

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Scuola di studi avanzati

in Fisica Nucleare e Subnucleare

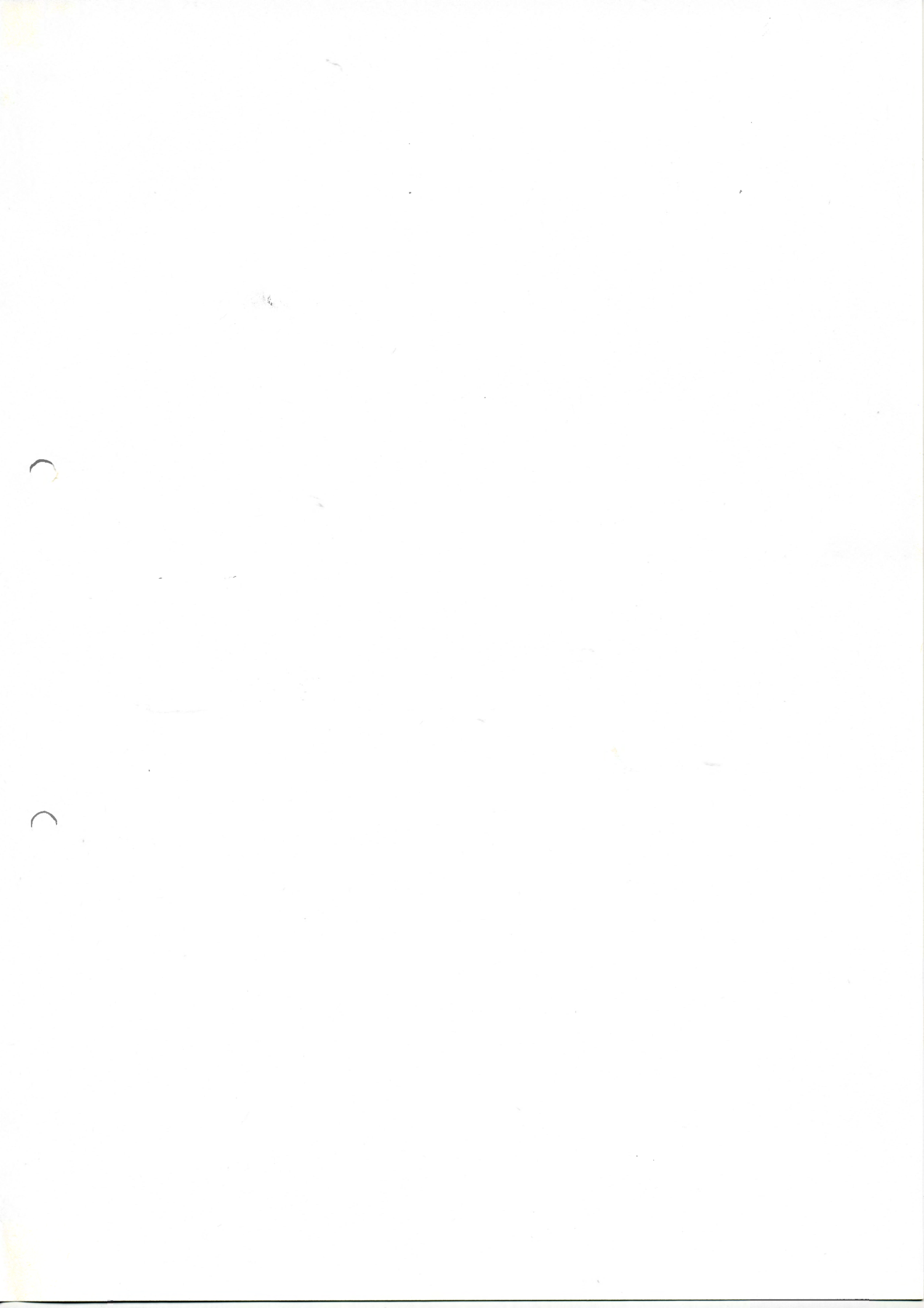
FISICA NUCLEARE CON SONDE ADRONICHE

AD ENERGIE INTERMEDIE

Lezioni del Prof. Tullio Bressani - Università di Torino

a cura del Dott. A. Feliciello e della Dott.ssa A. Piccotti

L'Aquila, 31 Maggio - 6 Giugno 1987



1. INTRODUZIONE

La Fisica Nucleare ad Energie Intermedie con Sonde Adroniche è una branca della Fisica nata circa vent'anni or sono e sviluppatasi, sia dal punto di vista sperimentale che teorico, parallelamente alla Fisica delle Alte Energie. Essa è tradizionalmente considerata come il punto di incontro di due altre discipline, la Fisica Nucleare e la Fisica delle Particelle Elementari.

Le ragioni storiche che portarono alla nascita di questo settore della Fisica, il cui campo di indagine è visualizzato nella figura 1.1, vanno ricercate nelle difficoltà che insorsero quando i fisici tentarono di approfondire le conoscenze sul nucleo e le sue proprietà.

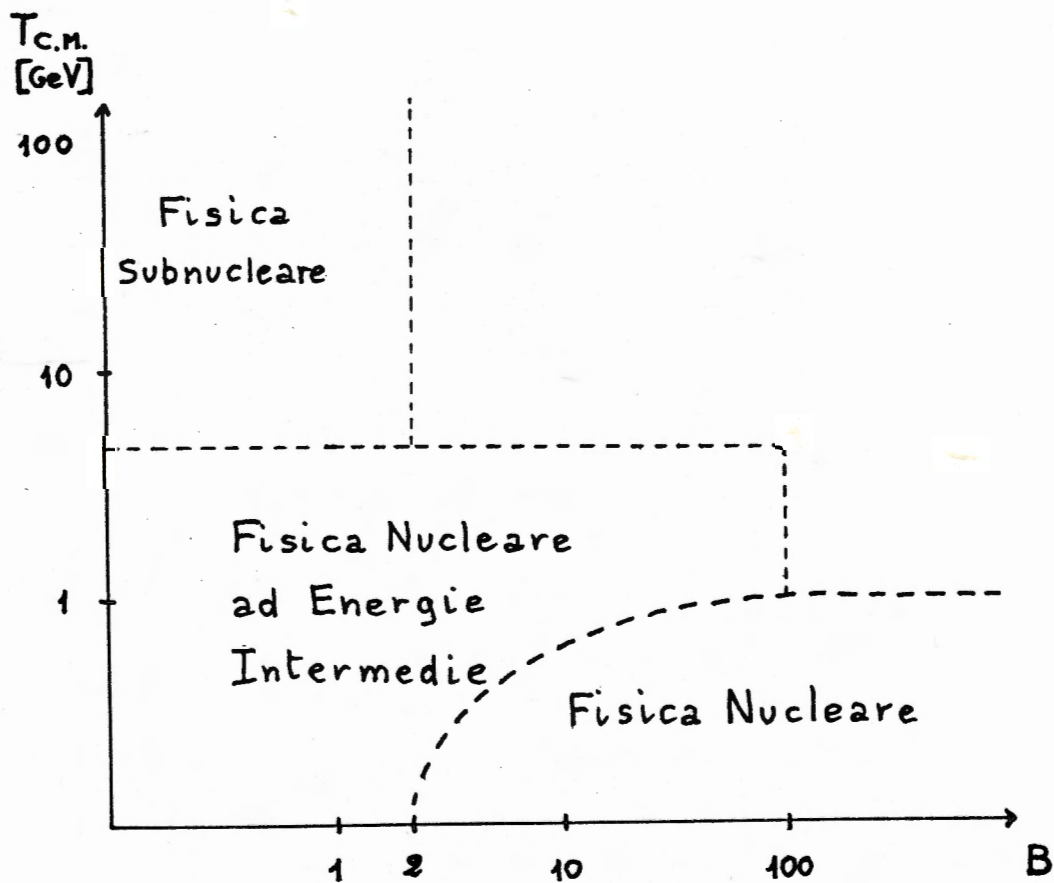


Fig. 1.1. - Il dominio della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie con Sonde Adroniche

