Indice

Introduzione

FINUDA ([1]) è il primo esperimento di fisica nucleare installato in una zona di interazione di un collisionatore ([2]).

L'approccio sperimentale tradizionalmente seguito in fisica nucleare (fascio su bersaglio fisso), pur mantenendo notevoli vantaggi per quanto riguarda la possibilità di variare i campi magnetici degli spettrometri e soprattutto nella manipolazione dei bersagli, presenta notevoli limiti in determinate misure nelle quali è richiesta un'alta risoluzione in impulso.

La determinazione dei livelli energetici ipernucleari richiede, come verrà discusso nel capitolo 2, una risoluzione in impulso $\Delta p/p \sim 10^{-3}$. Tale risoluzione è difficilmente raggiungibile in un esperimento a bersaglio fisso, mentre è ampiamente nelle possibilità di FINUDA.

Un K^-, per poter interagire con il nucleo, deve fermarsi all'interno del bersaglio. Come nella tabella (0.1), la lunghezza del percorso che un $K^\pm$ compie prima di decadere, dipende ovviamente dalla sua energia. Tenendo conto che i $K^\pm$ nei tradizionali esperimenti a bersaglio fisso, vengono prodotti a non meno di $10 \div 15$ metri dall'area sperimentale, per ottenere fasci intensi di kaoni, questi devono avere impulsi maggiori di $450 \div 500$ MeV/c.

p (MeV/c)	P(3 cm)	P(50 cm)	P(100 cm)
100	0.96	0.51	0.26
175	0.98	0.68	0.47
100	0.98	0.75	0.56
100	0.99	0.82	0.67

Tabella 0.1: La probabilità di decadimento P(X) dei $K^{\pm}$, dopo aver percorso una distanza X, per differenti energie.

Fasci di kaoni di tale energia, prima di arrestarsi nel mezzo nucleare, attraversano spessori di materiale dell'ordine di 1 g/cm^2, rendendo cosi necessari bersagli di notevole spessore. Sfortunatamente bersagli spessi introducono un errore nella determinazione dell'impulso dovuto alla scarsa precisione con cui si riesce a determinare il punto in cui il kaone si è fermato.

Per ridurre lo spessore del bersaglio, vista l'elevata energia dei fasci che devono essere usati, è necessario anteporre dei moderatori tra la sorgente delle particelle e il bersaglio. La presenza di tali moderatori introduce una forte indeterminazione sull'impulso dei kaoni uscenti degradando di nuovo la risoluzione.

Quindi per misure di spettroscopia ipernucleare, il bersaglio fisso non rappresenta la migliore scelta operativa viste le grandi difficoltà che si incontrano nella realizzazione di un esperimento ad alta risoluzione.

Il grosso vantaggio di FINUDA rispetto agli altri esperimenti finalizzati allo studio degli ipernuclei, è quello di essere inserito nella "$\phi - factory$" DAΦNE.

L'acceleratore DAΦNE ([3]) in fase di realizzazione presso i Laboratori Nazionali di Frascati, è un collisionatore (e^+, e^-) ottimizzato per lavorare a un energia nel centro di massa di 1019.4 MeV, corrispondente alla produzione del mesone ϕ.

Il raggio dell'orbita seguita dai pacchetti di (e^+, e^-) è di 97.7 m, ciò permette di averne fino a 120 con una frequenza di rivoluzione di 370 MHz. La luminosità finale di DAΦNE ($\mathcal{L} \sim 5 \times 10^{32}\ cm^2\ s^{-1}$) permetterà di avere una frequenza di produzione della ϕ di circa $5.0 \times 10^3\ Hz$, per una produzione di circa $2.5 \times 10^3 K^{\pm}$/s monocromatici (16 MeV). Kaoni di tale energia vengono fermati da bersagli di $\sim 100\ mg/cm^2$, rendendo cosi possibile determinare in maniera migliore il punto di arresto del K. Il ΔP/P ($\sim 10^{-3}$) per i pioni provenienti dai decadimenti ipernucleari che si vuole ottenere a FINUDA, richiede lo sviluppo di avanzate tecniche di tracciatura di particelle cariche, al quale il gruppo di Frascati di FINUDA sta collaborando. In tale gruppo il candidato ha svolto il suo lavoro di tesi di laurea, collaborando allo sviluppo e alla realizzazione del primo prototipo di rivelatore a STRAW TUBE, in vista di un suo utilizzo nell' esperimento FINUDA.

Il primo capitolo di questa tesi tratterà della fisica in programma a FINUDA. Nel secondo capitolo si descriverà brevemente l'intero apparato nei suoi costituenti fondamentali, mentre nel terzo capitolo si darà una descrizione dei risultati ottenuti nelle simulazioni e alcune prime indicazioni sulla tecnica di ricostruzione degli eventi. Il quarto e quinto capitolo costituiscono i contenuti originali di questo lavoro di tesi. Il quarto capitolo descriverà i primi risultati ottenuti con test di raggi cosmici con il prototipo CAINO assemblato nei Laboratori di Frascati, unitamente alle principali caratteristiche meccaniche e elettrostatiche di uno straw. Nel quinto capitolo verrà descritto il test al CERN, nel Maggio 1994, del prototipo CAINO, con particolare attenzione ai risultati ottenuti nella comprensione ed eliminazione della sistematica.

Capitolo 1

Fisica degli ipernuclei a FINUDA

1.1 Spettroscopia degli ipernuclei Λ

Un ipernucleo è un sistema a molti corpi formato da un nucleo e da un barione *strano* (Λ, Ξ, Σ). La presenza di un grado di libertà di stranezza in un ipernucleo Λ introduce possibilità di una nuova spettroscopia a molti-corpi, nella quale possono apparire simmetrie dinamiche, proibite nei nuclei ordinari dal principio di esclusione di Pauli.

