


Figura 3.5: lo spettro dell'impulso del pione

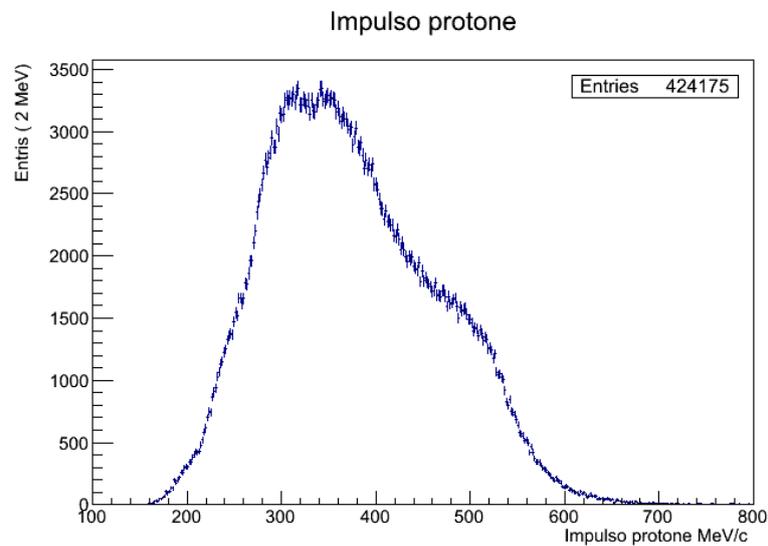


Figura 3.6: lo spettro dell'impulso del protone

Negli istogrammi a due dimensioni si possono osservare i contributi relativi alle varie 'strutture' evidenziate in tale spettro.

Nello 'scatter plot' come si può osservare nella Fig3.5, i pioni che hanno impulso di intervalli 80-225 MeV/c contribuiscono alla zona di segnale

1115.4 MeV/c^2 (Zona A), Quelli con intervallo piú stretto 100-190 MeV/c sul picco 1170 MeV/c^2 (Zona B), e quelli con impulso superiore a 200 MeV/c sul picco 1250 MeV/c^2 (Zona C) e alla lunga coda del spettro. Per i protone nella Fig3.6, quelli con impulso di intervallo 200-600 MeV/c alla zona A come precedentemente definita, mentre due intervalli piú stretti, 250-440 MeV/c e 260-350 MeV/c , contribuiscono alla zona B e C, rispettivamente.

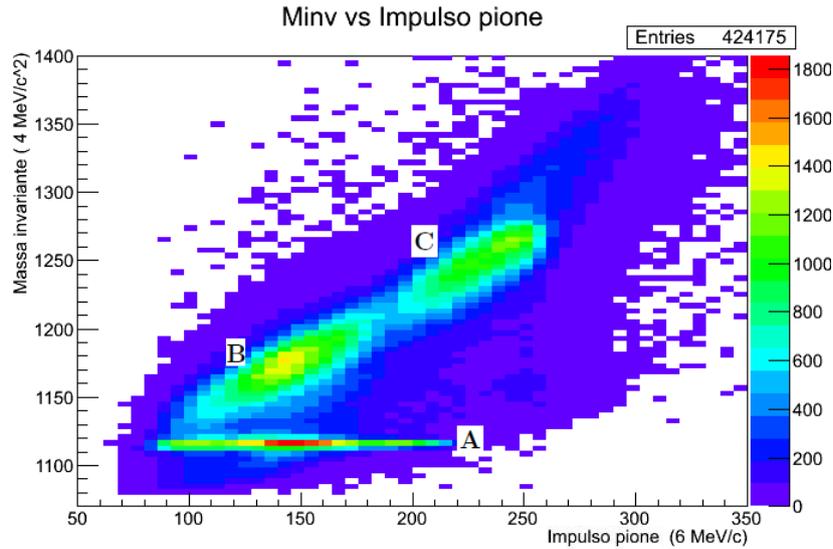


Figura 3.7: L'istogramma 2D mostra M_Λ - l'impulso π , Si osserva che i tre intervalli di impulso contribuiscono alle tre regioni della massa invariante. gli intervalli di impulso 80-225 MeV/c del pione che forniscono il segnale 1115.4 MeV/c^2 .

Risulta quindi evidente che non è possibile selezionare la zona di segnale con un taglio nell'impulso del protone, poiché gli intervalli d'interesse risultano sovrapposti a quelli delle reazioni di fondo. Invece nel caso di pioni con una selezione che elimini gli impulsi maggiori di 225 MeV/c , si può eliminare parte della coda dello spettro di massa invariante superiore a 1230 MeV/c^2 indicati come zona C ed appartenenti principalmente alla reazione di produzione di Σ^+ per assorbimento su un protone. Alla fine non si è applicato questo taglio dato che attraverso un taglio di angoli opportuno questa regione di coda dello spettro veniva eliminata automaticamente, come vedremo nel seguito.

Si è utilizzata una simulazione Monte Carlo dedicata con successiva riso-

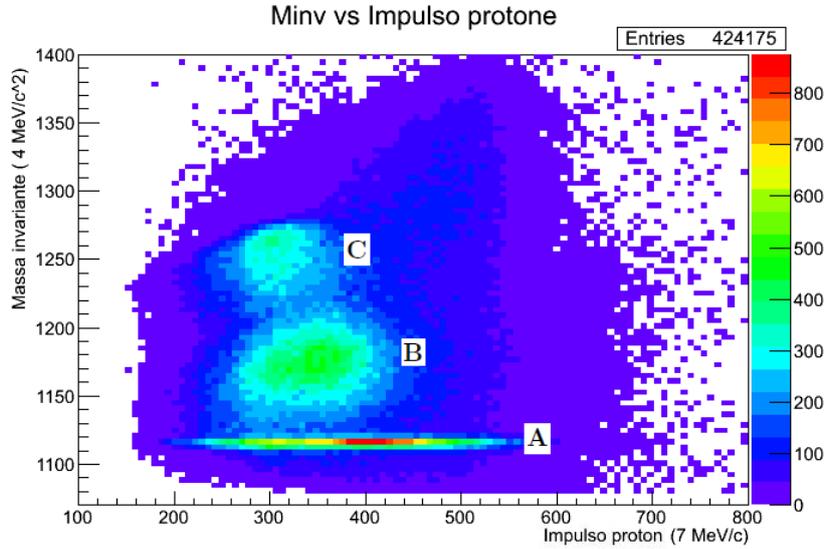


Figura 3.8: L'istogramma 2D mostra M_Λ - l'impulso protone. gli intervalli di impulso 200-600 MeV/c coincidono con gli intervalli del protone che contribuiscono al fondo dello spettro M_Λ .

struzione degli eventi attraverso il software offline di FINUDA. In essa erano state simulate Λ con origine del vertice di stop del K^- in bersaglio con distribuzione uniforme d'impulso fra 0 e 1200 MeV/c distribuite isotropicamente nello spazio. Esse sono state poi fatte decadere nel canale con due particelle cariche che è quello di interesse per la nostra analisi. I dati sono stati poi processati dallo stesso programma di ricostruzione. In Fig3.9 si può vedere lo 'scatter plot' relativo all'impulso del pione e quello del protone. Si osserva correlazione degli impulsi. Abbiamo dunque pensato di usare questa caratteristica per definire un criterio di selezione. Come mostrato in Fig3.9 si è definita una funzione retta permette di escludere la zona cinematicamente proibita per il decadimento, che si trova al di sopra della retta.

Gli istogrammi 2D mostrano i risultati del M.C e i dati reali della nostra selezione. Le coordinate X rappresentano l'impulso del protone, Y rappresenta l'impulso del pione. Inizialmente è stata scelta la retta $Y = 0.25 \times X + 150$ come mostrato nella linea verde in Fig3.9. Applicando questa selezione all'istogramma 2D dei dati reali la sua intercetta con l'asse delle y è stata ottimizzata, diminuendo il valore, portandola più vicino possibile alla limite, in

modo che nel risultato dello spettro di M_Λ il numero degli eventi del segnale sia immutato e si abbassino il numero degli eventi di fondo per ottimizzare il rapporto segnale e rumore. La retta scelta è stata $Y = 0.25 \times X + 100$ (linea rossa) e si è riportato il risultato dello spettro di M_Λ in Fig3.10.

Si osserva che con questo taglio si elimina la struttura centrato a $1250 MeV/c^2$ (zona C) si diminuisce il contributo a $1170 MeV/c^2$ (zona B) senza diminuire il numero dei eventi nella zona di segnale.

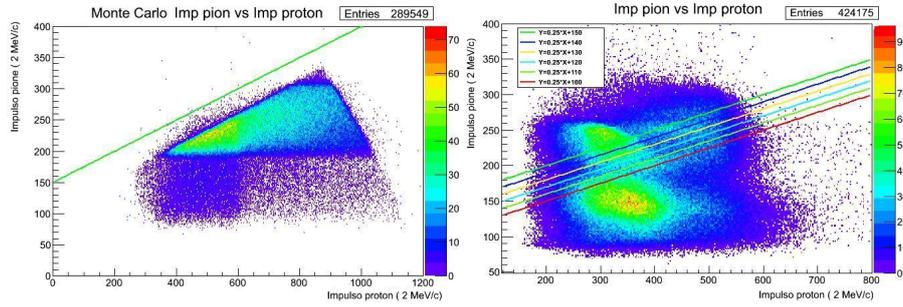


Figura 3.9: La figura mostra, a sinistra, la simulazione Monte Carlo effettuata nell'intervallo dell'impulso Λ $0 \div 1200$ MeV/c. La linea verde sull'istogramma 2D indica la retta $Y = 0.25 \times X + 150$, che esprime la correlazione tra l'impulso del pione(Y) e del protone(X) trovata con MC. A destra la retta trovata è stata applicata ai dati reali in figura sono mostrati i tentativi successivi effettuati per ottimizzare il segnale su rumore.

3.4.2 Studio dell'angolo compreso fra π^- e p

Come evidenziato durante studio degli impulsi, l'intervallo di un impulso largo del pione e del protone è causato dal decadimento della Λ in volo. In un decadimento a due corpi in volo ci si aspetta che l'angolo compreso fra le direzioni delle due particelle figlie nel sistema del laboratorio(θ) diminuisce rispetto al caso a riposo in funzione dell'impulso della particella madre.