Fino ad allora il nucleo, considerato come un insieme di nucleoni, era

stato studiato dal punto di vista statistico, utilizzando modelli semplici fra cui va ricordato, per importanza storica, il "modello a goccia di liquido". Nel passare da questa descrizione "macroscopica" a quella "microscopica", basata invece su modelli che tenessero conto delle interazioni fra i costituenti del nucleo stesso, emersero notevoli complicazioni legate principalmente alle proprietà della materia nucleare (in particolare all'elevato valore della densità) ed alla differenza fra i valori della massa di un nucleone libero ed uno legato all'interno di un nucleo, indice dell'esistenza di interazioni aggiuntive che dovevano essere tenute in conto oltre alla già complessa e pressochè sconosciuta interazione forte.

Di fronte a questa impasse si delinearono fra i fisici due tendenze. Alcuni, nella convinzione che la Fisica Nucleare non potesse più fornire nuove informazioni o quantomeno misure precise, la considerarono superata e si dedicarono alla Fisica delle Alte Energie. Altri, pur consapevoli delle oggettive difficoltà legate al problema, decisero di continuare lo studio della struttura nucleare, ma con una tecnica investigativa del tutto nuova: l'utilizzo di sonde adroniche ad energie intermedie.

Questa scelta era giustificata anche dal fatto che in ogni caso la Fisica delle Alte Energie non sarebbe stata in grado di fornire un certo tipo di risposte, connesse con lo studio di effetti collettivi (o coerenti) dei sistemi composti da un gran numero di quarks e gluoni. Inoltre, a patto di conoscere bene il comportamento, se non di tutti, almeno dei nuclei più semplici, si profilava la possibilità di utilizzare il nucleo come un "laboratorio pulito", all'interno del quale studiare, attraverso l'analisi della loro interazione con i nucleoni del nucleo in cui sarebbero state prodotte, le proprietà di particelle elementari che, a causa della loro vita media estremamente breve, non sarebbe stato possibile osservare direttamente.

Per lungo tempo l'idea di utilizzare sonde adroniche al fine di ottenere informazioni precise sulla struttura del nucleo era sembrata assurda se non addirittura ridicola. Non si riusciva a convincersi di come si potesse pretendere di ricavare delle informazioni su un sistema complicato come il nucleo tramite una sonda la cui interazione elementare con i costituenti del sistema stesso era già di per sé complicata e poco conosciuta. Era opinione diffusa che sarebbe stato molto meglio continuare ad utilizzare sonde elettromagnetiche, per le quali almeno l'interazione elementare con i costituenti del nucleo era ben nota e facilmente descrivibile, ed in effetti i risultati dei primi esperimenti furono

piuttosto scoraggianti.

Tuttavia l'affinamento dei metodi di indagine teorica permise di dimostrare che era possibile ricavare informazioni di qualità confrontabile con quella dei dati ottenibili con sonde elettromagnetiche. Inoltre, a differenza di queste ultime, le sonde adroniche avevano la possibilità di interagire con tutti i costituenti del nucleo, qualunque fosse il loro stato di carica e si rivelavano altamente selettive, grazie al fatto di essere delle particelle composte. Scegliendo infatti opportunamente l'adrone incidente (e quindi la sua composizione in termini di quarks) risultava possibile selezionare particolari canali di reazione piuttosto che altri e cercare così di ottenere dal nucleo risposte differenziate e specifiche.

Sebbene oggi la Fisica Nucleare ad Energie Intermedie con Sonde Adroniche sia un settore in forte espansione e, sulla scorta dei risultati finora ottenuti, faccia intravedere promettenti sviluppi futuri, non è facile trovare per essa una definizione chiara e sintetica, anche perchè cresce sempre di più il numero di problematiche che vengono fatte rientrare nel suo ambito.

Le maggiori difficoltà insorgono a proposito dell'aggettivo "Nucleare", che pure sembrerebbe essere di interpretazione immediata. Una folta schiera di fisici, a livello internazionale, sostiene, infatti, che il dominio della Fisica Nucleare debba essere esteso a comprendere anche lo studio delle interazioni a basse energie fra particelle elementari, dove con "basse" si intendono, in questo contesto, energie dell'ordine del GeV. Questa corrente di pensiero trova la sua giustificazione nella moderna descrizione delle interazioni fra particelle "elementari", considerate in realtà "sacche" di quarks: da questo punto di vista, quindi, l'interazione fra due protoni "elementari" e quella fra due nuclei di ${}^4\text{He}$ vengono descritte praticamente nello stesso modo, fatta eccezione per il diverso numero di quarks costituenti coinvolti nell'interazione. Appare evidente a questo punto l'analogia con le interazioni fra nuclei, descritti come aggregati di nucleoni, e non è casuale il fatto che sempre più spesso modelli ed approssimazioni, già da tempo usati con più o meno successo in Fisica Nucleare (in senso stretto), vengano oggi introdotti, "mutatis mutandis", nella Fisica Subnucleare a Basse Energie: basti pensare, a titolo di esempio, alla vecchia, ma ancora valida distinzione fra sistemi a "pochi nucleoni" e a "molti nucleoni", che oggi viene applicata fra sistemi a "pochi quarks" e a "molti quarks".

Per "Sonde Adroniche" si intendono abitualmente i protoni, i neutroni,

i mesoni π e K, le rispettive antiparticelle e gli ioni leggeri ($A \leq 4$), mentre con "Energie Intermedie" si indica generalmente l'intervallo di energie che va da 100 MeV a qualche GeV (da 100 MeV/nucleone a qualche GeV/nucleone) nel caso di nucleoni (rispettivamente, ioni leggeri) e da 0 a qualche GeV per mesoni π e K ed antiparticelle; tuttavia il limite superiore di questo intervallo è andato via via aumentando con il passare degli anni ed attualmente tende ad attestarsi intorno alla decina di GeV.

La già descritta possibilità di decidere "a priori" la composizione, in termini di quarks, della particella proiettile ha fatto sì che da più parti venisse proposto di definire la Fisica Nucleare ad Energie Intermedie con Sonde Adroniche come la Chimica dei Quarks o la Chimica dei Sapori, ma la definizione più elegante e concisa che sia mai stata data, e che molto probabilmente verrà universalmente accettata in futuro, è Fisica del Confinamento³.

In queste lezioni verranno presentati alcuni dei risultati sperimentali più significativi in accordo con la moderna classificazione delle proprietà, delle interazioni e dei modelli nell'ambito della Fisica Nucleare, che chiamano in causa i diversi gradi di libertà necessari alla descrizione, e più precisamente:

- a) Fisica Nucleare tradizionale: i costituenti elementari del nucleo sono solo i nucleoni.
- b) Gradi di libertà mesonici: il nucleo è composto da nucleoni e pioni.
- c) Gradi di libertà di colore: il nucleo deve essere considerato come formato da quarks e gluoni.

Ovviamente i punti b) e c) di questa classificazione, che è stata ritenuta più sintetica ed istruttiva di quella basata sull'energia, sul tipo di adrone incidente, sulla massa del nucleo bersaglio ecc., contengono i punti che li precedono, spiegando però nuovi aspetti.