Nel modello a quark di valenza, i barioni sono composti da tre quark simmetrici in spin-sapore, e antisimmetrici in colore. Il protone, il neutrone e la Λ sono i barioni più leggeri dello stato fondamentale dell'ottetto barionico, e furono scelti da Sakata ([4]) nel suo modello a tripletto, come le particelle fondamentali dalle quali tutti gli altri barioni possono essere costruiti. In prima approssimazione le componenti del tripletto (p, n, Λ) possono essere considerate, secondo tale modello, identiche per le interazioni forti ([5]). Inoltre lo scambio di stranezza è simile al più familiare processo di scambio di carica, il che autorizza a considerare la Λ, con l'eccezione del principio di Pauli, identica agli altri nucleoni. Naturalmente, la simmetria di stranezza è rotta come risulta evidente dalla maggiore massa della Λ e dal debole potenziale $\Lambda - \mathcal{N}$;

comunque, in prima approssimazione, tale simmetria è sufficientemente conservata in modo da assicurare un metodo estremamente utile per studiare gli stati e le reazioni ipernucleari.

Così come è comunemente assunto per i nucleoni, anche per la Λ si può ritenere che essa mantenga la sua identità all'interno del nucleo per un esteso intervallo di tempo. La struttura degli ipernuclei leggeri, i primi ad essere stati studiati in un certo dettaglio, può essere descritto, come nella dinamica nucleare convenzionale, usando un modello basato sul concetto di SHELL nucleari.

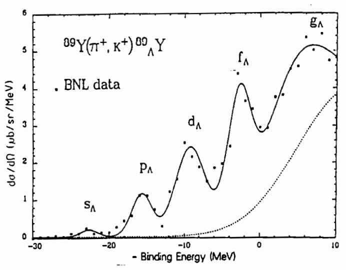

Figura 1.1: Stati ipernucleari ottenuti nella reazione $^{89}_{\Lambda}$Y(π^+, K^+). Sono evidenti i livelli s, p, d, f e g della Λ misurati al AGS. La linea solida rappresenta un calcolo DWBA.

La Λ, intesa come barione distinguibile, risiede nella shell 1s del livello fondamentale ipernucleare, mentre negli ipernuclei pesanti ci si aspetta che la Λ si trovi in livelli più interni del nucleo. Stati di particella singola saranno molto più evidenti negli ipernuclei Λ di quanto non lo siano nei nuclei ordinari, poichè le difficoltà sperimentali sulla loro risoluzione, dovute al principio di esclusione di Pauli e alle interazioni di coppia, sono assenti.

Nello spettro di eccitazione nel $^{89}_{\Lambda}$Y di fig.(1.1), ottenuto dal gruppo AGS di Brookhaven, sono visibili orbitali Λ di tipo s, p, d, f e g ([6]). Tale spettro sembra confermare la validità del modello a shell nucleari, non solo nella regione di valenza ma anche nella regione nucleare più interna. Nei nuclei non strani, il livello di particella singola è probabilmente così frammentato da essere praticamente inosservabile. In un ipernucleo, la distinguibilità della Λ le permette di occupare qualunque orbitale, generando così un insieme di stati ben separati. Lo spettro di fig.(1.1) è stato ottenuto con una risoluzione di 2.6 MeV (FWHM), che ha permesso di risolvere solo gli orbitali principali.

Sembra quindi consistente l'ipotesi secondo la quale la Λ mantiene la propria natura all'interno del nucleo, rimanendo così distinguibile dal resto dei nucleoni; tuttavia esperimenti con una maggiore risoluzione energetica potrebbero evidenziare effetti dovuti al parziale deconfinamento della Λ all'interno della materia nucleare.

Visto il successo dei modelli a quark nel descrivere i comportamenti degli spettri barionici, ci si aspetta che questi modelli possano essere i più appropriati nel descrivere le interazioni a corto raggio barione-barione. Seguendo questo approccio, il nucleo può venire rappresentato come costituito da *bolle* di quark.

A causa del confinamento, queste bolle si comporterebbero, a distanze relativamente grandi (> 1 fm), come barioni e interagirebbero attraverso lo scambio di bosoni come nel modello convenzionale. A distanze minori (< 1 fm) queste bolle potrebbero sovrapporsi e fondersi formando così bolle più grandi di sei (o nove) quark dove le interazioni sono mediate da scambi di quark e gluoni.

Un esempio di come la fisica degli ipernuclei possa dare delle indicazioni sulla interpretazione delle interazioni barione-barione è mostrato in fig.(1.2), dove sono riportate le configurazioni barioniche per l'^{4}He e l'$^5_\Lambda$He. Nella prima riga i barioni vengono considerati distinguibili e i quark completamente confinati, mentre nella seconda riga è considerata la seconda ipotesi, con i quark che sono completamente deconfinati e disposti su livelli orbitali di quark. Se per l'^{4}He non vi è sostanziale differenza tra le due rappresentazioni, per l' $^5_\Lambda$He invece, si nota che i quark u- e d- della Λ non possono stare nell'orbitale $s_{\frac{1}{2}}$, ma si trovano nell'orbitale $p_{\frac{3}{2}}$ mentre il quark s- occupa il livello fondamentale. Nel modello barionico tutti i 5 costituenti fondamentali possono occupare il livello $s_{\frac{1}{2}}$ quindi, se c'è un parziale deconfinamento dei quark nei nuclei, questo effetto dovrebbe manifestarsi molto più chiaramente negli ipernuclei.

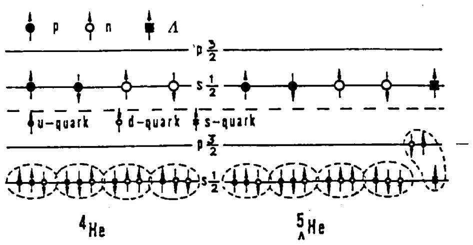

Figura 1.2: Configurazione dei barioni (riga superiore) e dei quark (riga inferiore) per i sistemi ^{4}He e $^5_\Lambda$He.