Negli istogrammi 2D M_Λ vs $\cos\theta$ in Fig 3.11, si possono osservare i segnali di interesse posizionati nella regione $\cos\theta$ maggiore di -0.4 che corrisponde ad un angolo θ minore di 120° , mentre le due 'bump' precedentemente indicati come zona B e C, contribuiscono principalemnte alla regione $\cos\theta$ inferiore

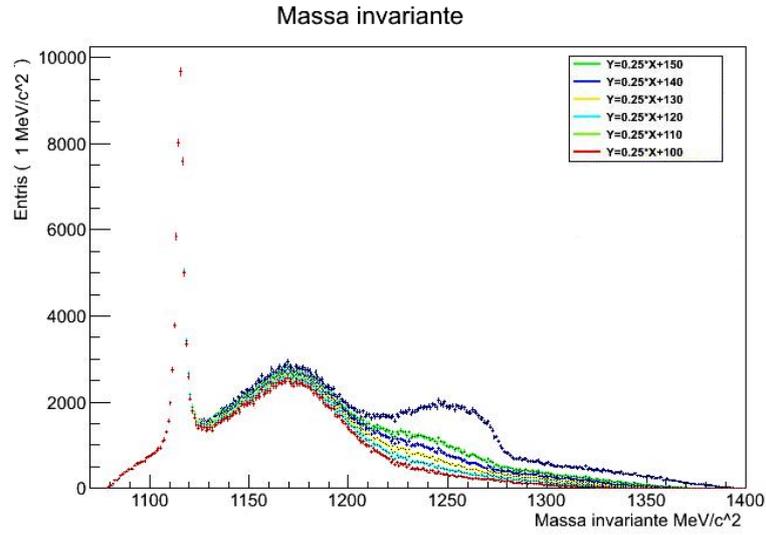


Figura 3.10: Lo spettro di massa invariante per la candidata Λ con le diverse selezioni mostrate in Fig3.9. Il colore dell'istogramma è quello della retta utilizzata per la selezione.

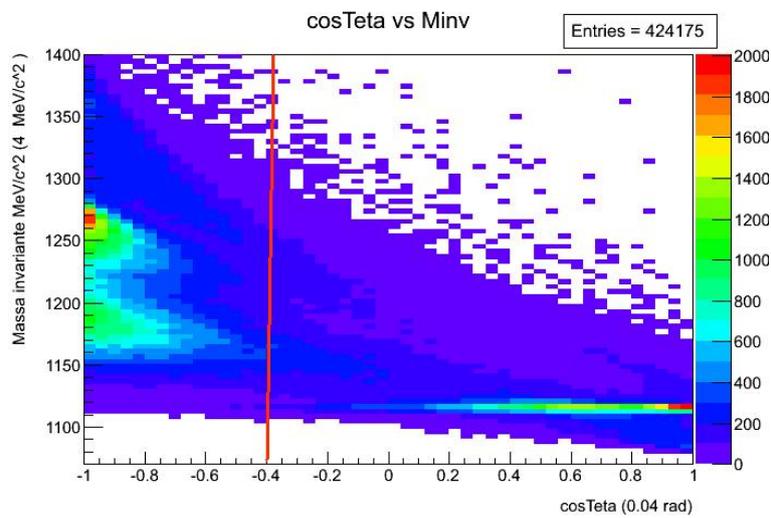


Figura 3.11: Istogrammi 2D $M_{\Lambda} - \cos\theta$

a -0.4.

Applicando questo selezione, riducono sensibilmente i contributi identificati come zona B e zona C nella Fig 3.11. Si è effettuato un'ottimizzazione delle

selezione sugli angoli. Si è visto che una selezione più stringente sugli angoli porta ad un aumento del rapporto segnale su rumore non significativo.

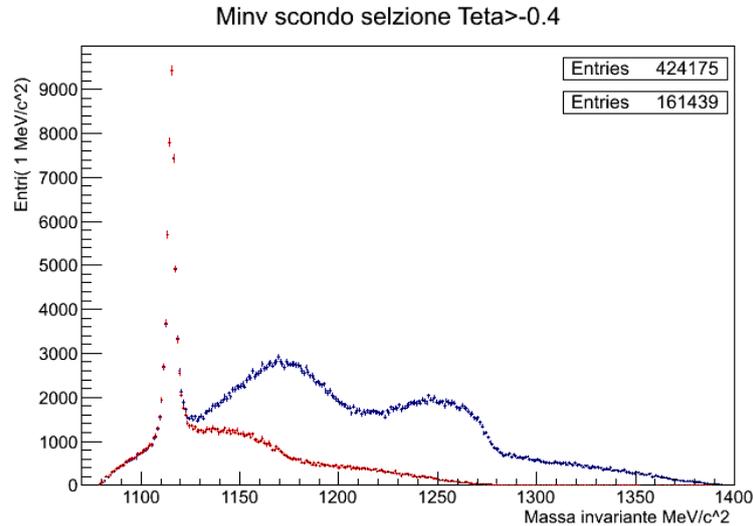


Figura 3.12: Il risultato della selezione massa invariante $\cos\theta$ maggior a -0.4 è indicato con la linea rossa.

Alla fine di questo studio sulle distribuzioni angolari si è effettuato uno studio della selezione congiunta in l'impulso delle particelle nello stato finale e in angolo. Si è deciso di effettuare dunque una selezione congiunta in angolo ed impulso delle particelle nello stato finale, condizione meno stringenti ($\cos\theta = -0.4$) sull'angolo.

Si sono poi studiati gli istogrammi 2D che mettono in relazione $\cos\theta$ l'impulso del pione ($\cos\theta$ vs P_π), per selezionare meglio la zona del segnale. Abbiamo visto che non è possibile una selezione utilizzando l'impulso di pione da solo.

Nel M.C effettuato in Fig 3.13 si vediamo la correlazione tra l'impulso π e $\cos\theta$ per i dati Montecarlo ricostruiti (vedi paragrafo 3.4.1 per i dettagli sulla simulazione) mentre per i dati reali si ottiene lo scatterplot in Fig 3.14. si vede chiaramente in Fig 3.13 che si riesce a separare il segnale dal contributo relativo alla zona B, assegnato alle coppie (π^- , p) in cui il π^- risulta essere quello di formazione e non quello del decadimento della Λ . Inoltre gli impulsi di valore maggiore di 200 MeV che contribuivano alla zona di fondo relativa al picco $1250 \text{ MeV}/c^2$ e alla lunga coda dello spettro, sarebbero stati

Tipo di selezione	R in $\pm 2\sigma$	R in $\pm 3\sigma$
$\vec{p}_\pi - \cos\theta$	5.23046	4.16142
correlazione \vec{p}_π e $\vec{p}_p - \cos\theta$	6.01994	4.82069

Tabella 3.1: I Rate dei diversi tagli.

eliminati con il taglio del angoli come precedentemente spiegato nel 3.4.1.

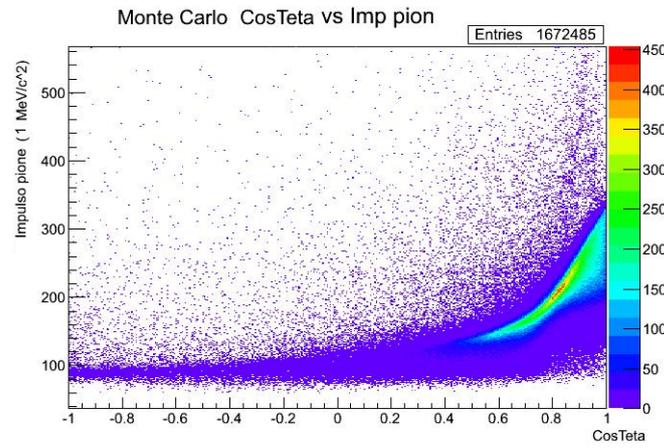


Figura 3.13: La figura mostra, la correlazione tra l'impulso del pione e del $\cos\theta$ con simulazione MC.

Si è determinato il coefficiente angolare della retta(m) che ci permette di fare questa selezione e si è deciso di ottimizzare la selezione variando il punto d'intersezione con l'asse delle Y(q). I parametri della retta che permettevano di massimizzare il rapporto segnale su rumore erano $m=0.25$ (zona UDM) e $q=100$ (zona UDM) in Fig 3.15 è riportato, indicato con una linea verde, lo spettro in massa invariante risultato di questa selezione.

I risultati del R(segnale/fondo) nella zona d'interesse sono in Tab3.1. In questa ottimizzazione di R è stata applicata anche la selezione sui dati degli impulsi(di cui si trovano i dettagli nel paragrafo 3.4.1) e quella in $\cos\theta$ descritta precedentemente in questo paragrafo.

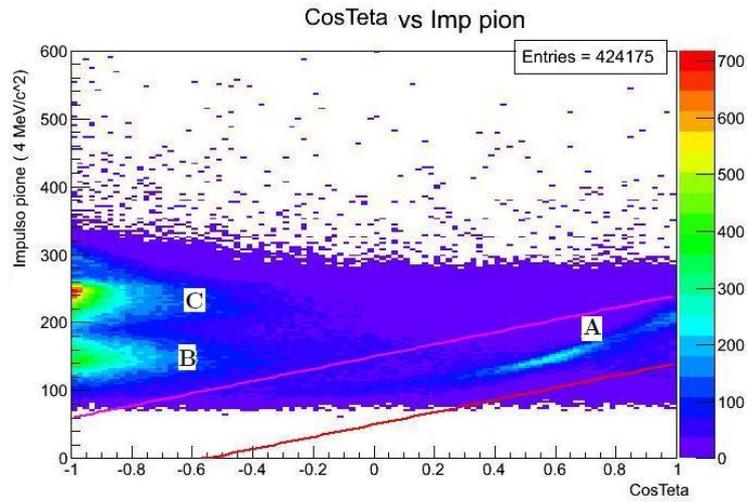


Figura 3.14: La due linee di colori indicano le rette scelte per selezione sull'istogramma 2D della correlazione tra \vec{p}_π e del $\cos\theta$ con i dati reali.

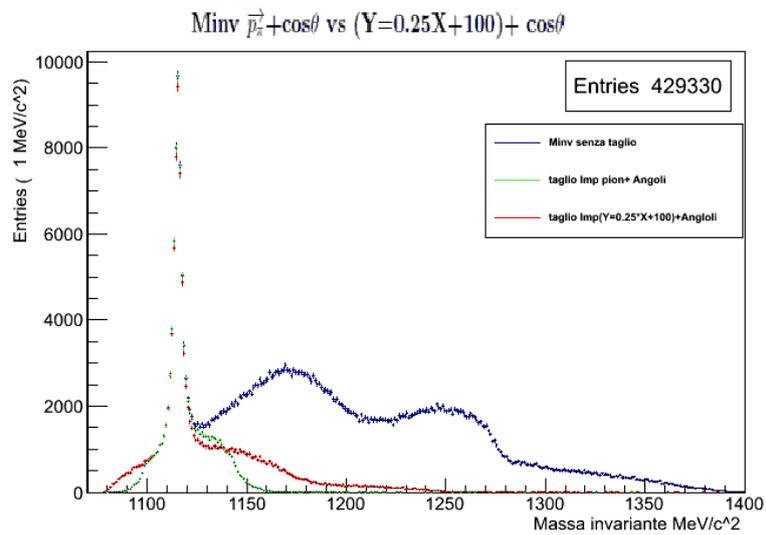


Figura 3.15: Il confronto dei risultati delle selezioni massa invariante utilizzando la selezione congiunta in \vec{p}_π e $\cos\theta$ in rosso utilizzando la combinazione di quella in $\cos\theta$ e quella in \vec{p}_π e \vec{p}_p .