Gli ultimi due capitoli saranno invece dedicati agli aspetti tecnici e sperimentali specifici degli apparati utilizzati in questo tipo di ricerca.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, in "Perspectives of Nuclear Physics: the role of the hadronic probes", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986), pp. 223-233
- 2) T. Bressani, in "Perspectives of Theoretical Nuclear Physics", Proceedings della Conferenza tenutasi a Cortona dal 16 al 18 settembre 1985, editi da L. Bracci et al. (ETS Editrice, Pisa, 1986), pp. 75-83
- 3) G. Preparata, in "The standard model: its foundations and its problems", Hadronic physics at intermediate energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986), pp. 3-48

1. FISICA NUCLEARE TRADIZIONALE

Il primo livello della fisica nucleare è quello definito come tradizionale e tratta i nuclei come composti solo da nucleoni senza introdurre nuovi gradi di libertà quali mesoni o quarks; il suo campo di studio consiste nella determinazione precisa di parametri strutturali e spettroscopici nucleari con diversi tipi di esperimenti.

1.1. Densità di materia nucleare mediante esperimenti di scattering

Gli esperimenti di scattering sono stati la base delle nostre conoscenze del mondo subatomico già dai tempi di Rutherford, ed ora lo sono anche per lo studio del nucleo. Infatti una grande varietà di sonde possono essere usate in esperimenti di scattering per ottenere diverse informazioni sulla struttura nucleare con risoluzione sempre migliore al crescere del momento trasferito.

Il paradigma di tutti questi esperimenti è lo scattering di elettroni in quanto si conosce perfettamente l'interazione elettromagnetica che regola il fenomeno, esso ha permesso di ottenere dati precisi su alcune proprietà nucleari, come per esempio, la densità di carica.

La sezione d'urto elastica per elettroni su nucleo è data da:

$$(1.1.1) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{el} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot |F(q^2)|^2$$

dove $(d\sigma/d\Omega)_{Mott}$ è la sezione d'urto di Mott per lo scattering di particelle puntiformi che deve essere modificata per le dimensioni finite del nucleo con l'introduzione del fattore di forma:

$$(1.1.2) \quad F(q^2) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d\vec{r}$$

In questa espressione q^2 è il momento trasferito:

$$(1.1.3) \quad q^2 = 4p_i \cdot p_f \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$$

dove p_i e p_f sono il momento iniziale e finale mentre ϑ è l'angolo di scattering, e $\rho(\vec{r})$ la densità di carica opportunamente normalizzata.

Confrontando la sezione d'urto ricavata sperimentalmente con quella di Mott si ha il fattore di forma $F(q^2)$ da cui attraverso l'antitrasformata di Fourier si ottiene la densità di carica:

$$(1.1.4) \quad \rho(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(q^2) \frac{\text{sen}qr}{qr} q^2 dq$$

In questo modo si ricava la $\rho(r)$ indipendentemente da qualunque modello e con alta precisione ammesso di andare a valori sufficientemente alti di q^2 .

Nella figura 1.1 sono riportati i risultati della sezione d'urto elastica su ^{40}Ca misurati su 12 ordini di grandezza che permettono di ottenere una distribuzione di densità di carica molto precisa, come si vede nella figura 1.2.

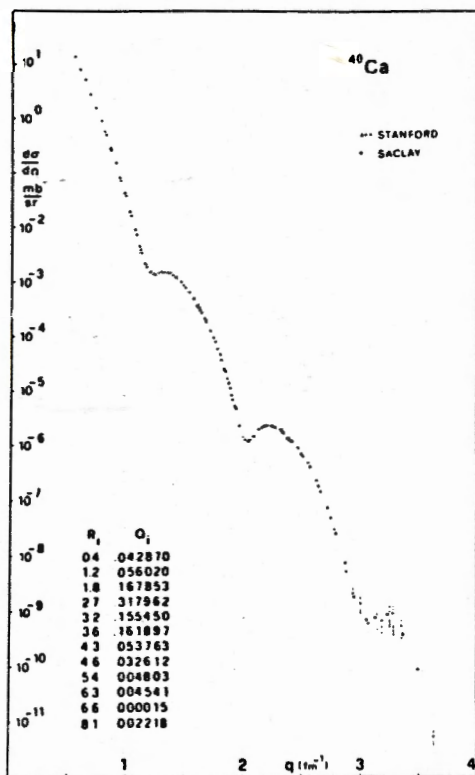


Fig. 1.1 - Sezione d'urto di scattering elastico di e^- su ^{40}Ca

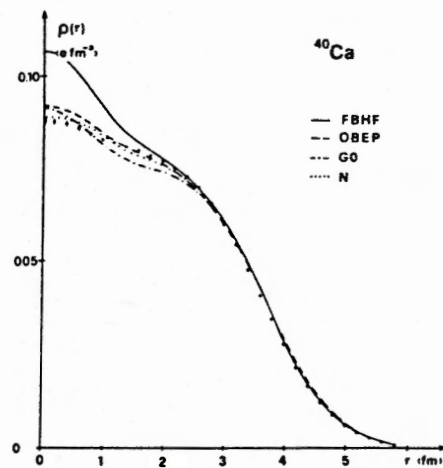


Fig. 1.2 - Densità di carica sperimentale e ricavata da calcoli teorici per il nucleo ^{40}Ca

I risultati ottenuti sono molto precisi ed i calcoli molto affidabili, tuttavia gli elettroni sono ciechi ai neutroni e quindi per ricavare informazioni più complete è stato necessario usare sonde adroniche che interagissero fortemente. E' naturale quindi chiedersi se si può avere lo

stesso tipo di risultati anche con gli adroni al fine di realizzare il programma di ottenere distribuzioni di p e n su tutto il volume nucleare.

Inizialmente lo scattering di adroni su nuclei ha creato molti problemi e prodotto risultati mediocri se comparati a quelli chiari e puliti dello scattering di elettroni, questo perchè l'interazione forte che domina il processo sebbene sia parametrizzabile, non è nota. Si sono formulati numerosi modelli teorici che interpretassero l'andamento generale di tipo diffrattivo della sezione d'urto elastica per adroni su nuclei ma con modesto successo: non basta infatti trattare la sezione d'urto, ma è necessario analizzare anche i parametri di spin ed è proprio su questo punto che si differenziano i diversi modelli. Da qualche anno la trattazione relativistica con spinori di Dirac permette di descrivere in maniera soddisfacente le 3 grandezze osservabili sulla diffusione di protoni ($d\sigma/d\Omega$, P , Q) mediante:

- ampiezze covarianti dell'interazione nucleone-nucleone;
- distribuzione di densità di protoni nel nucleo ricavata da scattering di elettroni;
- trattazione relativistica non solo della cinematica, ma includendo anche stati di energia negativa e coppie virtuali.