Sta di fatto che l'energia di legame dell' ${}^{5}_{\Lambda}$He è leggermente minore di quella aspettata nel modello barionico ([7]), il che sembra confermare l'ipotesi di un parziale deconfinamento della Λ.

1.2 Violazione della regola $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$

Un iperone Λ libero decade in un nucleone e in un pione attraverso i decadimenti deboli non leptonici:

$$\Lambda \longrightarrow p + \pi^{-}(\sim 64\%) \tag{1.1}$$

$$\Lambda \longrightarrow n + \pi^{0}(\sim 36\%) \tag{1.2}$$

La sua vita media τ_Λ è di $2.63 \pm 0.02 \times 10^{-10}$ secondi, l'energia rilasciata è $Q = 37$ MeV e l'impulso del nucleone corrispondente è di circa 100 MeV/c.

I decadimenti (1.1) e (1.2) possono avvenire con variazione di isospin (ΔI) pari a $\frac{1}{2}$ o a $\frac{3}{2}$. Un quark s- si converte in un quark u- (o d-) attraverso lo scambio di un bosone e l'Hamiltoniana V-A per questo processo può essere scritta nella forma:

$$\mathcal{H}_{V-A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin\vartheta_c \cos\vartheta_c \overline{u}\gamma_\mu(1-\gamma_5)s\overline{d}\gamma^\mu(1-\gamma_5)u + c.c. \tag{1.3}$$

dove ϑ_c è l'angolo di Cabibbo. Sebbene in tale modello si assuma un contributo uguale per le transizioni con $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ e $\Delta\mathrm{I} = \frac{3}{2}$, i rapporti di decadimento sperimentali della (1.1) e dalla (1.2), così come i rapporti di decadimento sperimentali di altre particelle strane, indicano che l'ampiezza per $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ è favorita per almeno un ordine di grandezza. È infatti immediato osservare che il rapporto tra i due decadimenti dominanti è dato approssimativamente dal quadrato del coefficiente di Clebsch-Gordan dell'ampiezza con $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$:

$$|\frac{1}{2},-\frac{1}{2}>=\sqrt{\frac{2}{3}}|p\pi^{-}>-\sqrt{\frac{1}{3}}|n\pi^{0}> \tag{1.4}$$

Anche gli ipernuclei Λ nel loro stato fondamentale (o in un livello eccitato con vita media per decadimento γ maggiore di quella di una Λ libera), decadono attraverso interazioni deboli. Comunque, il decadimento debole di un iperone Λ cambia totalmente quando questi è legato all'interno della materia nucleare. L'energia di legame B_{Λ} aumenta linearmente con A(numero atomico), raggiungendo la saturazione di 25 MeV per gli ipernuclei pesanti, mentre lo spazio delle fasi per i decadimenti mesonici (1.1) e (1.2) è notevolmente ridotto. Lo stato finale nucleonico prodotto nel processo ha un impulso molto basso (<100 MeV/c), da cui ne segue che il processo è bloccato dal principio di Pauli (Si ricordi che l'impulso di Fermi di un nucleone in un nucleo è di $\sim$ 270 MeV/c).

Essendo il decadimento mesonico fortemente ridotto in tutti gli ipernuclei più leggeri ([8]), il principale canale di decadimento sarà quello non leptonico $\Lambda\mathcal{N} \longrightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}$, indicato come decadimento non-mesonico. L'energia rilasciata è approssimativamente 176 MeV, corrispondente ad un impulso per ciascuno dei nucleoni finali di $\sim$ 417 MeV/c. Questo canale di decadimento ha uno spazio delle fasi molto più ampio comparato a quello del decadimento mesonico, e gli stati dei nucleoni finali non sono limitati dal principio di Pauli. Un misura dei Rapporti di Diramazione (R.D.) relativi ai canali non-mesonici:

$$\Lambda + p \longrightarrow n + p \tag{1.5}$$

$$\Lambda + n \longrightarrow n + n \tag{1.6}$$

potrebbe fornire informazioni circa la struttura dell'Hamiltoniana debole (1.3), in particolare sull'importanza relativa delle ampiezze $\Delta \mathrm{I} = \frac{1}{2}$ e $\Delta \mathrm{I} = \frac{3}{2}$.

Particolare attenzione deve essere dedicata ai molti effetti, legati al mezzo nucleare (stati iniziali e finali, struttura nucleare,...), che potrebbero fortemente perturbare le interazioni deboli pure ([9]).

Nonostante il grande interesse fisico dei decadimenti degli ipernuclei, i dati finora raccolti sono scarsi e poco accurati. Ciò è dovuto essenzialmente alle grandi difficoltà sperimentali finora incontrate nel produrre in maniera abbondante degli ipernuclei Λ nel loro stato fondamentale e di rivelarne il decadimento. È infatti estremamente complicato studiare il decadimento non-mesonico (1.6) nel quale i due neutroni veloci, associati allo stato ipernucleare fondamentale devono essere osservati in coincidenza.

Il fatto che nella materia nucleare i canali di decadimento della Λ siano differenti rispetto a quelli nello spazio libero può avere molti effetti anche sulla valutazione della vita media τ_Λ.

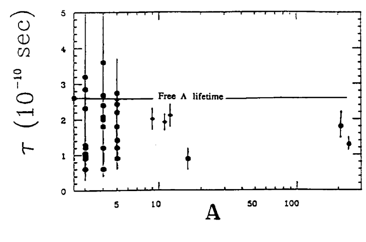

Figura 1.3: Valori sperimentali di τ_Λ in ipernuclei in funzione di A.