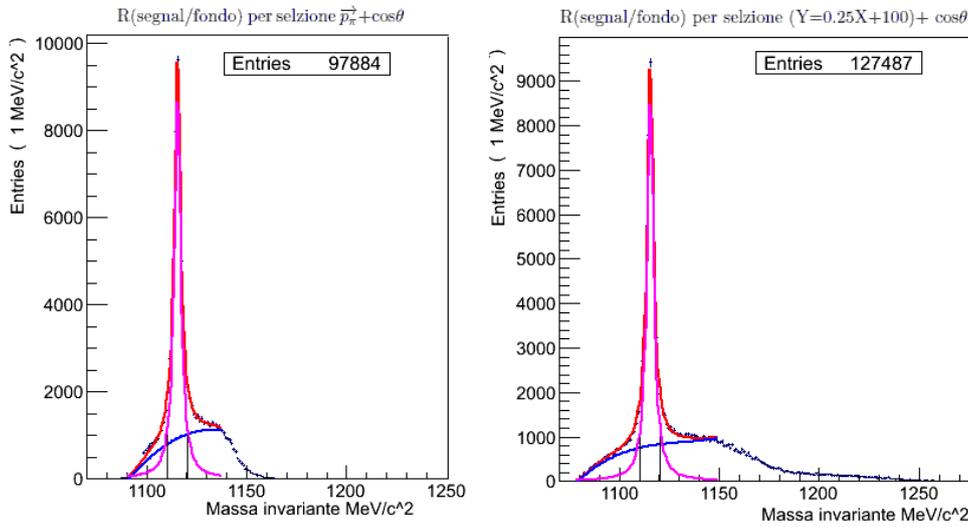


Figura 3.16: In figura riportiamo un'anticipazione della procedura di fitting utilizzato per ricavare gli eventi di segnale, che verrà descritta nei dettagli nel prossimo capitolo. A sinistra vediamo il risultato ottenuto per la selezione che stiamo studiando congiunta in \vec{p}_π e $\cos\theta$ e destra per la combinazione della selezione sugli impulsi e di quella sull'angolo θ .

3.5 Selezione della candidata Λ

Nei dati anaizzati vi sono eventi selezionati in cui vi sono tre tracce e si trovano due coppie (Π^- , p). Bisogna dunque studiare in che modo selezionare la candidata Lambda per effettuare un corretto comportamento degli eventi di segnale. Nel proseguo verranno illustrati i due casi possibili, ovvero quello di eventi in cui sono presenti due pioni e un protone e quello in cui ci sono invece due protoni e un pione. Come già sottolineato casi più complessi non sono stati considerati vista la loro scarsissima rilevanza dal punto di vista statistico.

3.5.1 Selezione di multipli candidati Λ

Selezione eventi $pp\pi$

Cominciamo dal caso $p_1p_2\pi$ -in cui nell'evento sono presenti due protoni ed un solo pione che possono dunque dar luogo a due Lambda candidate: $p_1\pi$, $p_2\pi$.

La ricostruzione di esperimento permette una ricostruzione geometrica del

vertice secondario di interazione. Siamo quindi andati a vedere se il fatto che dalla coppia Π -p venisse ricostruito tale vertice potesse essere una buona selezione. Nel caso degli eventi $pp\pi$, quando è presente almeno un vertice secondario se è presente per entrambe le coppie di tracce, è evidente che questa non può costituire una selezione dei candidati in Fig.3.17 possiamo vedere come non vi sia sostanziale differenza nella distribuzione in massa invariante dei due coppie.

si mostrano ambedue sono buon candidati per Λ . cioè la selezione nel vertice secondario non risulta efficace nel selezionare.

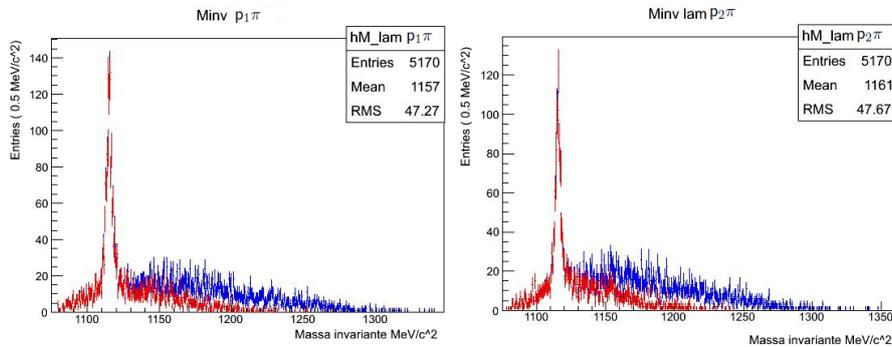


Figura 3.17: Vediamo a sinistra la distribuzione in massa invariante per la coppie a $p_1\pi$ a destra per la coppia $p_2\pi$. In blue è indicata la distribuzione con la selezione della presenza di almeno un vertice secondario, mentre in rosso ad essa sono state aggiunte la selezione su \vec{p}_π e \vec{p}_p e quella sull'angolo $\cos\theta$.

Abbiamo già visto che a causa del decadimento in volo della Lambda sono privilegiati angoli più piccoli. Abbiamo quindi deciso di andare a confrontare gli angoli compresi tra p - π della combinazioni. Le due combinazioni ordinate in questo modo sono state chiamate in modo autoesplicativo $p\pi_{\theta_{minore}}$, $p\pi_{\theta_{magiore}}$

Dopo aver applicato le selezioni precedentemente illustrate, il risultato ottenuto è mostrato in Fig.3.18. Si vede chiaramente come la selezione prescelta permetta di selezionare in modo efficace il candidato di segnale e come le selezioni aggiuntive ne confermino la validità.

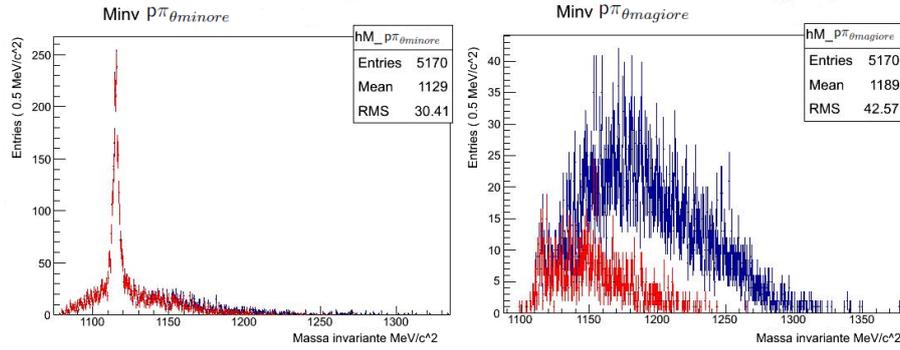


Figura 3.18: Sono illustrati i risultati ottenuti dalla combinazione di $p\pi_{\theta_{minore}}$, $p\pi_{\theta_{magiore}}$, il colore rosso indicano gli eventi ottenuti dopo applicando il taglio trovato $(Y=0.25X+100)+\cos\theta$. Si vede evidentemente che la combinazione della copia $p\pi_{\theta_{minore}}$ fornisce un maggiore numero di candidati Λ dopo l'applicazione del taglio

Selezione $\pi\pi p$

Nel caso degli eventi in cui sono presenti due pioni e un protone, $\pi\pi p$, non tutte due coppie che hanno un vertice secondario ricostruito. In Figfig:prova1 si vediamo le distribuzioni in massa invariante per le due coppie $\pi_1 p$, $\pi_2 p$. Vediamo che anche in questo caso in entrambe le combinazioni è presente una forte componente di segnale. Si può anche vedere c'è le distribuzioni risultano meno contaminate dalle reazioni di fondo perchè in questo caso devono essere presenti tre particelle ($\pi_1\pi_2 p$) e non solo due. Alcune reazioni di fondo vengono dunque automaticamente escluse. La richiesta della presenza di un vertice secondario ricostruito ci porta ad eliminare la prima combinazione di particelle. è quindi evidente che tale selezione non può essere considerata valida.

Si sono dovuti dunque cercare altri criteri per la scelta della combinazione in particolare si sono studiati i seguenti due: 1. Scelta della combinazione con angoli minore, come per gli eventi $pp\pi$: 2. Scelta della combinazione con massa invariante più vicina al valore atteso:

Per i dettagli riguardanti la prima selezione si può far riferimento al paragrafo precedente riguardante gli eventi $pp\pi$. I risultati ottenuti applicandola sono mostrati in figura 3.20.

Per effettuare la selezione numero 2, si è confrontato la differenza tra la

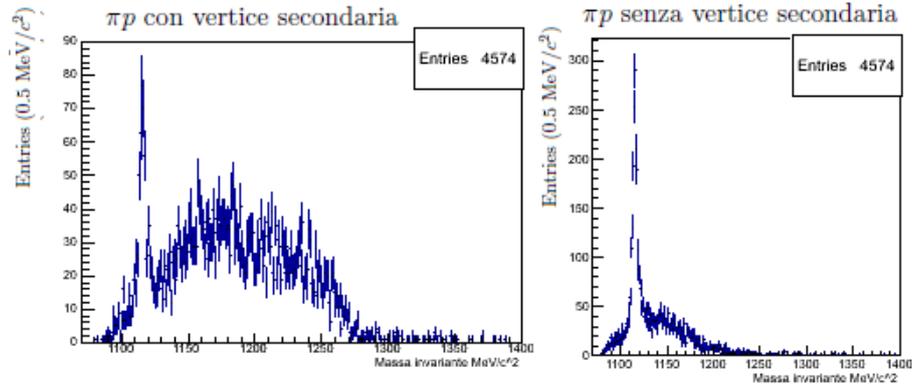


Figura 3.19: Combinazione la coppia πP con vertice secondaria, πp senza vertice secondaria.