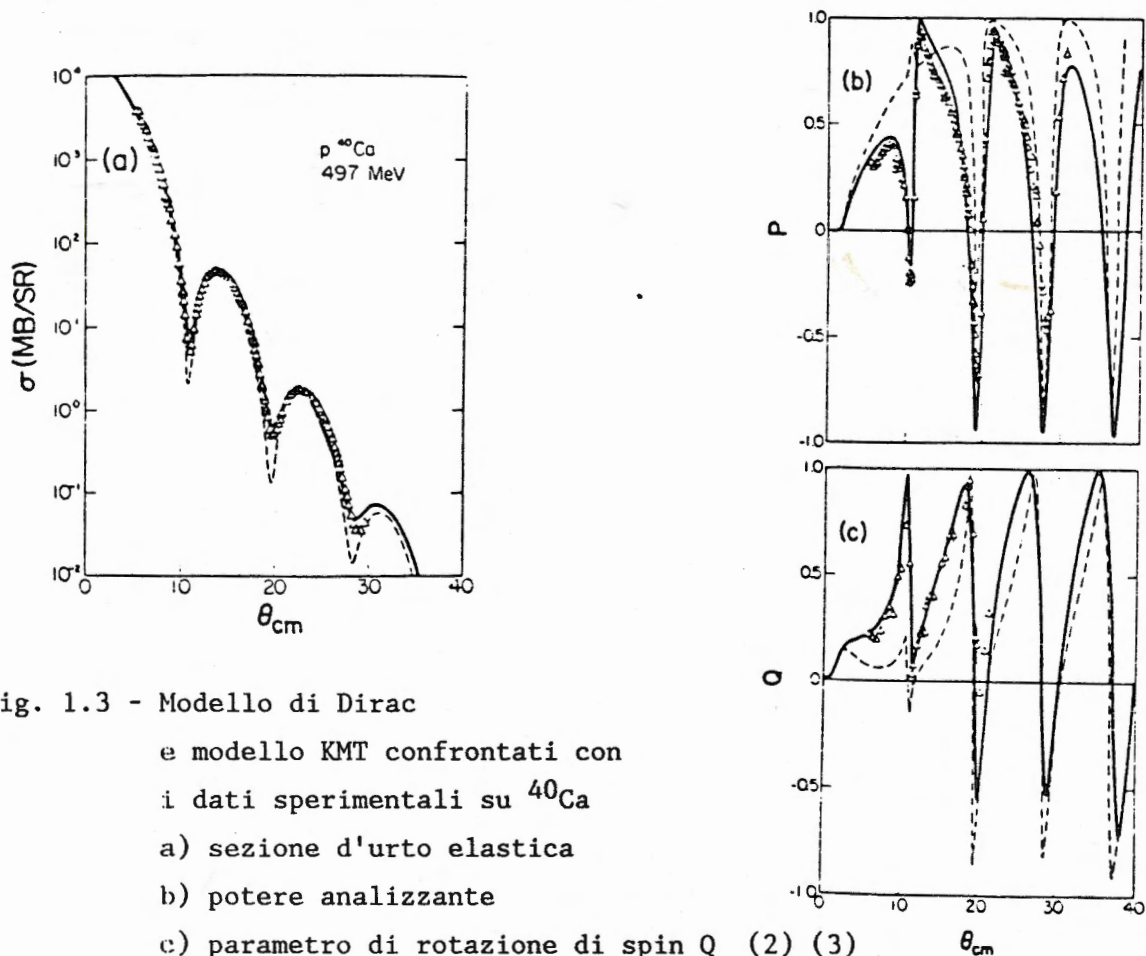


Fig. 1.3 - Modello di Dirac

e modello KMT confrontati con

i dati sperimentali su ^{40}Ca

a) sezione d'urto elastica

b) potere analizzante

c) parametro di rotazione di spin Q (2) (3)

I risultati per $p^{40}\text{Ca}$ a 497 MeV sono riportati nella figura 1.3 dove si vede un buon accordo tra la teoria e i dati sperimentali.

Per ora la teoria è applicabile per $300 \text{ MeV} < T_p < 1 \text{ GeV}$, ma si è capito come applicarla anche a basse energie. Tuttavia le sonde adroniche (p , π , K) hanno delle limitazioni nel penetrare la materia nucleare, infatti gli adroni hanno in generale un libero cammino medio $\lambda = 1/\sigma \rho$ piccolo ($\leq 2 \text{ fm}$) tranne il K^+ , come si vede nella figura 1.4; ciò significa che, pur aumentando il momento della particella incidente con tali sonde, si esplora solo la parte più esterna del nucleo; diverso è invece il comportamento del K^+ a cui è accessibile anche la parte più interna del nucleo stesso. Il motivo di questa differenza appare semplice se si introduce la struttura elementare a quarks degli adroni, come è espresso nel terzo capitolo (quarks nei nuclei).

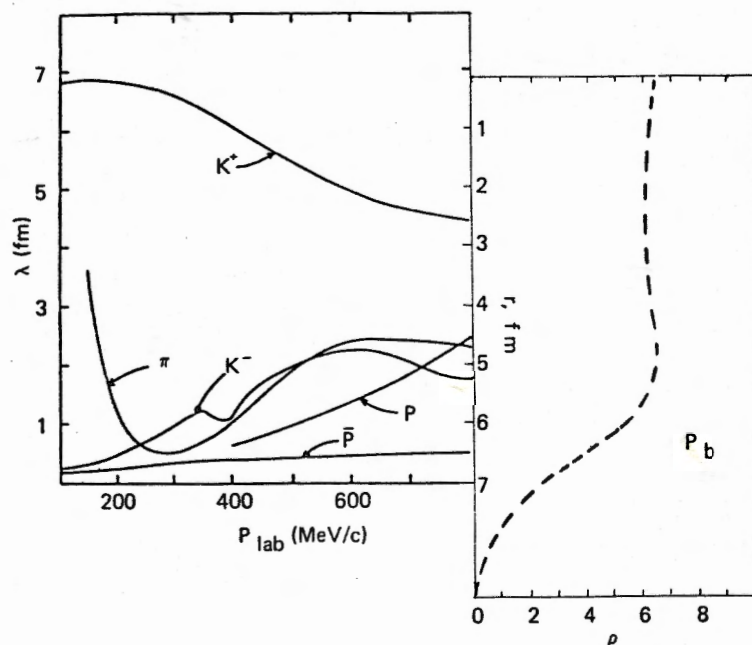


Fig. 1.4 - Libero cammino medio dei vari adroni in funzione del momento. A fianco è riportata la distribuzione di carica del ^{208}Pb

Nonostante la grande importanza dei K^+ , i dati sperimentali esistenti sono scarsi rispetto a quelli ricavati con i pioni, a causa della maggior difficoltà nell'ottenere fasci di K rispetto a fasci di π .

Con i pioni esistono molti dati a basse energie e, soprattutto nella

zona della risonanza (3, 3). Qui però λ è minimo (< 1 fm) ed i dati sono più sensibili ad effetti di Δ nei nuclei o interazioni Δ -N. Per ottenere informazioni dettagliate sulle distribuzioni differenziate di p e n, a diverse profondità, è meglio usare π di ~ 1 GeV. Vi è differenza di comportamento fra pioni di diversa carica, come si vede nella figura 1.5, dovuta a proprietà isovettoriali che danno buona selettività ai pioni.