In fig.(1.3) si hanno i valori sperimentali di τ_Λ in diversi ipernuclei in funzione del numero atomico. I valori per ipernuclei leggeri (A $\leq$ 5) sono stati ottenuti in vecchie camere a bolle ed emulsioni nucleari, ad eccezione di una recente misura per l' ${}^{5}_{\Lambda}$He al AGS di Brookhaven ([10]) da dove provengono anche i dati per 9 $\leq$ A $\leq$ 12, mentre la τ_Λ nel ${}^{209}_{\Lambda}$Bi e nell' ${}^{238}_{\Lambda}$U è stata misurata al LEAR del CERN ([11]). Sebbene l'entità degli errori renda poco significative queste misure, un analisi di questi dati ha fornito un valore per τ_Λ in ipernuclei pesanti di $(1.25 \pm 0.15) \times 10^{-10}s$, che sembra indicare una diminuzione della vita media nella materia nucleare.

In fig.(1.4) è riportato il rapporto Q^- tra le ampiezza del decadimento non-mesonico ed il decadimento mesonico con un π^- nello stato, in funzione di A; sebbene anche questi dati siano soggetti a grandi errori sperimentali, il comportamento generale sembra mostrare la predominanza del decadimento non-mesonico almeno per A $\geq$ 3. Ci si aspetta che negli ipernuclei leggeri il rapporto tra i canali π^- e π^0 possa essere modificato rispetto al rapporto tra i canali (1.1) e (1.2) per una Λ libera sopratutto a causa del Pauli blocking.

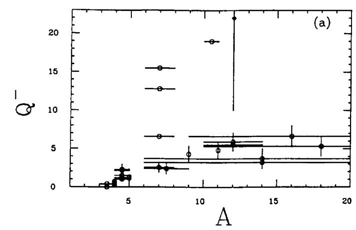

Figura 1.4: Il rapporto (Q^-) tra le frequenze di decadimento nel canale non-mesonico e nel canale mesonico π^-, in funzione di A.

Uno studio sistematico del decadimento non-mesonico per il livello p degli ipernuclei è stato effettuato da Itonaga ([12]), e misure del decadimento nel canale π^0 del ${}^{12}_{\Lambda}$C, eseguite al KEK ([13]) sembrano essere in accordo con le sue previsioni teoriche.

In fig.(1.5) è riportato il rapporto q tra il decadimento non-mesonico $\Lambda + n \longrightarrow n + n$ ed il decadimento non-mesonico totale in funzione di A. Si osserva un evidente aumento di q con l'aumentare del numero atomico.

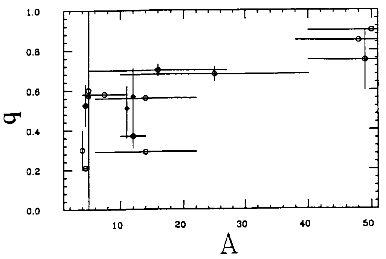

Figura 1.5: Il rapporto (q) tra le frequenze di decadimento nel decadimento non-mesonico $(n + n)$ ed nel decadimento non-mesonico totale, in funzione di A.

Una recente analisi dei decadimenti non-mesonici negli ipernuclei leggeri (${}^{4}_{\Lambda}$H, ${}^{4}_{\Lambda}$He ed ${}^{5}_{\Lambda}$He) eseguita da Schumacher ([14]), mostra un'apparente violazione della regola ΔI = $\frac{1}{2}$. Negli ipernuclei leggeri, le configurazioni iniziali di spin ${}^{1}S_0$ ed ${}^{3}S_1$ per sistemi $\Lambda\mathcal{N}$ con isospin $\frac{1}{2}$ possono decadere non-mesonicamente in sei stati finali $\mathcal{N}\mathcal{N}$ con isospin 1 o 0. Per qualunque reazione che porta a stati finali con I = 1, il rapporto tra il decadimento neutrone-neutrone (R_n) rispetto il decadimento protone-neutrone (R_p) è dato da:

$$\frac{R_n}{R_p} = \frac{\lambda^2 + 4 - 4\lambda}{2\lambda^2 + 2 + 4\lambda} \tag{1.7}$$

dove λ è il rapporto tra l'ampiezza di decadimento con isospin $\frac{3}{2}$ e l'ampiezza di decadimento con isospin $\frac{1}{2}$. Definendo $\mathrm{R}_{\mathcal{N}S}$ il rapporto tra il canale ($\Lambda\mathcal{N} \longrightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}$) di spin S, si ha che per transizioni con $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ abbiamo $\mathrm{R}_{n0} = 2\ \mathrm{R}_{p0}$ (stati finali con $\mathrm{I} = 1$) e $\mathrm{R}_{n1} \leq 2\ \mathrm{R}_{p1}$ (stati finali sia con $\mathrm{I} = 1$ e $\mathrm{I} = 0$). La grandezza studiata da Schumacher è il rapporto $r = R_{n0}/R_{p0}$ che per transizioni che rispettano la regola $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ deve essere pari a 2 mentre per transizioni con $\Delta\mathrm{I} = \frac{3}{2}$ si deve avere $r = 1/2$. Il valore sperimentale ottenuto per r è 0.23 ± 0.17, il quale indica un forte violazione della regola $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ negli ipernuclei leggeri. Una più approfondita analisi delle possibili correlazioni tra gli errori sperimentali, ha portato alla conclusione che i dati non sono consistenti (con un livello di confidenza di 1.6 σ) con l'ipotesi di una transizione con $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$ e suggerisce che l'ampiezza per $\Delta\mathrm{I} = \frac{3}{2}$ debba essere confrontabile o addirittura maggiore di quella con $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$. Tuttavia differenti approcci sperimentali al decadimento dei ipernuclei Λ ([15]), ([16]), nei quali sono richiesti più di due barioni negli stati iniziali e finali, hanno fornito valori di Q^- e q per i quali semra essere conservata la regola $\Delta\mathrm{I} = \frac{1}{2}$, lasciando ancora dubbi sulla violazione o meno di questa regola di selezione.