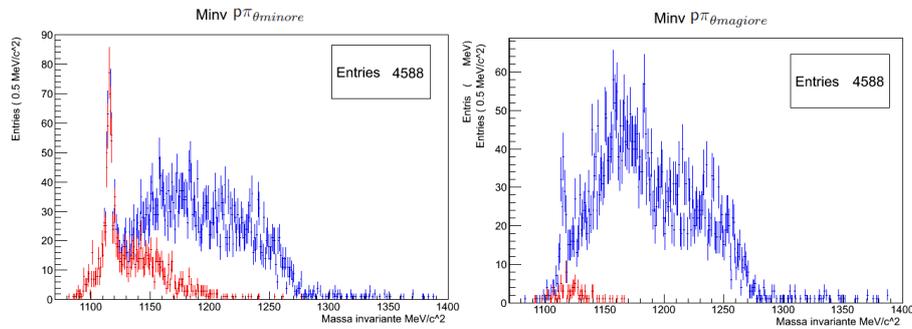


Figura 3.20: Distribuzione di massa invariante per le coppie $p\pi$ in eventi $p\pi\pi$ ordinari a seconda dell'angolo compreso tra le particelle della coppia. Il colore azzuro sono queste selezioni. il colore rosso indica i risultati dopo è stata applicata la selezione scelta sui candidati (correlazione tra gli impulsi e selezione su θ)

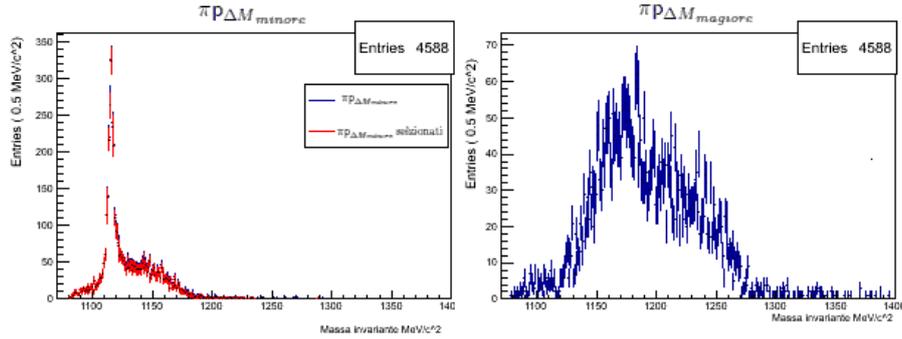


Figura 3.21: Distribuzione in massa invariante della coppie selezionate con ΔM_{minore} come descritto nel testo.

massa invariante della coppia ($M_{\pi p}$) con quella attesa ($M=1115.6 \text{ MeV}/c^2$). Nell'evento le coppie con ΔM minore sono state inciccate come $p\pi_{\Delta M_{minore}}$, le altre come $p\pi_{\Delta M_{magiore}}$.

I risultati di questa selezione sono mostrati in figura 3.21.

In Fig3.20 si può vedere l'effetto di tale selezione. Si vede la distribuzione per i candidati selezionati a destra in alto e a destra in basso quella dei rigettati. Si vede che in quest'ultima distribuzione vi è ancora una piccola percentuale di eventi di segnale.

In Fig3.21 si può osservare che la selezione 2 risulta più efficace. Possiamo notare che il numero di eventi nel picco risulta infatti maggiore rispetto alla selezione 1. Il conclusione si è deciso di utilizzare per scegliere il candidato Λ il metodo così si è effettuato nel caso di $\pi\pi p$ il combinazione secondo ΔM senza chiedere presenza del seconda vertice.

3.5.2 I risultati della selezione dei candidati Λ

Con la selezione preliminare degli eventi, descritta nel paragrafo 3.4.2, si ottengono 424175 coppie (π -p) quindi di candidata Λ . Le selezioni successive descritte in questo capitolo riducono questo numero di quasi il 70% portando 132395.

Nel seguito divideremo il campione in due gruppi a seconda che provengano da eventi con due oppure tre tracce nello stato finale. Il numero di coppie selezionate, nel caso di due e tre tracce è 123582 eventi e 8815 eventi, le distribuzioni in massa invariante relative sono mostrate nelle Fig3.22 e in Fig3.23 rispettivamente.

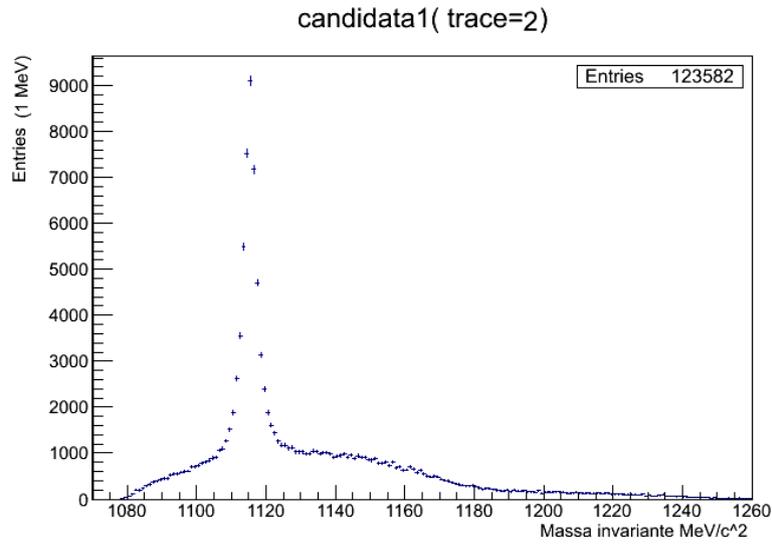


Figura 3.22: Spettro di massa invariante della coppia (π -P) selezionata nel caso di eventi con due tracce

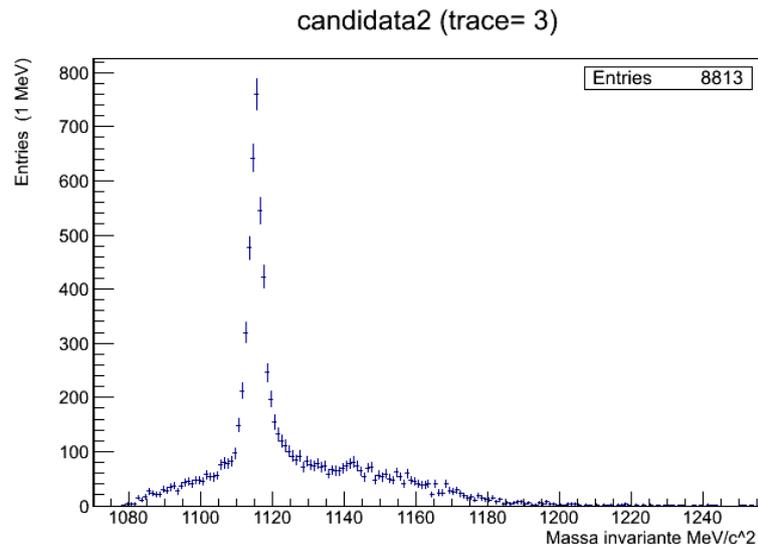


Figura 3.23: Spettro di massa invariante della coppia (π -P) selezionata nel caso di evento con tre tracce

Tar1	Tar2	Tar3	Tar4	Tar5	Tar6	Tar7	Tar8
17526	20979	13297	13528	16227	16890	17345	16482

Tabella 3.2: Numero di coppie(π -p) candidata Λ selezionate in ogni bersaglio

In Fig.3.24, si può osservare che le due candidate provenienti dalle coppie del tre tracce, sono state combinate secondo angoli; $p\pi_{\theta_{minore}}$, e secondo il valore massa aspettativa $p\pi_{\Delta M_{magiore}}$, che rappresentano rispettivamente stati finali con $pp\pi$ e $p\pi\pi$, hanno una diversa struttura dell'impulso.

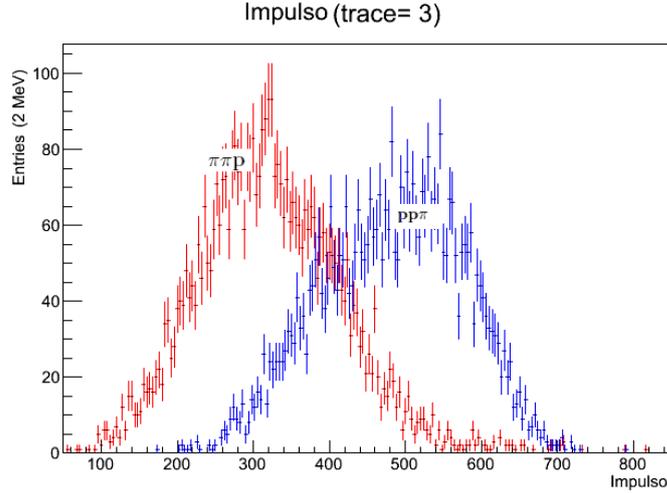


Figura 3.24: Distribuzione dell'impulso della Λ candidata, ottenuta su eventi a tre tracce. In azzurro troviamo le candidate Λ selte, come descritto nel testo, per eventi $pp\pi$ e in rosso quella scelta proveniente $\pi\pi P$

Se andiamo ad esaminare le reazioni di produzione di Λ descritta nel paragrafo in 3.1, intuitivamente le tracce $pp\pi$ provengono dalla reazione KNN , mentre le tracce $p\pi\pi$ provengono dalla reazione KN . Nello spazio delle fasi mostrato in Fig3.4 si può notare che le due reazioni provenienti dal KN (Eq.3.1 e Eq.3.4) si posizionano nella parte inferiore dello spettro dell'impulso della Λ , mentre le due reazioni provenienti dal KNN (Eq.3.2 e Eq.3.3) si posizionano nella parte superiore.

Le reazioni KNN con uno stato finale costituito da tre tracce $pp\pi$ sono Eq3.3, Eq3.1, Eq3.1.

Capitolo 4

Calcolo del rate di emissione dell'iperone Λ

In questo capitolo dopo aver definito il rate di emissione per iperone Λ se ne descriverà il metodo di calcolo. A questo scopo si descriverà il procedimento con cui si sono determinati gli eventi di segnale sia nel caso di dati reali che in quello del campione di eventi simulati con metodi Montecarlo e successivamente ricostriti, entrambi selezionati come descritto nel capitolo 3. Si definiranno le efficienze necessarie per il calcolo del rate di emissione e ne descriverà la determinazione.

4.1 Determinazione del numero di eventi di segnale

La determinazione del numero di eventi di segnale sia nel caso dei dati reali che di quelli simulati è stata effettuata attraverso una procedura di fitting sui dati reali e sui dati M.C ricostriti e filtrati dagli algoritmi di selezione. Nel seguito verranno considerati separatamente i singoli bersagli anche se dello stesso materiale perchè le particelle emesse attraversano zone differenti dell'apparato con diverse efficienze di rivelazione.