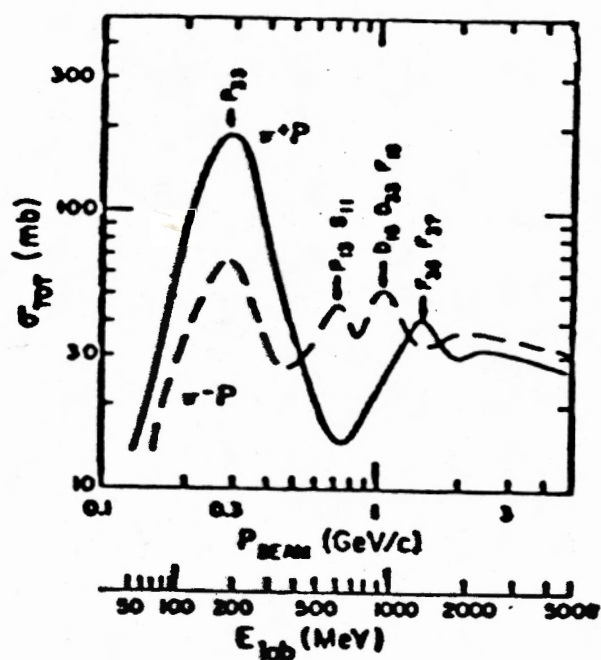


Fig. 1.5 - Differenza di comportamento tra π^+ e π^- su p

Per esempio, nel sistema π -N, il π^+p e il π^-n formano uno stato puro con $T=3/2$, mentre tutte le altre combinazioni producono stati misti di $T=1/2$ e $T=3/2$. Alla risonanza Δ_{33} la sezione d'urto π -N è dominata dal canale $T=3/2$, come si vede nella figura 1.6, dove sono distinti i canali di isospin $T=3/2$ e $T=1/2$. Perciò, all'energia della risonanza, il π^+ interagisce essenzialmente con i protoni, mentre il π^- con i neutroni del nucleo.

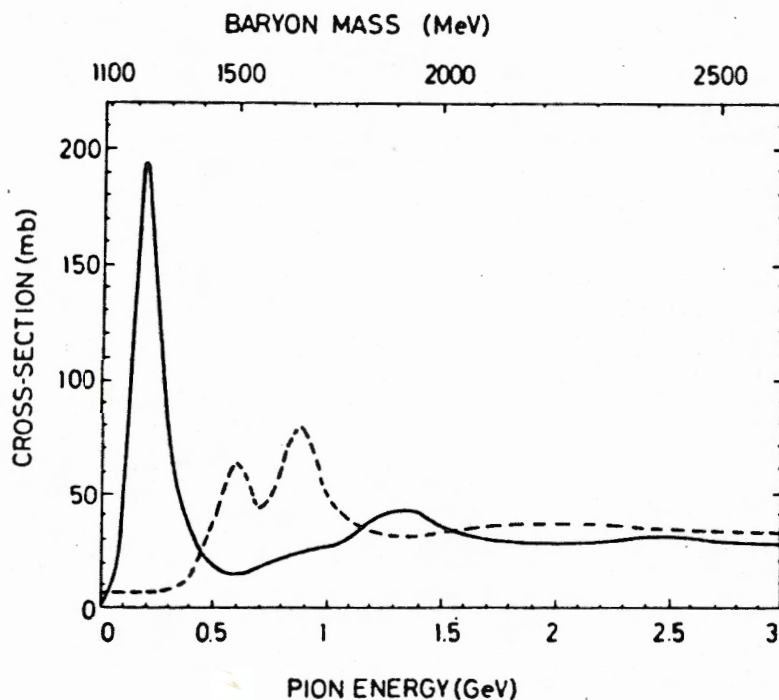


Fig. 1.6 - Sezione d'urto totale per $T=1/2$ ---- e per $T=3/2$ — nell'interazione π -N

1.2. Spettroscopia e struttura di stati eccitati nucleari

In questo campo specifico i π hanno recentemente fornito chiare dimostrazioni delle loro possibilità. Il pione è una particella pseudoscalare che appare in 3 stati di carica (π^+ , π^0 , π^-), quindi le reazioni possibili sono più numerose che non con altre sonde adroniche elementari.

Attraverso reazioni con pioni è possibile studiare strutture di isospin di stati eccitati nucleari. Lo spin isotopico T di un nucleo non è definito, mentre lo è la sua terza componente T_3 , nello stato fondamentale T è il più basso possibile ($T=T_3$) mentre vi è una grande varietà di stati eccitati che hanno $T>T_3$. Gli stati raggiungibili con pioni, i quali permettono di trasferire 2 unità di carica e/o di isospin, sono rappresentati nello schizzo della figura 1.7, definito "fontana di Ericson" da colui che per primo (1963) lo prospettò:

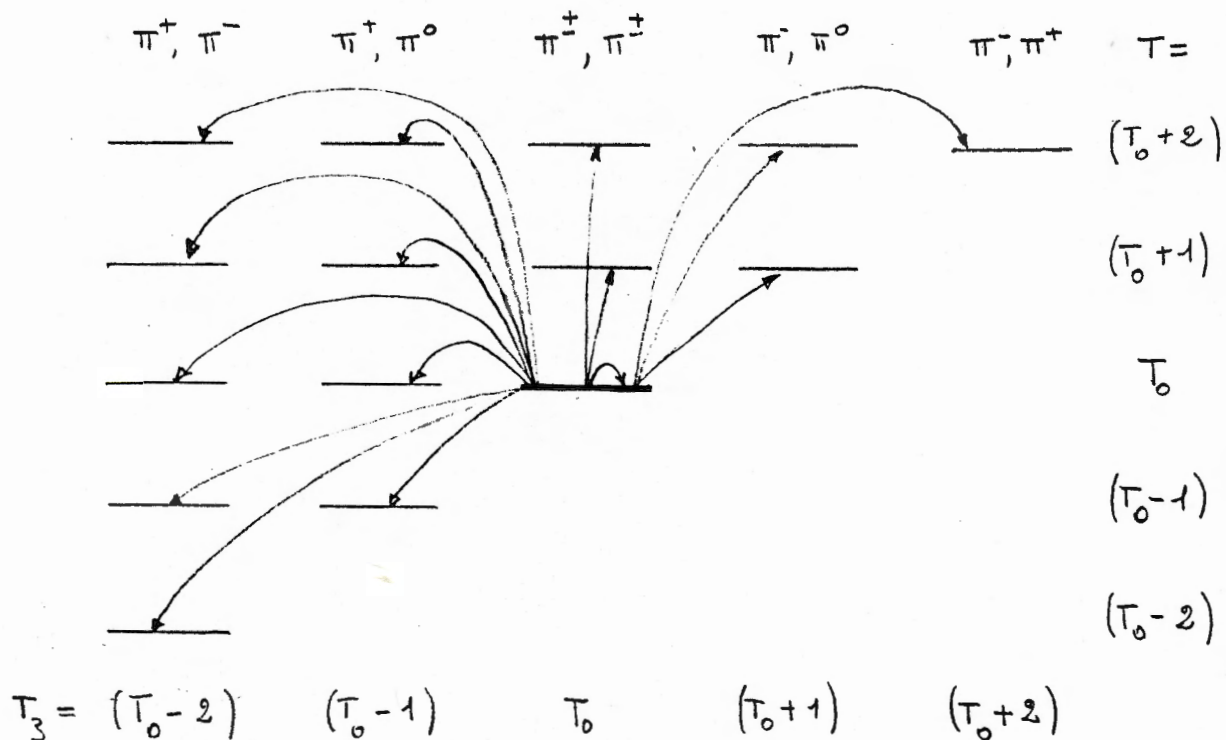


Fig. 1.7 - Stati accessibili attraverso transizioni indotte da pioni
(N.B.: $T_3 = -1/2$ per p e $T_3 = +1/2$ per n)

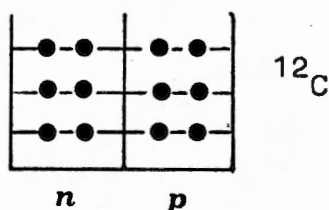
In questo schema le varie colonne verticali rappresentano stati nucleari ben definiti, per esempio, se si parte dal Ca al centro, a destra si avranno gli stati del K e Ar, mentre a sinistra quelli dello Sc e del Ti; invece le righe orizzontali rappresentano stati in cui vi sono diverse strutture di isospin.