1.3 Produzione degli ipernuclei Λ con eccesso di neutroni

Gli esperimenti con spettrometri magnetici finora eseguiti, hanno studiato essenzialmente la produzione di ipernuclei Λ attraverso reazioni a due corpi, nelle quali un neutrone del bersaglio nucleare si trasforma in una Λ. Anche a DAΦNE la reazione dominante che sarà a due corpi (K^-_{stop}, π^-), comunque a causa dell'alto numero di K^-_{stop}, sarà possibile rivelare altri processi che avvengono simultaneamente nello stesso nucleo. In particolare, come è stato evidenziato da Majling ([17]), una reazione del tipo:

$$K^-_{stop} +^A X_Z \longrightarrow^A_\Lambda X_{Z-2} + \pi^+ \tag{1.8}$$

potrebbe produrre un ipernucleo con un eccesso di neutroni. La frequenza per la reazione (1.8) dovrebbe essere minore di almeno due ordini di grandezza rispetto alle reazioni (K^-_{stop}, π^-) e (K^-_{stop}, π^0) la cui frequenza è tipicamente di $10^{-3}/K^-_{stop}$. Come verrà discusso in seguito nel capitolo 3, le possibilità di FINUDA prevedono una produzione di $10^{-5}/K^-_{stop}$ che potrebbe rendere possibile l'osservazione della reazione (1.8). Ciò permetterebbe di:

- produrre nuovi ipernuclei da (K^-, π^+) finora mai osservati (fig.(1.6));
- alcune delle nuove specie potrebbero essere stabili;
- potrebbe essere possibile produrre isotopi ipernucleari di ${}^6_\Lambda$H e di ${}^6_\Lambda$H da bersagli di ^{6}Li e ^{7}Li

.

1.4 Possibili decadimenti π^+ degli ipernuclei Λ

Negli anni passati la particella H è stata oggetto di studi teorici e sperimentali sviluppati seguendo l'idea di Jaffe ([18]), basata sul modello MIT. Ulteriori studi su tale particella sono stati effettuati da Guaraldo ([19]).

Sebbene tale particella non sia mai stata osservata, nessun esperimento finora ha escluso la possibilità dell'esistenza di una particella H fortemente legata al nucleo. Un recente calcolo sul reticolo QCD ([20]), ha mostrato che la massa di H dovrebbe essere più piccola di quella di due nucleoni. Se così fosse H diventerebbe stabile non solo per

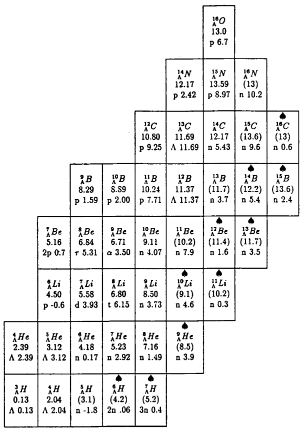

Figura 1.6: Tabella di ipernuclei Λ leggeri con energie di legame e soglia delle particelle instabili. Gli ipernuclei con eccesso neutroni osservabili sono indicati con $\spadesuit$.

le interazioni forti ma anche per le interazioni deboli. D'altro canto, se la particella H fosse cosi leggera, il nucleo diventerebbe instabile e decaderebbe nel canale doppio β con $\Delta S = -2$ e produzione di H nello stato finale. Il limite maggiore alla massa di H, dato da tale decadimento, è di 1800 MeV.

Kishimoto ([21]) osservò l'esistenza di una regione per la massa di H (1820÷1880 MeV), per la quale la presenza della particella H potrebbe manifestarsi in un nuovo decadimento adronico debole con un π^+ nello stato finale. Le reazioni di tale processo sarebbero:

$$\Lambda + p \longrightarrow H + \pi^+ \tag{1.9}$$

$$\Lambda + n \longrightarrow H + \pi^0 \tag{1.10}$$

Il π così prodotto dovrebbe avere, assumendo per H una massa di 1850 MeV, un' energia di $\sim$ 64 MeV per il canale (1.9), e $\sim$ 70 MeV per il canale (1.10). Il punto fondamentale dell'osservazione di Kishimoto è la presenza di un π^+ monocromatico prodotto dal decadimento dell'ipernucleo, segnale evidente dell'esistenza della particella H che ne permetterebbe allo stesso tempo una misura della massa.

Va notato che il decadimento (1.10), con un π^0 nello stato finale, è difficilmente utilizzabile per una misura della massa di H, in quanto i canali di decadimento convezionali discussi nel paragrafo 1.2 sono con esso competitivi. Tuttavia Kishimoto ha valutato la frequenza per il canale (1.9) e i risultati, riportati in funzione della massa di H per ${}^{13}_{\Lambda}$C, ${}^{5}_{\Lambda}$ He e ${}^{4}_{\Lambda}$He, sono mostrati in fig.(1.7). La frequenza ottenuta per il canale π^+ è $\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ volte quella di una Λ libera quando la massa di H è sotto i 1870 MeV, un valore questo che è nelle possibilità di FINUDA.

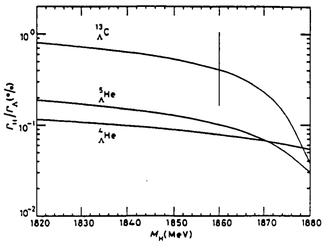

Figura 1.7: La frequenza di decadimento nel canale π^+ in funzione della massa di H per ipernuclei $^{13}_{\Lambda}C$, $^{5}_{\Lambda}$He e $^{4}_{\Lambda}$He. La scala delle ordinate è in % della frequenza di decadimento totale.