4.1.1 Procedura di Fitting

Gli spettri in massa invariante dei candidati Λ sono stati divisi a seconda del bersaglio in K^- si è fermato. Il numero di eventi di segnale dipenderà dal materiale del bersaglio e dalla posizione geometrica dei bersagli a causa della presenza del boost delle particella ϕ di cui i kaoni sono i prodotti del decadimento, come descritto nel paragrafo 1.2

Il primo passo per trovare il numero di Λ dai dati reali, N_{Λ}^{Exp} , è stato trovare la somma delle funzioni che danno una migliore descrizione della distribuzione in massa invariante, mostrata in figura 4.1 tra $1100 \div 1150 \text{ MeV}/c^2$. Si otterrà dunque una funzione che descrive il segnale ed una somma di funzioni che descrive il fondo ineliminabile presente a valle delle selezioni descritte capitolo precedente. La scelta della migliore funzione somma è stata guidata dal valore del χ^2 normalizzato cercando quella che lo minimizzasse.

Fra i diversi studi la zona di segnale è stata interpolata anche da una Gaussiana e da una doppia Gaussiana, essendo distribuzioni ben note, ma è stato verificato che non erano sufficienti per rappresentare un segnale ben distinto. La funzione scelta, dopo diversi studi, è la somma di un polinomio di quinto grado (Pol5), di una funzione Gaussiana e di una Lorentziana. Il Pol5 ha sei parametri, la Gaussiana tre parametri, la Lorentziana anche ha tre parametri. quindi la funzione somma ha dodici parametri.

Il primo passo per fare il fit è stato un ‘pre-fit’ per fissare parametri iniziali. Dapprima si fa un ‘pre-fit’ del contributo gaussiano nella zona in cui il contributo del fondo è maggioritario tra 1130 e $1170 \text{ MeV}/c^2$. I parametri così ottenuti vengono immessi come valori iniziali della funzione Gaussiana. Si fa un secondo pre-fit del polinomio di quinto grado nella zona 1078 - $1160 \text{ MeV}/c^2$. Anche in questo caso si usano i valori ottenuti come parametri iniziali per tale funzione. Un terzo pre-fit viene fatto nell’intervallo 1080 - $1160 \text{ MeV}/c^2$ utilizzando una funzione Lorentziana in cui come valori iniziali si usano per il valore centrale $1115 \text{ MeV}/c^2$ per la Γ $4 \text{ MeV}/c^2$

Sono stati fissati i valori iniziali di ogni parametro della funzione totale con i parametri trovati attraverso la procedura di pre-fit che ho precedentemente descritto. Essendo la forma del fondo differente da bersaglio a bersaglio, la difficoltà nella procedura di pre-fit e fit è consistita nella corretta scelta del binning. Potete trovare la scelta finale effettuata in Tab 4.1 dove sono riportati i risultati della procedura di fitting sugli spettri in massa invariante della candidate Λ per gli otto bersagli diversi che si possono vedere in Fig 4.2.

Dopo aver effettuato il fit, e considerando che la larghezza a metà altezza (Γ) della Lorentziana è legata alla σ di una gaussiana dalla relazione $\Gamma = 2.355\sigma$, il numero di eventi di segnale è stato calcolato utilizzando sia l’intervallo $\pm 2\sigma$ sia quello $\pm 3\sigma$. Nello stesso intervallo, utilizzato per determinare il numero

Bersaglio	Bin MeV/c ²	χ^2	Picco(MeV/c ²)	Γ (MeV/c ²)	Fit range
1- ⁶ Li	1.5	66.64/38	1115.38	3.92	1078-1153
2- ⁹ Be	2.5	29.45/18	1115.38	4.16	1078-1152
3- ⁷ Li	1.5	76.53/42	1115.33	3.77	1079-1160
4- ¹³ C	1.5	69.78/43	1115.40	3.57	1078-1160
5- ⁷ Li	1.5	48.83/35	1115.25	3.97	1079-1150
6- ¹⁶ O	1.5	101.7/37	1115.53	4.10	1079-1153
7- ⁹ Be	2.0	45.65/32	1115.34	4.26	1078-1165
8- ⁶ Li	1.0	109.8/70	1115.35	3.76	1078-1160

Tabella 4.1: Risultati e caratteristiche principali del fitting con la funzione totale descritta nel testo per ogni bersaglio.

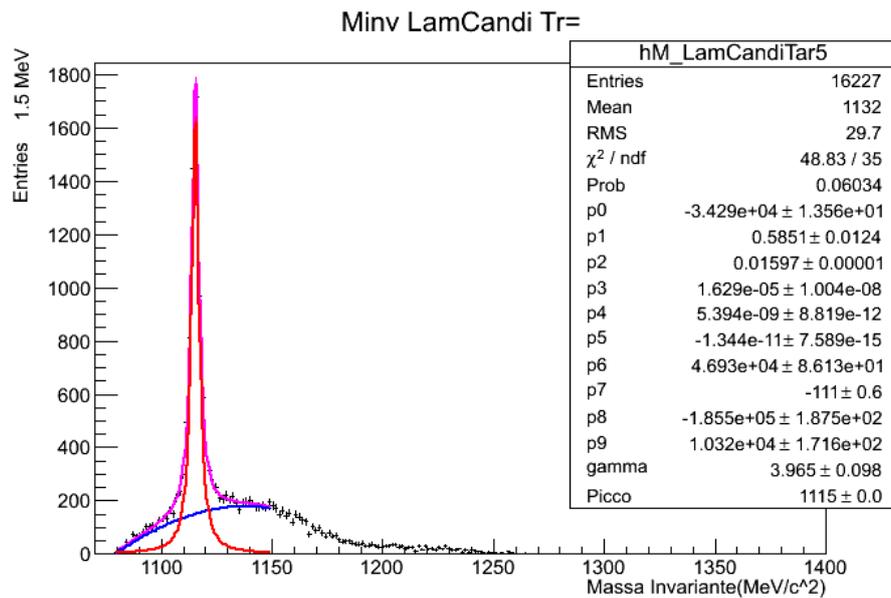


Figura 4.1: Risultato del fitting con la funzione totale, descritta nel testo, dello spettro di massa invariante della candidata Λ proveniente dal bersaglio 5, ⁷Li. Il colore fucsia indica la funzione totale, il rosso la Lorentziana e indica il segnale e l'azzurro la funzione somma di una gaussiana e di un polinomio di quinto grado che descrive il fondo.

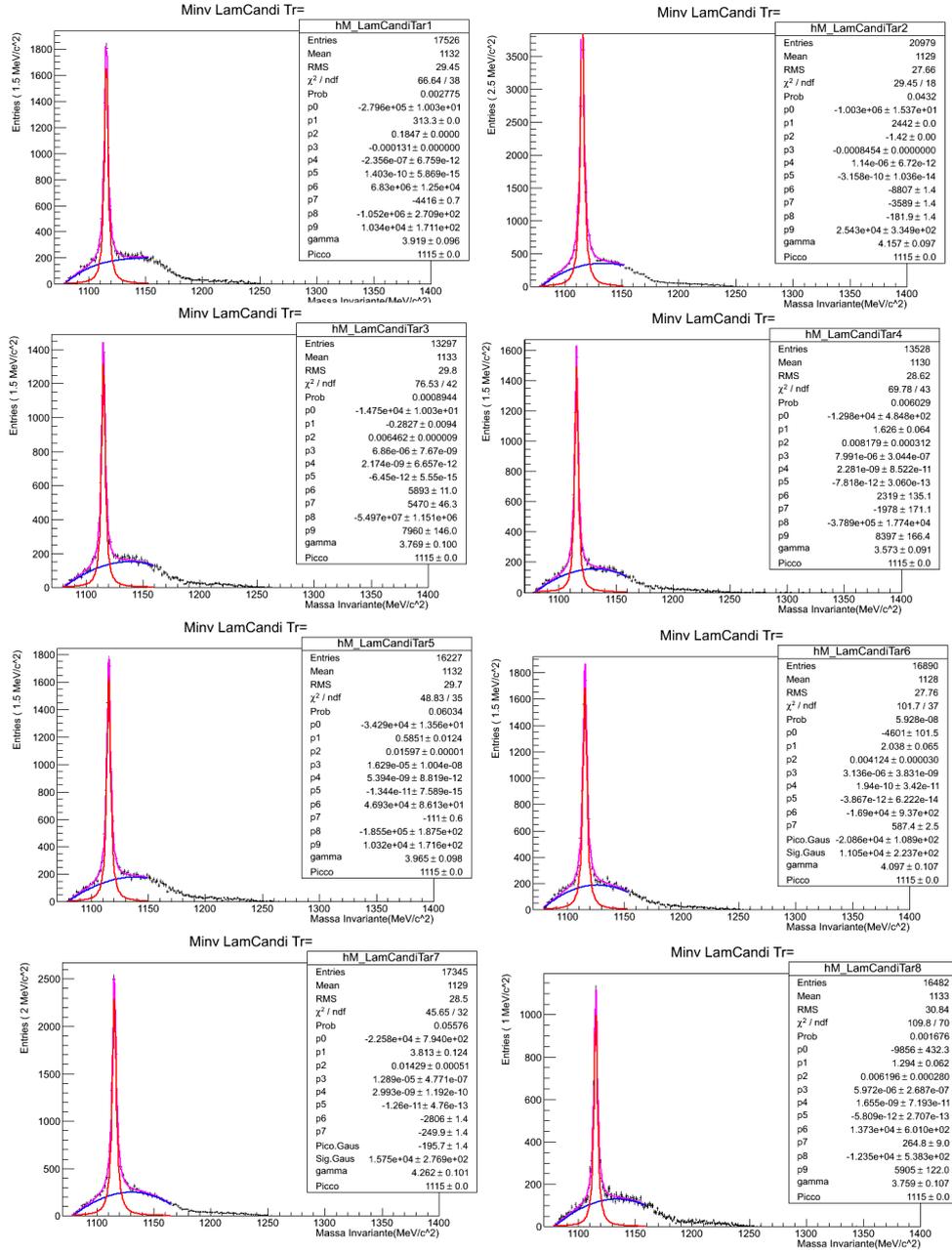


Figura 4.2: Spettro di massa invariante della candidata Λ proveniente per ognuno dei bersagli della seconda presa dati di FINUDA. Il colore fucsia indica la funzione totale, il rosso la Lorentziana e indica il segnale e l'azzurro la funzione somma di una gaussiana e di un polinomio di quinto grado che descrive il fondo.