In questo campo l'importanza dei pioni è molto vasta e può essere così riassunta:

- Estrema selettività nell'eccitare stati 1particle-1hole (1p-1h).
- Possibilità di eccitare stati ad alto spin differenziati in T.
- Identificazione della risonanza isovettoriale di monopolo.
- Osservazione di stati doppiamente analoghi.

1.2.1. Estrema selettività nell'eccitare stati lp-lh

Schematicamente un nucleo può essere rappresentato come due buche in cui sono disposti in diversi livelli protoni e neutroni così rappresentabili:



l'eccitazione può avvenire per il salto di un nucleone dal suo livello dove lascia un "buco" (lh) ad un altro livello. L'estrema selettività dei pioni, specialmente per una energia $T_\pi \sim 180$ MeV (Δ) consiste proprio nel distinguere con i π^+ o i π^- se è stato eccitato un p o un n. Per la reazione libera si ha:

$$(1.2.1.1) \quad R = \frac{\pi^+ p}{\pi^+ n} = \frac{\pi^- n}{\pi^- p} = 9$$

Nella figura 1.8 sono riportati i risultati relativi ad esperimenti di scattering di π^+ e π^- su ^{13}C a 162 MeV. Si notano 2 transizioni interpretabili come eccitazioni di neutrone solo (a 9.5 MeV) e di protone solo (a 16 MeV). Invece le transizioni a 3.05 e 3.85 MeV presentano entrambe le componenti neutrone e protone. Inoltre la differenza delle strutture degli spettri di π^+ e π^- a ~ 21 MeV sono simili a risultati ottenuti su ^{12}C indicando stati di miscelamento di isospin con $T=1/2$ e $T=3/2$.

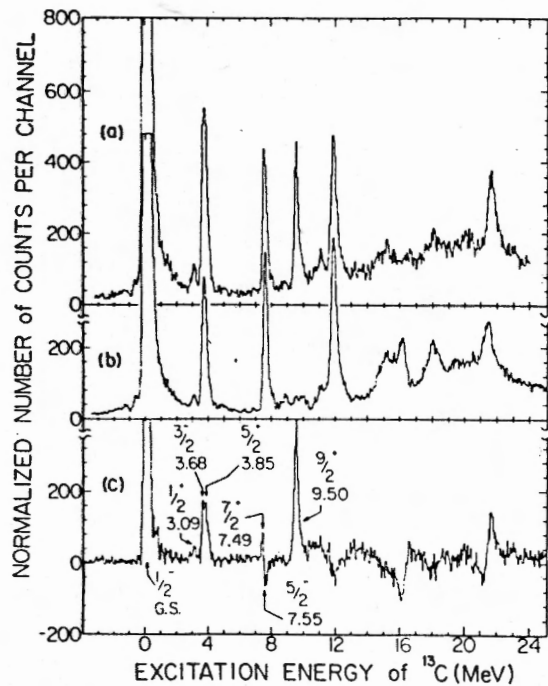


Fig. 1.8 - Spettri di π^- (a) e π^+ (b) su ^{13}C a $T_\pi=162$ MeV differenza tra gli spettri (c). (4)

1.2.2. Eccitazione di stati ad alto spin differenziati in T

Nello stato fondamentale un nucleo ha $T=T_3$ come è stato accennato precedentemente, ciò non è più vero per stati eccitati. Si sono osservati stati ben definiti con $\Delta T=2$ nel continuo, come si vede nella figura 1.9.

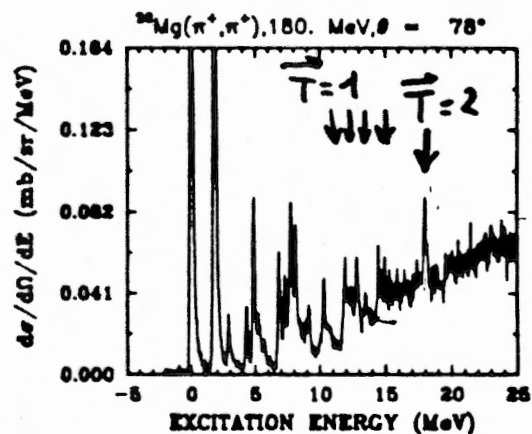


Fig. 1.9 - Osservazione di stati con $\Delta T=2$ su ^{32}Mg (5)

1.2.3. Identificazione della risonanza isovettoriale di monopolo

Esistono stati di risonanza gigante nel continuo che si interpretano

come oscillazioni collettive di tutta la materia nucleare; una loro schematizzazione è rappresentata nella figura 1.10:

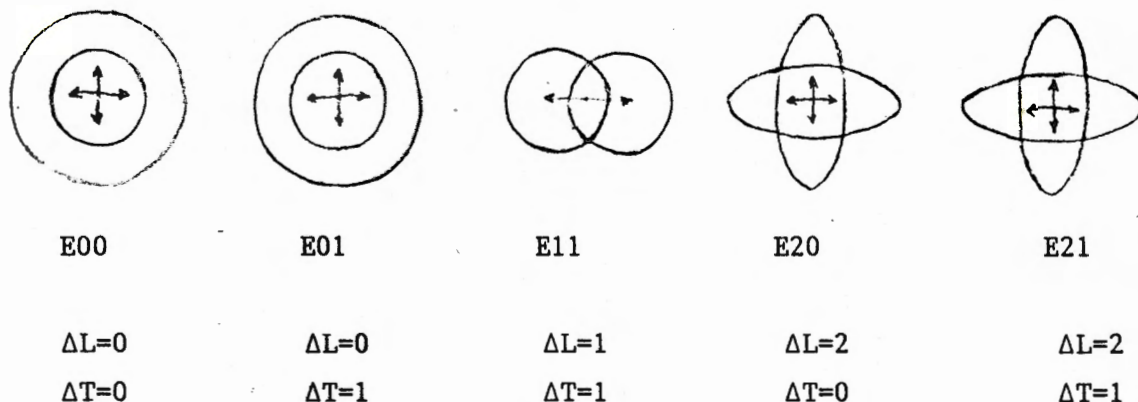


Fig. 1.10 - Schizzi di possibili oscillazioni collettive responsabili di stati di risonanza gigante.

Si ha $\Delta L=1$ quando il baricentro dei protoni non coincide con quello dei neutroni, si ha $\Delta T=1$ quando vi è separazione tra neutroni e protoni. L'interpretazione dei diversi stati si può così riassumere:

- stato E00: moto di respiro senza separazione tra n e p
- stato E01: moto di respiro con separazione tra n e p
- stato E11: moto di oscillazione di due palle di n e p
- ecc.

Da un punto di vista microscopico questi stati sono descrivibili come singoli stati di eccitazione $1p-1h$ appartenenti a shell diverse. Infatti i livelli sono raggruppati in bande la cui separazione in energia è dell'ordine di decine di MeV, mentre la separazione tra i singoli livelli è dell'ordine di qualche MeV, quindi un nucleone eccitato può occupare uno dei diversi livelli all'interno di una banda generando stati differenziati ma con energie vicinissime. La sovrapposizione lineare di questi stati genera lo stato collettivo con alta sezione d'urto (risonanze giganti).

L'identificazione della risonanza isovettoriale di monopolo (E01) (figura 1.11) è stata ottenuta mediante reazioni di scambio carica (π^- , π^0), questo perchè mediante scattering anelastico è impossibile identificare gli stati collettivi con $\Delta T=1$ dai molti stati con $\Delta T=0$ raggiungibili attraverso transizioni isoscalari. Inoltre la reazione (π^- , π^0) in avanti è preferibile alla (n, p) perchè l'ampiezza elementare di spin-flip per πN tende a 0 per $\vartheta_{cm}=0^\circ$, come si richiede per stati con $\Delta L=0$. E' da notare inoltre che l'identificazione di tale risonanza attraverso la reazione (π^- , π^0) è stata possibile grazie alla realizzazione di uno

spettrometro per π^0 tuttora in funzione nei laboratori di Los Alamos.