1.5 L'enigma degli ipernuclei Σ

Notevole stupore suscitò la scoperta nello spettro della reazione (K^-, π^-) con K^- di 720 MeV, di uno stretto picco (pochi MeV di larghezza) interpretabile cinematicamente come la formazione di uno stato ipernucleare Σ. Sebbene l'iperone Σ sia per molti aspetti simile alla Λ, sia per quanto riguarda la vita media sia per la lunghezza di interazione con i nucleoni, si riteneva che il suo comportamento nella materia nucleare fosse completamente differente.

Se la Λ decade nel nucleo attraverso interazioni deboli (ΔS = 1) la Σ invece può decadere attarverso interazioni forti (ΔS = 0) nei canali ($\Sigma + \mathcal{N} \longrightarrow \Lambda + \mathcal{N}$). Ci si aspettava quindi che la largezza degli stati ipernucleari Σ fosse poche decine di MeV. Oltre agli esperimenti al CERN ([22]) e al AGS ([23]), che hanno evidenziato la presenza di uno stretto stato ipernucleare Σ nelle reazioni (K^-, π^-) con K^- in volo ($400 \div 720$ MeV/c), una più forte evidenza sperimentale sull'esistenza di tali stati è venuta dall'esperimento con K^- a riposo effettuato al KEK ([24]). Comunque, ulteriori studi, sempre al KEK, non hanno evidenziato l'esistenza degli ipernuclei Σ tranne forse nel ${}^4_\Sigma$He.

Risulta quindi evidente la necessità di dare una risposta definitiva a questo enigma, alla quale risposta FINUDA sembra poter dare un contributo definitivo.

1.6 Sezione d'urto totale $K^+ - \mathcal{N}$

Il mesone K^+ contiene un anti-quark dotato di stranezza e poiché nel nucleo non ci sono quark di valenza dotati di stranezza, l'annichilazione $q\overline{q}$ è fortemente soppressa. Poiché il K^+ non può accoppiarsi fortemente ad un oggetto composto da tre quark, il sistema $(K^+ - \mathcal{N})$ non ha risonanze note sotto 1 GeV/c. Per questa ragione la reazione $(K^+ - \mathcal{N})$ ha due importanti proprietà:

- debole dipendenza sull' energia;
- debole forza di interazione;

Per energie sotto 1 GeV/c, la sezione d'urto tipica (9 mb) per il processo $(K^+ - \mathcal{N})$ è circa di un ordine di grandezza minore di quelle relative ai processi $(\pi^- - \mathcal{N})$ e $(K^- - \mathcal{N})$. Una bassa sezione d'urto indica per il K^+ un lungo cammino libero medio ($\sim$ 7 fm) all'interno della materia nucleare; ne segue che, a differenza dagli altri adroni il cui cammino libero medio è circa $1 \div 2$ fm, il K^+ può sondare l'intero volume nucleare (può essere considerato una sorta di "elettrone pesante"). Si può quindi considerare con ottima approssimazione l'interazione $(K^+ - \mathcal{N})$ come un processo di scattering singolo tra il K^+ ed un nucleone. Viste le buone proprietà di un K^+ come sonda nucleare, fu sorprendente trovare sperimentalmente ([25]) che il rapporto:

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma(K^+,{}^{12}C)}{6\sigma(K^+, d)} \tag{1.11}$$

tra la sezione d'urto di scattering K^+ su ^{12}C e K^+ su deuterio fosse >1 almeno per impulsi $P_{laboratorio} > 600\ MeV/c$. Questo disaccordo tra previsioni teoriche e evidenza sperimentale fu interpretata ([26]) come un effetto del parziale deconfinamento dei nucleoni all'interno dei nuclei. Si suppose che un eventuale deconfinamento dei nucleoni potesse portare ad un aumento del valore dello shift di fase per l'onda s :

$$\delta(I = 1, onda - s) = -k(R + \delta R) \tag{1.12}$$

dove R è il raggio nucleare. Weise ([27]) studiò questo effetto in un contesto più ampio introducendo un fattore di scaling, dipendente dalla densità delle masse dei quark costituenti il nucleone, secondo la relazione:

$$\frac{m_Q^*(\rho)}{m_q(0)} = 1 - cost\frac{\rho}{\rho_0} \tag{1.13}$$

con $cost \sim 0.1 \div 0.2$, con una corrispondente rinormalizzazione dell'ampiezza $K^+ - \mathcal{N}$ in onda s. In fig.(1.8) sono riportati i valori sperimentali ([25]) e teorici per $\mathcal{R}$.

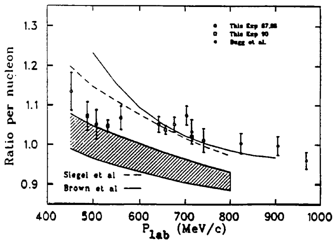

Figura 1.8: Valori teorici e sperimentali di $\mathcal{R}$. La banda ombreggiata corrisponde a calcoli senza deconfinamento dei nucleoni. La linea tratteggiata corrisponde a un aumento del 10 % nello shift di fase per l'onda s (δR/R = 0.1). La linea continua corrisponde a uno effetto di scaling dipendente dala densità con $cost = 0.1$.

La banda ombreggiata corrisponde ad un assenza di deconfinamento. La linea tratteggiata corrisponde a calcoli con un aumento del 10% dello shift di fase per l'onda s (δR/R = 0.1), mentre la linea continua corrisponde a un'effetto di scaling, dipendente dalla densità nucleare, con $cost = 0.1$.

Come si può vedere nessuno dei modelli è capace di riprodurre in maniera sufficiente i dati sperimentali. È chiaro che un tale effetto deve essere ulteriormente investigato, per diversi bersagli nucleari e in modo particolare per bassi impulsi ($< 400\ MeV/c$) per i quali il rapporto $\mathcal{R}$ sembra avere le maggiori discrepanze con il valore previsto ($\mathcal{R} = 1$).