Bersaglio	Conteggi totali	Segnale(N_{Λ}^{Exp})	Fondo	Segnale/fondo
1- 6Li	5424±74	4785±69	840±29	5.70±0.04
2- 9Be	8849±94	7584±87	1265±36	5.99±0.19
3- 7Li	4370±66	3733±61	636±25	5.87±0.28
4- ${}^{13}C$	4721±68	4019±63	702±27	5.72±0.26
5- 7Li	5964±77	5069±71	894±30	5.66±0.23
6- ${}^{16}O$	6433±80	5368±73	1065±33	5.03±0.18
7- 9Be	7006±84	5879±76	1127±34	5.21±0.18
8- 6Li	4858±70	4058±63	800±	285.07±0.22

Tabella 4.2: Risultati del fitting con la funzione totale descritte nel testo per ogni bersaglio. Il numero di eventi di segnale, quello di eventi di fondo e di conseguenza il loro rapporto sono ottenuti utilizzando l'intervallo $\pm 2\sigma$.

di eventi di segnale e differente per ciascuno dei bersagli(vedi 4.2), viene effettuato il calcolo del numero degli eventi di fondo. I risultati ottenuti sono riportati in Tab4.2, e in Tab4.3. Si può notare come per ogni bersaglio sia differente il contributo del fondo, perchè la differenza del potenziale del nucleo favorisce diverse reazioni del fondo.

4.1.2 Calcolo dell'efficienza di selezione

Per ottenere i numeri N_{Λ}^{RE} , si sono generati i dati Monte Carlo relativi al canale di segnale che sono stati poi ricostruiti e selezionati con lo stesso algoritmo utilizzato per i dati reali. Utilizzando il software di simulazione di esperimento ci sono generate delle particelle Λ ogni qual volta il kaone del decadimento della ϕ si andava a fermare in bersaglio. Essendo stato simulato, il fondo non è presente, per cui N_{Λ}^{RE} , per i diversi bersagli, è stato valutato attraverso la somma degli eventi nei bin, i quali sono stati impostati con la stessa larghezza utilizzata per l'analisi dei dati reali. I risultati ottenuti sono riportati nella tabella 4.4

4.2 Metodo di calcolo del rate di emissione

Dal numero di eventi di segnale è possibile calcolare il rate della emissione di Λ quasi libera per ogni specie nucleare, riferito al numero di K^- fermati nel bersaglio. Esso si può scrivere come:

Bersaglio	Conteggi totali	Segnale(N_{Λ}^{Exp})	Fondo	Segnale/fondo
1- 6Li	6837±82	5508±74	1329±36	4.15±0.12
2- 9Be	9620±98	8016±89	1603±40	5.00±0.13
3- 7Li	5031±70	4142±64	8895±30	4.65±0.17
4- ${}^{13}C$	5413±73	4431±67	9811±31	4.51±0.16
5- 7Li	6676±81	5485±74	1190±35	4.60±0.47
6- ${}^{16}O$	7242±85	5826±76	1417±38	4.11±0.12
7- 9Be	7983±89	6410±80	1572±40	4.07±0.15
8- 6Li	5923±76	4669±68	1254±35	3.72±0.12

Tabella 4.3: Risultati del fitting con la funzione totale descrive nel testo per ogni bersaglio. Il numero di eventi di segnale, quello di eventi di fondo e di conseguenza il loro rapporto sono ottenuti utilizzando l'intervallo $\pm 3\sigma$.

Bersaglio	Segnale in $2\sigma(N_{\Lambda}^{RE})$	Segnale in $3\sigma(N_{\Lambda}^{RE})$
1- 6Li	102608±320	113611±337
2- 9Be	280187±529	292798±541
3- 7Li	202108±449	219676±468
4- ${}^{13}C$	83517±289	90342±300
5- 7Li	211104±459	223975±473
6- ${}^{16}O$	183785±428	195575±442
7- 9Be	197883±444	210890±459
8- 6Li	45249±212	50309±224

Tabella 4.4: Il numero di eventi di segnale ottenuti per il campione di dati simulati e ricostruiti, descritti nel testo.

$$R_{\Lambda} = \frac{N_{\Lambda}}{N_{K_{stop}^{-}}} \quad (4.1)$$

dove N_{Λ}^{Exp} è N numero di Lambda prodotte quando un numero $N_{K_{stop}^{-}^{Exp}}$ di kaoni negativi si sono fermati in bersaglio. I numeri di eventi della formula sono però quelli ‘veri’ mentre noi dobbiamo ricavarli dai dati sperimentali. Le particelle ricostruite sono state rivelate nell'apparato sperimentale in primis e sono state filtrate dagli algoritmi di ricostruzione e selezione poi. Si devono dunque introdurre delle efficienze che ne tengano conto. Si ha quindi:

$$N_{\Lambda} = \frac{N_{\Lambda}^{Exp}}{\epsilon_{\Lambda}}$$

$$N_{K_{stop}^-} = \frac{N_{K_{stop}^-}^{Exp}}{\epsilon_{K_{stop}^-}}$$

dove N_{Λ} è il numero di eventi in cui si è ricostruita una Lambda, ricavati con la procedura di fitting descritta nel paragrafo precedente e $N_{K_{stop}^-}$ è il numero di eventi reali in cui si è ricostruito un kaone negativo fermato in bersaglio. I coefficienti ϵ_{Λ} ed $\epsilon_{K_{stop}^-}$ tengono conto del fatto che questi numeri sperimentali risultano diversi da quelli ‘veri’ per molteplici fattori sperimentali. In primo luogo si deve considerare l’accettazione geometrica finita dell’apparato, l’efficienza dei rivelatori e quella di trigger. Dal punto di vista software tiene invece conto dell’efficienza nella identificazione di particella, di quella dell’algoritmo di ricostruzione. Per quanto riguarda ϵ_{Λ} vi è poi il contributo del nostro algoritmo di selezione degli eventi. Questa efficienza globale può essere divisa in un contributo che tiene conto di tutti i fattori sperimentali tranne l’efficienza dei rivelatori, indicato con ϵ_R e uno dovuto all’efficienza dei rivelatori che le due particelle incontrano nel loro tragitto ϵ_D , fattorizzabile in $\epsilon_{D_{\pi^-}} \epsilon_{D_p}$ che può essere fattorizzata come $\epsilon_{D_{\Pi}}$. Il rate di emissione R_{Λ} diventa dunque:

$$R_{\Lambda} = \frac{N_{\Lambda}^{Exp} \cdot \epsilon_{K_{stop}^-}}{N_{K_{stop}^-}^{Exp} \cdot \epsilon_{D_{\Lambda}} \cdot \epsilon_{R_{\Lambda}}} \quad (4.2)$$

4.2.1 Determinazione delle efficienze

Dobbiamo quindi determinare le efficienze necessarie per calcolare il rate R_{Λ} di interesse in questo studio. A questo scopo sono necessarie simulazioni Montecarlo dedicate, poi filtrate dal programma di ricostruzione d’esperimento. Nell’ambito di questo lavoro di tesi si è fatta una simulazione dedicata del canale che per noi costituisce il segnale. Comincerò descrivendo la determinazione dell’efficienza ‘globale’ per i K_{stop}^- , ottenuta da una simulazione Montecarlo dedicata di tutte le reazioni generiche con K_{stop}^- effettuata per uno studio precedente[27] che si può scrivere come:

$$\epsilon_{K_{stop}^-} = \frac{N_{K_{stop}^-}^{RE}}{N_{K_{stop}^-}^{GE}} \quad (4.3)$$

dove $N_{K_{stop}^-}^{GE}$ è il numero di eventi di kaoni negativi generati in quella specifica simulazione e fermatisi in bersaglio e $N_{K_{stop}^-}^{RE}$ è il numero di K_{stop}^- generati ricostruiti dal programma di ricostruzione di esperimento. Tale efficienza mi deve dire quante reazioni di quelle che sono avvenute nell’apparato

Bersaglio	$\epsilon_{K_{stop}^-}$	Errore($\times 10^{-5}$)
1-6 ^{Li}	0.3630	± 8.162
2-9 ^{Be}	0.1837	± 4.711
3-7 ^{Li}	0.1679	± 4.794
4-13 ^C	0.1995	± 5.205
5-7 ^{Li}	0.1925	± 4.920
6-16 ^O	0.1887	± 4.926
7-9 ^{Be}	0.1745	± 4.725
8-6 ^{Li}	0.3099	± 7.408

Tabella 4.5: I valori dell'efficienza $\epsilon_{K_{stop}^-}$ per i vari bersagli.

vengono perse, a causa del trigger e delle inefficienze di ISIM e del TOFINO. Per esempio: una reazione tipo $K_{stop}^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$, con successivo decadimento in due particelle neutre della Lambda viene persa perche' il trigger con sole particelle neutre non scatta. Il Kaone negativo pero' si fermato in bersaglio e la reazione e' avvenuta. I valori di questa efficienza per i vari bersagli si possono trovare in tabella 4.5

L'efficienza 'globale' per la Lambda, ϵ_Λ , puo' essere riscritta come:

$$\epsilon_\Lambda = \epsilon_D \cdot \epsilon_R \quad (4.4)$$

dove si sono separate ϵ_D che tiene conto dell'efficienza di rivelazione delle particelle coinvolte nell'evento di segnale nelle zone dell'apparato da esse attraversate ed ϵ_R che tiene conto dell'algoritmo di trigger, ricostruzione e selezione degli eventi del canale oggetto di studio.

Quest'ultima parte dell'efficienza e' quella che ci siamo ricavati in questo lavoro di tesi con una simulazione Montecarlo dedicata utilizzando il programma di simulazione di esperimento. che si e' gia' descritta nel paragrafo 3.4

Il campione di dati cosi simulati e successivamente ricostruiti e' stato poi selezionato utilizzando gli algoritmi sviluppati per questa tesi e descritti nel Capitolo 3. A tale campione corrisponde un numero di kaoni negativi fermati in bersaglio generati per gli otto bersagli pari a che si possono trovare in Tab 4.6:

L'efficienza ϵ_R puo' essere determinata come:

$$\epsilon_{R\Lambda} = \frac{N_{\Lambda MC}^{RE}}{N_{\Lambda MC}^{GE}} \quad (4.5)$$

Bersaglio	$K_{stop_{MC}}^{GE}$	Errore($\times 10^{-5}$)
1-6 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	34711087	± 589
2-9 ^{<i>B</i>} _{<i>e</i>}	67554039	± 822
3-7 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	60788738	± 780
4-13 ^{<i>C</i>}	58954283	± 768
5-7 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	64220626	± 801
6-16 ^{<i>O</i>}	63107868	± 794
7-9 ^{<i>B</i>} _{<i>e</i>}	64518553	± 803
8-6 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	38963578	± 624

Tabella 4.6: Il numero di kaoni negativi fermati in bersaglio generati per gli otto bersagli.