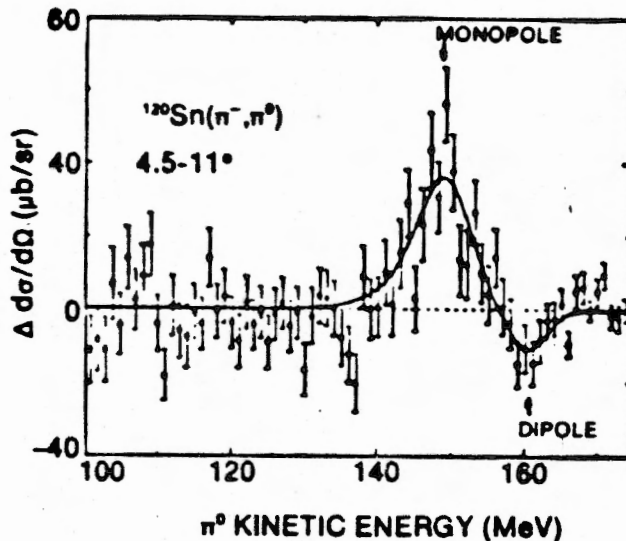


Fig. 1.11 - Osservazione della risonanza di monopolo isovettoriale attraverso la reazione di scambio carica (π^- , π^0) su ^{120}Sn (6)

1.2.4 Osservazione di stati isobarici doppiamente analoghi

Sono definiti stati isobarici doppiamente analoghi quelli per cui si ha:

$$(1.2.1) \quad \Delta T^{(3)} = T^{(3)}(\text{analogo}) - T^{(3)}(\text{stato fondamentale}) = 2$$

essi sono stati osservati mediante reazioni di doppio scambio carica. Queste reazioni sono probabilmente le reazioni più interessanti tra tutte quelle indotte da π , con notevoli implicazioni a tutti i livelli della fisica delle energie intermedie. Dal punto di vista spettroscopico, le reazioni di doppio scambio carica hanno permesso, per la prima volta, l'identificazione di stati isobarici doppiamente analoghi per nuclei con $A > 60$.

La figura 1.12 rappresenta uno spettro di massa mancante per le reazioni (π^+ , π^-) su ^{90}Zr e ^{88}Sr : si vede chiaramente come queste reazioni siano selettive nel popolare questi stati doppiamente analoghi, essenzialmente non mescolati, e c'è da chiedersi se il nucleo non possa sostenere eccitazioni a $\Delta T > 2$ per energie ancora maggiori.

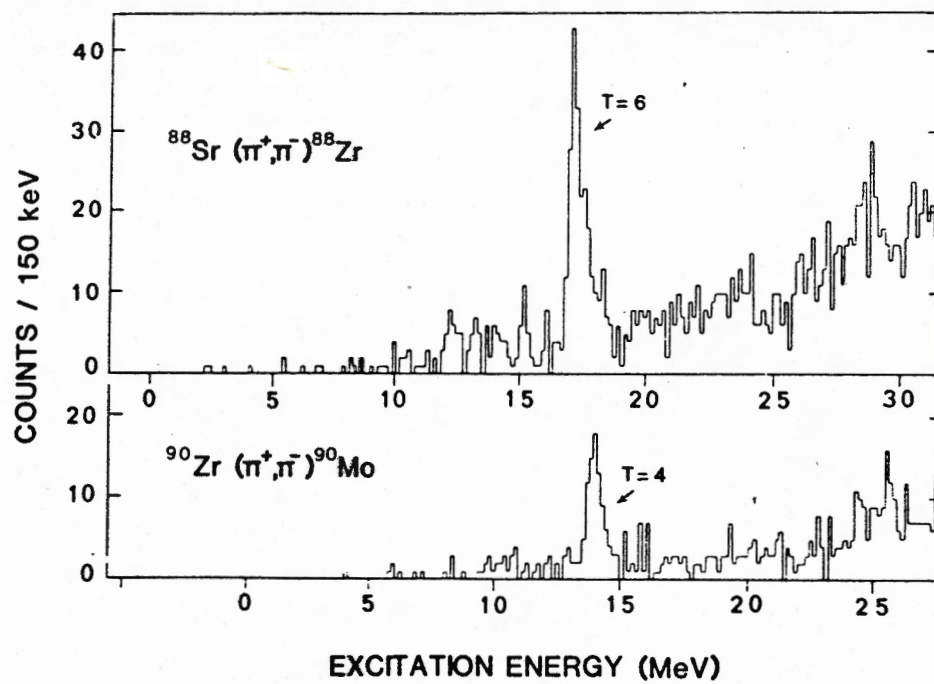


Fig. 1.12 - Spettri di massa mancante per (π^+, π^-) su ^{88}Sr e ^{90}Zr (7)

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, "Perspectives of Nuclear Physics: the role of the Hadronic probes", "Hadronic Physics at intermediate energy", Winter School held at Folgaria, Italy, First course, February 17-22, 1986, edited by T. Bressani and R. Ricci
- 2) G. W. Hoffmann et al., Phys. Rev. C24 (1981), 541
- 3) B. C. Clark et al., Phys. Rev. Lett 51 (1983), 1809
- 4) D. Dehnhard et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979), 1091
- 5) G. S. Blanpied et al., Proc. PANIC (1984), F10
- 6) J. D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1195
- 7) K. K. Seth et al., Phys. Lett. 155B (1985) 339
- 8) S. Costa, "Hadron scattering on Nuclei", "Hadronic Physics at intermediate energy", Winter School held at Folgaria, Italy, First course, February 17-22, 1986, edited by T. Bressani and R. Ricci

2. GRADI DI LIBERTA' MESONICI NEI NUCLEI

La descrizione di un nucleo come un sistema di nucleoni e pioni interagenti è ormai largamente accettata e gli effetti dovuti alla presenza di risonanze Δ nei nuclei sono osservabili praticamente in tutte le reazioni ad Energie Intermedie.

La cosiddetta risonanza Δ si presenta in quattro stati di carica e fa parte del decupletto adronico di spin $+3/2$ della rappresentazione di $SU(3)$, di cui solo la particella Ω è stabile (figura 2.1).