1.7 Scattering $K^+ - \mathcal{N}$ a bassa energie

C'è a tuttoggi un notevole interesse sul contenuto di stranezza di un nucleone. Questo interesse è dovuto alle notevoli contraddizioni che esistono tra molti dati sperimentali e le previsioni teoriche per quanto riguarda la presenza di stranezza in un nucleone. I più importanti risultati sperimentali che evidenziano questa discrepanza sono quelli relativi al termine σ del processo pione-nucleone ([28]) e i più recenti studi sulla struttura della funzione d'onda di spin del protone effettuati dalla European Muon Collaboration (EMC) ([29]).

La QCD è comunemente accettata come la teoria in grado di descrivere le interazioni forti. La Lagrangiana forte, quando viene costruita assumendo i quark privi di massa ($m_u = m_s = m_d = 0$), soddisfa la simmetria chirale. Essendo i quark reali dotati di massa si è portati a pensare alla presenza di un meccanismo di rottura spontanea della simmetria, ciò introdurrebbe nella Lagrangiana un termine di massa per i quark. L'operatore di rottura della simmetria chirale SU(3) può essere valuato attraverso lo studio del termine σ nel processo $\pi - \mathcal{N}$ ([28]) L'analisi dei dati finora raccolti ha formito un valore per la massa dei nucleoni di circa 300 MeV minore delle previsioni ([30]).

Una spiegazione a tale risultato può essere quella di assumere che i nucleoni possano contenere una significativa quantità di coppie di quark $s\bar{s}$ anche su scala adronica. Tale soluzione al disaccordo tra evidenze sperimentali e previsioni teoriche comporterebbe che il contenuto di stranezza in un protone possa essere circa il $10 \div 20\%$, quantità cosiderevole se si tiene conto che il modello convenzionale per il protone prevede che questi possa essere formato solo da quark della prima generazione, ossia solo da quark up and down.

Anche risultati ottenuti dalla collaborazione EMC ([29]) evidenziano la necessità di una componente di stranezza nei nucleoni. Tale gruppo ha utilizzato il deep inelastic scattering μ-p per determinare la frazione di spin del protone portato da ciascun *sapore*. I risultati indicano non solo che la quantità totale dello spin del protone associato ai quark leggeri (up e down) è approssimativamente nulla, ma anche che le coppie di quark $s\overline{s}$ trasportano una significativa frazione dello spin del protone.

Oltre a questi due esperimenti esiste una notevole quantità di dati sperimentali provenienti da varie reazioni che indicano una violazione della regola di Okubo-Zwieg-Iizuka (OZI) ([31]) in reazioni con produzione di mesoni ϕ. La regola di OZI prevede che l'ampiezza per processi che coinvolgono quark con diagrammi non-connessi debba essere estremamente piccola. Quindi se la ϕ è una coppia $s\overline{s}$ pura, il suo accoppiamento con adroni contenenti quark non strani deve essere fortemente soppresso. Ci si aspetta quindi che la frequenza di produzione della ϕ in processi come ($pp \longrightarrow pp\phi$), ($\pi^- p \longrightarrow \phi n$) e ($\overline{p}p \longrightarrow \phi\pi^+\pi^-$) sia molto piccola rispetto alla produzione del mesone ω. Ellis, Gabathuller e Karliner ([32]), analizzando i rapporti tra le sezioni d'urto di produzione della ϕ e della ω (ϕ/ω), hanno trovato che il rapporto è maggiore di quanto preveda la regola di OZI e hanno ipotizzato che un quark strano contenuto nel protone potesse spiegare questa violazione. Henkley, Krien e Williams ([33]) hanno suggerito che la produzione della ϕ possa essere utilizzata per dare una misura della componente di stranezza in un nucleone.

La risposta alla domanda se un nucleone contiene o meno una componente di stranezza è di fondamentale importanza poiché è legata direttamente alla nostra comprensione di come la QCD si manifesti a distanze di ~ 1 fm. La necessità di nuovi dati sperimentali è principalmente dettata dall'impossibilità di estrarre informazioni sul termine σ dai dati finora esistenti visto l'enorme errore sperimentale a cui sono soggetti ([34]).

La produzione di kaoni poco energetici a DAΦNE renderà possibile una migliore determinazione del termine σ. I kaoni di DAΦNE monoenergetici, saranno essenzialmente privi di fondi e poiché saranno prodotti dal decadimento della ϕ, saranno correlati nello spazio. Queste caratteristiche permetteranno misurazioni dei processi di scattering (K^+p) e (K^-p) e processi di scambio di carica $(K^-p \longrightarrow K^0n)$. Queste reazioni protranno essere studiate anche con bersagli di deuterio per ottenere le stesse informazioni anche sul contenuto di stranezza dei neutroni.

1.8 La produzione degli ipernuclei Λ

Tralasciando per semplicità i processi di produzione ipernucleare indotti da anti-protoni e ioni relativistici, esistono essenzialmente due modi per produrre stati ipernucleari: utilizzare fasci di K^- o fasci di π^+. Il maggiore quantitativo di dati finora prodotti proviene dalla reazione di scambio di stranezza:

$$K^- + n \longrightarrow \Lambda + \pi^- \tag{1.14}$$

dove il K^- trasferisce stranezza al neutrone trasformato in una Λ.

Il diagramma cinematico della (1.14) mostrato in fig.(1.9) (cinematiche Feshback-Kerman) ha un' interessante peculiarità; se il π^- viene osservato a 0^0, esiste, nel sistema di riferimento del laboratorio, un valore "magico" per l'impulso del K^- per il quale l'iperone Λ viene prodotto a riposo e il π^- trasporta tutto l'impulso. L'impulso trasferito è molto piccolo, praticamente nullo in corrispondenza dell'impulso "magico" (505 MeV/c), e può essere variato in maniera controllata cambiando l'impulso del fascio e/o l'angolo di emissione dei π^-.