Bersaglio	$\epsilon_{R\Lambda}$	Errore($\times 10^{-6}$)
1-6 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	0.00327	± 969
2-9 ^{<i>B</i>} _{<i>e</i>}	0.00433	± 799
3-7 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	0.00361	± 769
4-13 ^{<i>C</i>}	0.00153	± 509
5-7 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	0.00349	± 735
6-16 ^{<i>O</i>}	0.00310	± 699
7-9 ^{<i>B</i>} _{<i>e</i>}	0.00326	± 711
8-6 ^{<i>L</i>} _{<i>i</i>}	0.00129	± 576

Tabella 4.7: l'efficienza $\epsilon_{R\Lambda}$ per gli otto bersagli.

dove $N_{\Lambda_{MC}}^{GE}$ è il numero di eventi generati e $N_{\Lambda_{MC}}^{RE}$ è il numero di eventi montecarlo ricostruiti e selezionati utilizzando gli stessi criteri usati per selezionare i dati reali. Il numero $N_{\Lambda_{MC}}^{RE}$ si è ottenuto dal conteggio degli eventi presenti negli intervalli di massa invariante scelti per ogni bersaglio e descritti nel paragrafo 4.2.1.

In tabella 4.7 è stata riportata trova l'efficienza così' calcolata per tutti i bersagli. I suoi valori vanno da 0.00129 a 0.00433.

Veniamo dunque all'ultima parte riguardante le efficienze ovvero l'efficienza di rivelazione ϵ_D delle particelle coinvolte nella reazione di interesse. Nel nostro caso dobbiamo ricostruire un Λ dal suo canale di decadimento in due particelle cariche, un pione negativo e un protone. L'efficienza può essere dunque scritta come il prodotto delle efficienze di rivelazione relative a

ciascuna di queste due particelle, ϵ_{D_p} e $\epsilon_{D_{\pi^-}}$.

Esse devono essere calcolate attraverso simulazioni Montecarlo dedicate. Il metodo piú efficace è quello di utilizzare reazioni ben note in cui siano coinvolte le particelle di interesse o particelle con caratteristiche simili. In particolare tale efficienza si può ricavare dal rapporto tra il rate ben conosciuto di una particolare reazione, ben isolabile nei dati reali, e il corrispettivo rate ottenuto da una simulazione Monte Carlo ricostruita dal software offline di esperimento.

Una reazione risulta essere una buona candidata per il calcolo di queste efficienze se, oltre ad aver un ben noto rate, ha il suo vertice d'interazione in prossimitá dei bersagli e produce nello stato finale particelle con una distribuzione spaziale isotropa e che attraversino le stesse d'apparato attraversate dai protoni e dai pioni negativi del decadimento.

Tra le reazioni prodotte dai kaoni negativi gli unici processi noti con estrema precisione sono i decadimenti del K^- in $\mu^- \nu_\mu$ e in $\pi^- \pi^0$, ma non è possibile effettuare un computo preciso del numero di questi eventi in quanto non sono isolabili da reazioni concorrenti, come l'assorbimento del K^- da parte di uno o piú nucleoni.

Esaminando il caso delle reazioni indotte dai K^+ si deve notare che non può avvenire alcun processo di assorbimento su nucleoni, né può aver luogo la diffusione anaelastica perché l'impulso minimo del K^+ è 900 MeV/c mentre la diffusione elastica può avvenire.

Il K^+ inoltre decade nei canali $\mu^+ \nu_\mu$ e $\pi^+ \pi^0$, e nel caso di arresto in bersaglio essi saranno monocromatici, rispettivamente di impulso $\vec{p}_\mu = 236$ MeV/c per il μ^+ e $\vec{p}_\pi = 205$ MeV/c per il π^+ . Per calcolare l'efficienza di rivelazione del protone si è deciso di utilizzare il decadimento muonico del kaone positivo perché tra le due reazioni individuate ha impulso maggiore e quindi può attraversare tutto lo spettrometro. Per il calcolo è necessario confrontare il rate di decadimento del K^+ in μ^+ ricavato dai dati reali con quello ottenuto dai dati simulati e ricostruiti.

Per identificare il numero di μ^+ ricostruiti si richiede che sia l'unica traccia carica proveniente da un kaone positivo fermatosi in bersaglio, che la traccia abbia una carica positiva e un buon χ^2 oltre che un impulso nell'intervallo d'interesse (215 ÷ 260 MeV/c).

Bersaglio	$\epsilon_{D\mu^+}$	errore($\times 10^{-3}$)	$\epsilon_{D\pi^-}$	errore($\times 10^{-6}$)
1-6 ^L _i	0.7747	± 4.96	0.7747	± 4.41
2-9 ^B _e	0.7451	± 4.36	0.7451	± 4.09
3-7 ^L _i	0.7773	± 4.99	0.7773	± 4.72
4-13 ^C	0.7741	± 5.95	0.7741	± 5.72
5-7 ^L _i	0.7582	± 5.29	0.7582	± 5.06
6-16 ^O	0.7635	± 4.47	0.7635	± 4.19
7-9 ^B _e	0.7434	± 4.10	0.7434	± 3.81
8-6 ^L _i	0.7283	± 4.99	0.7283	± 4.66

Tabella 4.8: l'efficienza $\epsilon_{D\mu^+}$, $\epsilon_{D\pi^-}$ per gli otto bersagli

Per π^- la reazione migliore candidata è la reazione:

$$e^+e^- \rightarrow \Phi \quad (4.6)$$

$$\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0 \quad \text{B.R.}(34.2 \pm 0.4)$$

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad \text{B.R.}(69.20 \pm 0.05)$$

In questo caso si possono utilizzare π^- del decadimento del K_S^0 . Per una le nostre due reazioni si può scrivere il 'branching ratio' come:

$$BR = \frac{N(i)}{N(K)} = \frac{N(i)^{Exp} \cdot \epsilon_D(i) \cdot \epsilon_R(i)}{N_0 \cdot \epsilon(K)} \quad (4.7)$$

deve $N(i)$ è il numero di particelle i ($i = \mu^+, \pi^-$) ed N_0 è il numero di K^+ e K_S^0 dal cui decadimento provengono.

Conoscendo il branching ratio BR della reazione scelta, il numero di eventi sperimentali relativi alla particella madre(K) e a quella figlia di interesse i , ricavato dalla simulazioni, le efficienze $\epsilon_R(i)$ e ϵ_K calcolate analogamente alle efficienze per kaoni stoppati e per la Λ e già descritte si ottiene:

$$\epsilon_D(i) = BR \cdot \frac{\epsilon(K) \cdot N_0}{N(i)^{Exp} \cdot \epsilon_R(i)} \quad (4.8)$$

In questa tesi sono stati utilizzati i valori di ϵ_D precedentemente ottenuti per la determinazione sperimentale di FINUDA del rate della emissione di Σ^\pm in reazioni di assorbimento di K^- su bersagli nucleari [27]. Ottenute tutte le efficienze necessarie, diverse per ogni bersaglio e riportate in Tab4.8

Si può riscrivere il rate di emissione come:

$$R_{\Lambda} = \frac{N(\Lambda)^{Exp} \cdot \epsilon(K_{stop}^{-})}{\cdot N(K_{stop}^{-})^{Exp} \cdot \epsilon_D(\pi^{-}) \cdot \epsilon_D(\mu^{+}) \cdot \epsilon_R(\Lambda)} \quad (4.9)$$

In esso per costruzione della simulazione del canale di segnale si tiene già conto del fatto che solo le Λ che vengono dal canale di decadimento in pioni negativo e protone vengono ricostruite.

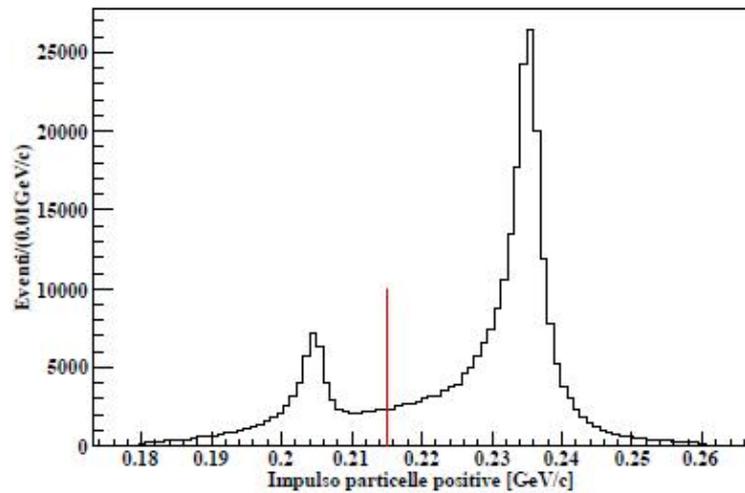


Figura 4.3: Lo spettro in impulso delle particelle positive provenienti dal vertice K^+ [10]

4.2.2 Risultati dell'analisi

Dopo aver calcolato le efficienze come descritto nel paragrafo precedente e il numero di eventi di segnale cui si è sottratto il contributo del fondo, come descritto nel paragrafo 4.1, è stato calcolato il rate di emissione quasi libera inclusiva, quindi senza cercare nessun canale in particolare, dell'iperone Λ per ogni bersaglio. I risultati ottenuti sono riportati nel grafico di figura 4.5 e in tabella 4.9.

Nel caso di bersagli nucleari dello stesso materiale (per il 1 e 8 per 6Li , 3 e 5 per il 7Li , 2 e 7 per 9Be si è scelto di usare come valore del rate il loro valor medio).