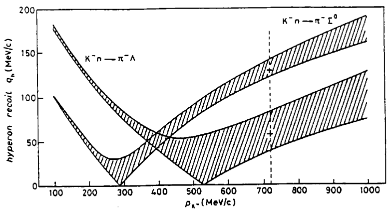

Figura 1.9: Cinematica nella direzione *avanti* per la Λ, e, rispettivamente, produzione di Σ^0. Le curve che limitano le aree tratteggiate sono, quella inferiore per π^- emessi a 0^0, quella superiore per un emissione a 6^0.

Gli stati ipernucleari finali più numerosi, prodotti dalla (1.14), sono quelli per i quali la Λ ha la stesso momento angolare del neutrone, la cui sezione d'urto può raggiungere valori dell'ordine del mb/sr.

Recentemente la collaborazione AGS ha studiato la reazione:

$$\pi^+ + n \longrightarrow K^+ + \Lambda \tag{1.15}$$

che si è mostrata essere molto efficiente nella produzione di ipernuclei Λ. La cinematica della (1.15) è tale che all'ipernucleo Λ vengono trasferiti impulsi relativamente grandi ($\sim 350\ MeV/c$). La sezione d'urto della (1.15) è minore di almeno due ordini di grandezza della (1.14), ma ciò viene compensato dalla maggiore intesità dei fasci di π^+. Gli stati ipernucelari finali prodotti dalla (1.15) sono differenti rispetto a quelli prodotti dalla (1.14) essenzialmente per un più alto valore dello spin degli stati ipernucleari finali

La migliore scelta per la produzione di ipernuclei sembra essere data dalla reazione:

$$K^-_{stop} + ^A X_Z \longrightarrow ^A_\Lambda X_Z + \pi^+ \tag{1.16}$$

che è una sorta di miscela delle due reazioni precedentemente indicate. La (1.16) permetterebbe di avere una grande produzione di stati ipernucleari($\sim 10^{-3}/K_{stop}$ come nella (1.14)) ed un impulso trasferito alla Λ dello stesse ordine di grandezza (250 MeV/c) della (1.15). Questa tecnica è stata usata con successo al KEK ([35]) con bersagli di ^{12}C. In fig.(1.10) è riportato un spettro tipico di π^- ottenuto dalla reazione (1.16). I picchi a 273 MeV/c e a 261 MeV/c sono attribuibili allo stato fondamentale del ipernucleo $^{12}_{\Lambda}$C e al suo primo stato eccitato, rispettivamente nella configurazione $(p^{-1}_{(3/2)_n} s_\Lambda)$ e $(p^{-1}_{(3/2)_n} p_\Lambda)$. Per quanto riguarda la produzione di ipernuclei con eccesso di neutroni, la reazione (1.14) con K^- a riposo è ancora quella più efficiente, poiché l'impulso dei π prodotti è molto vicino a quello corrispondente alla risonanza Δ, e di conseguenza la sezione d'urto per scambio di carica è massima.

I pioni provenienti dagli ipernuclei Σ hanno un impulso di circa 180 $\sim$ 200 MeV/c, valore questo che dipende ovviamente dal tipo di bersaglio e dallo stato finale del nucleo. Infine, una produzione indiretta di ipernuclei Λ, soprattutto di $^4_\Lambda$H, è stata osservata in reazioni con K^-_{stop} su bersagli pesanti. La produzione di $^4_\Lambda$H è ancora una volta evidenziata dalla presenza di un pione monocromatico (133 MeV/c) proveniente dal decadimento mesonico a due corpi:

$$^4_\Lambda H \longrightarrow ^4 He + \pi^- \tag{1.17}$$

La fig.(1.11) sono riportati gli spettri, nella regione di basso impulso, della reazione (K^-_{stop}, π^-) in diversi bersagli nucleari. L'elevata quantità di ipernuclei leggeri prodotti su bersagli pesanti può essere spiegata attraverso un modello ([35]) per il quale una Λ generata attraverso la produzione $\Lambda\pi$ o attraverso la conversione $\Sigma\mathcal{N} \longrightarrow \Lambda\mathcal{N}$ viene intrappolata nel nucleo a formare una "miscela" $nucleo - \Lambda$ che può successivamente decadere in un iper-frammento come l' ${}^4_\Lambda$He.

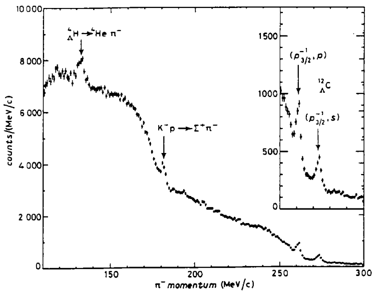

Figura 1.10: Spettro dei π^- provenienti da ^{12}C (K^-_{stop}, π^-) misurato al KEK. Nell'inserto si ha un'espansione della zona con alto impulso, corrispondente alla produzione di $^{12}_{\Lambda}$C nello stato fondamentale e nel primo stato eccitato.

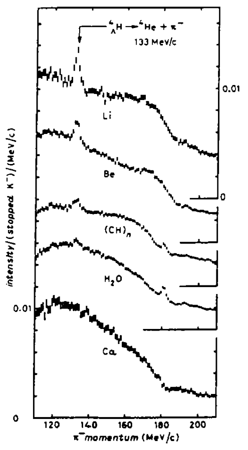

Figura 1.11: Regione a basso impulso degli spettri delle reazioni (K^-_{stop}, π^-) in diversi bersagli nucleari. Nella scala verticale è riportata l'intensità dei K^-_{stop}.