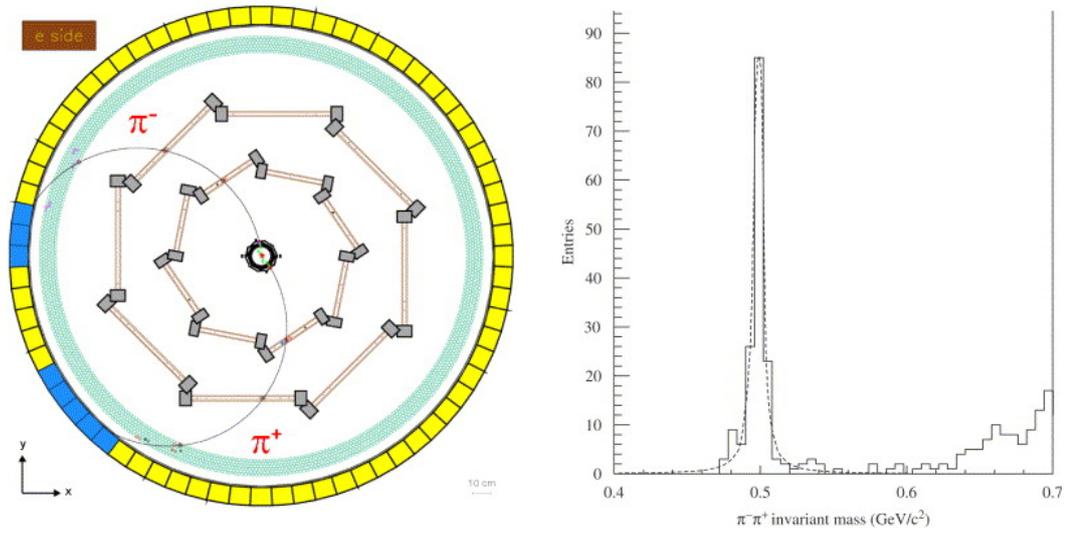


Figura 4.4: Da sinistra si mostra evento un $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$, K_S^0 ricostruito nello spettrometro di FINUDA, di cui qui si mostra una sezione trasversale. A destra la distribuzione in massa invariante del sistema (π^+, π^-) . Si evidenzia un segnale con $\text{Minv} = 0.496 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ corrispondente a quella del K_S^0 [29].

Bersaglio	$R_\Lambda \ 3\sigma$	Errore ($\times 10^{-3}$)
1- ^6Li	0.1647	± 4.84
2- ^9Be	0.1580	± 3.89
3- ^7Li	0.114	± 3.39
4- ^{13}C	0.1493	± 4.97
5- ^7Li	0.1220	± 3.51
6- ^{16}O	0.1339	± 3.68
7- ^9Be	0.1459	± 3.86
8- ^6Li	0.2884	± 7.78
Media ^9Be	0.1506	± 2.71
Media ^6Li	0.1859	± 4.06
Media ^7Li	0.1145	± 2.38

Tabella 4.9: Il rate di emissione a 3σ .

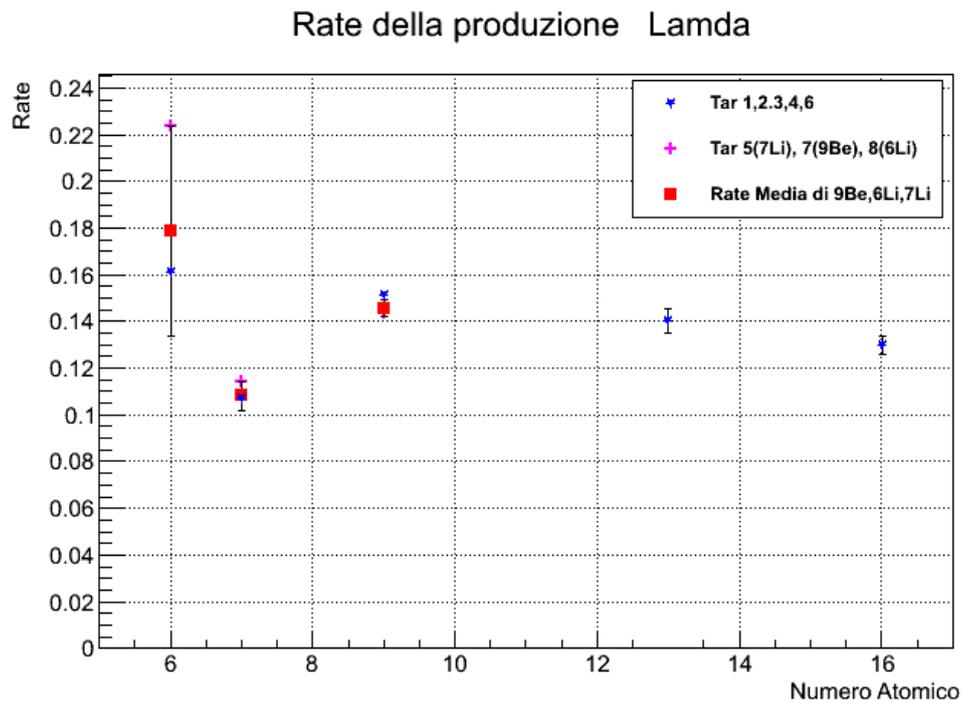


Figura 4.5: I rate di emissione dell'iperone Λ in reazioni K_{stop}^- su vari bersagli nucleari in funzione del numero atomico A . Sono riportati sia i valori ottenuti per i singoli bersagli sia quelli medi ottenuti per i bersagli della stessa specie nucleare.

4.2.3 Discussione dell'errore

Si consideri il campione A costituito da N eventi. L'errore sull'efficienza di selezione è definito in base alla statistica binomiale ed è dato da

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}} \quad (4.10)$$

La formula 4.10 vale per il calcolo degli errori di tutte le efficienze in gioco. Nel però caso dell'efficienza dei rivelatori, essendo $\epsilon_D(\mu^+) = \frac{N(\mu^+)}{N(K_{stop}^+)}$ formula, abbiamo per ogni tipo di particella i ($i = \mu^+, \pi^-$)

$$\delta\epsilon_{D_i} = C_i \cdot \sqrt{\frac{\epsilon^i(1-\epsilon^i)}{N_i}} \quad (4.11)$$

dove C è un fattore fissato a Monte Carlo, $C = \frac{N_{K^+_{MC}}^{RE}}{N_{\mu^+_{MC}}^{RE}}$ nel caso di $\epsilon_{D_{\mu^+}}$,

$C = \frac{N_{K^0_{MC}}^{RE}}{N_{\pi^-_{MC}}^{RE}}$ nel caso di $\epsilon_{D_{\pi^-}}$, mentre N_i è il numero totale di eventi di normalizzazione K_{stop} dei due casi, ed $\epsilon^i = \frac{N_{\mu^+}}{K_{stop}\mu^+}$ (oppure $\frac{N_{\pi^-}}{K_{stop}\pi^-}$)

Considerando che i numeri totale degli eventi $N(\Lambda)^{Exp}$, $N(K_{stop}^-)^{Exp}$ seguono una distribuzione Poissoniana, e tenendo conto delle considerazioni precedenti, l'errore sul rate R è stato così calcolato utilizzando seguente formula:

$$\delta R_\Lambda = R_\Lambda \cdot \left[\sum_{i=1} \left| \frac{\sqrt{N_i}}{N_i} \right| + \sum_{j=1} \left| \frac{\delta\epsilon_j}{\epsilon_j} \right| \right] \quad (4.12)$$

dove con l'indice N_i si indica il numero di Λ , K_{stop} , e con ϵ_j e $\delta\epsilon_j$ le loro efficienze ed i rispettivi errori.

Non si è applicato il metodo della somma quadratica perchè si preferisce fornire una stima dell' errore totale piú conservativa. Per i tre diversi, 9Be , 6Li , 7Li , poichè erano presenti due bersagli di queste specie nucleari in diverse posizioni, sono stati considerati come valori di riferimento i valori medi rate totale è stato stimato mediante la somma in quadratura dell'errore sistematico δR_{sis} , e dell'errore statistico δR_{sta} :

$$\delta R_{Tot} = \sqrt{\delta R_{sis}^2 + \delta R_{sta}^2} \quad (4.13)$$

L'errore sistematico sul rate per queste specie nucleari, si può calcolare nel seguente modo: $\delta R_{sis}(A) = |R_\Lambda^{medio}(A) - R_\Lambda^{max}(A)|$.

$R_\Lambda^{medi}(A)$ indica il valore medio del rate della emissione per l'elemento A, $R_\Lambda^{max}(A)$ è il valore con la maggior deviazione dal valor medio.

Bibliografia

- [1] P. Bottan et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 427, (1999) 423.
- [2] P. Bottan et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 435, (1999) 153.
- [3] V. Filippini et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 424, (1999) 343.
- [4] E. Botta et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 383, (1996) 571.
- [5] L. Benussi et al., Nucl. Instr. and Meth. A, 419, (1998) 419.
- [6] R. Brun. GEANT detector description and simulation tool, 1994.
- [7] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, 1997. Vedere anche <http://root.cern.ch/>.
- [8] C.B. Dover and G.E. Walker. Physics Reports, 89(1), 1982.
- [9] H. Fujioka, Tesi di Dottorato, Laboratori del KEK, Giappone, 2008.
- [10] M Zoppi. Master's thesis, Università di Torino, 2007-2008.
- [11] E Bonifazi. Master's thesis, Università di Trieste, 2007-2008.
- [12] CJ Batty, E. Friedman, and A. GAL. Physics reports, 287(5):385-445, 1997.
- [13] A. D. Martin, Nucl. Phys. B179, 33 (1981).
- [14] E. Friedman and A. Gal, Phys. Rep. 452, 89 (2007).
- [15] E. Oset, H. Toki, Phys. Rev. C, 74, 015207 (2006).
- [16] A. D. Katz et al. Phys. Rev. D, 1, (1970) 1267.
- [17] Y. Akaishi, T. Yamazaki, Phys. Rev. C, 65, 044005 (2002).
- [18] T. M. Ito et al., Phys. Rev. C 58, 2366 (1998).

-
- [19] E.Botta, T.Bressani,G.Garbarino Eur. Phys. J. A (2012) 48: 41
- [20] J.S.Bielich,V.Koch, M.Effenberger Nucl Phys A 669 (2000) 153-172.
- [21] C. Vander Velde-Wilquet, J. Sacton, J.H.Wickens, C. Comber, D.H. Davis, and D.N. Tovee.Il Nuovo Cimento A (1971-1996),38(2):178-190, 1977.
- [22] E. Friedmann, A. Gal, C.J. Batty, Nucl. Phys. A 579 (1994) 518.
- [23] The LNF DAΦNE Home Page.(<http://www.lnf.infn.it/acceleratori>)
- [24] K Nakamura et al, Review of Particle physics, Journal of Phys. G 37 (2010).
- [25] <http://root.cern.ch/root/html/TGenPhaseSpace.html>.
- [26] LBNL Isotopes Project Nuclear Data Dissemination Home Page , March 11, 2002. form <http://ie.lbl.gov/toi.html>.
- [27] FINUDA Collaboration, Nucl. Phys. B 704 (2011) 474-480.
- [28] John R. Taylor, Introduzione all'analisi degli errori, Zanichelli (2010)
- [29] FINUDA Collaboration, Nuclera Instruments and Methods in physics Research Section A,570 (2007) 205-215.
- [30] G.Bonomi et al, Nucl. Phys. B 698(2011) 219-225.