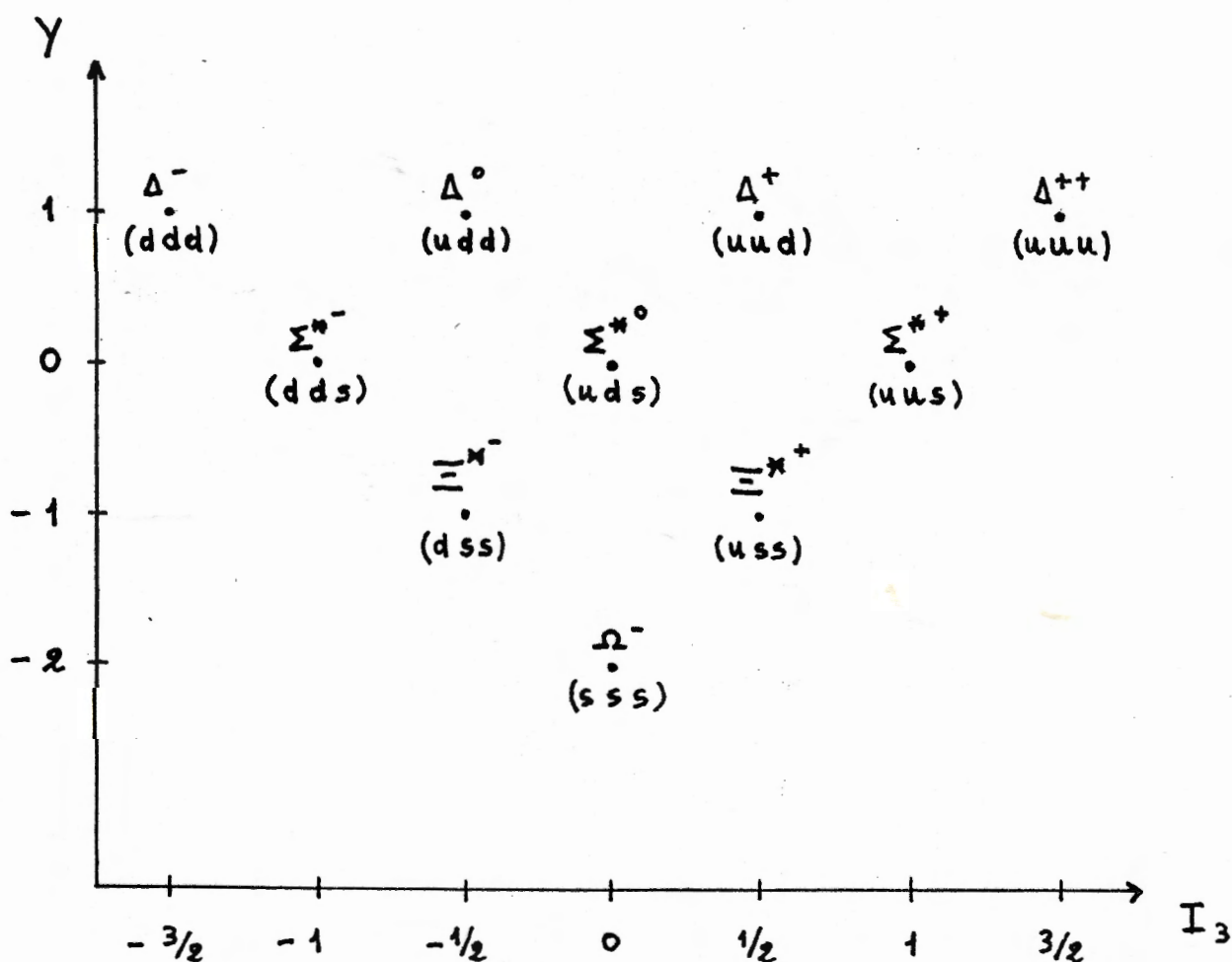
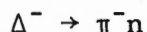
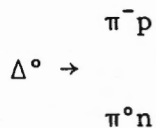
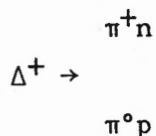
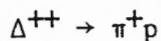


Fig. 2.1. - Il decupletto adronico di $SU(3)$, rappresentato nel piano "terza componente dello spin isotopico (I_3)-ipercarica (Y)"

I principali modi di decadimento della risonanza Δ , che non è uno

stato ben definito in energia, sono:



2.1. LA RISONANZA ISOBARICA GIGANTE

A prima vista si potrebbe essere spinti a pensare che le reazioni condotte da mesoni π siano le più adatte a studiare i gradi di libertà mesonici nei nuclei, in quanto sono quelle che hanno la più alta probabilità di produrre una risonanza Δ . In realtà ciò non è sempre vero, poichè la necessità di introdurre alcune approssimazioni e correzioni non banali può rendere difficoltosa l'interpretazione dei dati.

Può dunque succedere che reazioni indotte da altre sonde adroniche risultino più selettive e siano in grado di fornire indicazioni più chiare.

E' il caso della reazione molto rara, ma forse altrettanto selettiva, che va sotto il nome di produzione "doppiamente coerente" di pioni indotta da ioni leggeri, spesso indicata più brevemente come "fusione pionica":



In questo processo tutta l'energia cinetica posseduta dai nucleoni nel canale di ingresso viene trasferita ad un pione nel canale d'uscita. Ci troviamo quindi di fronte ad un trasferimento di una quantità di energia ben definita fra due distinti gradi di libertà del nucleo, con l'esclusione di qualsiasi processo di termalizzazione.

Secondo il modello interpretativo elaborato dal gruppo di Erlanger (Hüber et al.) il campo associato al pione potrebbe fungere da "serbatoio" per l'energia trasferita fra i due gradi di libertà. La figura 2.2 illustra il meccanismo ipotizzato.

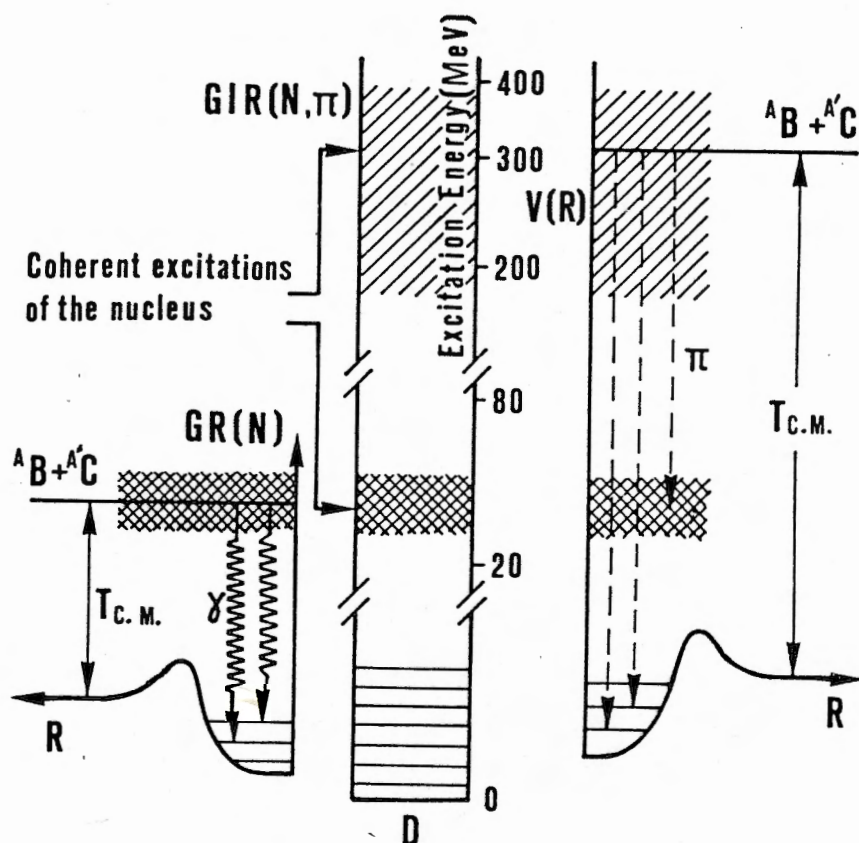
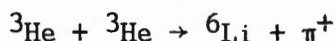


Fig. 2.2 - Schema del meccanismo di reazione ipotizzato per la produzione "doppiamente coerente" di pioni indotto da ioni. GR(N)=Risonanza Gigante (solo nucleoni), GIR(N, π)=Risonanza Isobarica Gigante (nucleoni e pioni)

L'interpretazione piú plausibile è che, ad alcune centinaia di MeV, si formino degli stati intermedi dovuti all'eccitazione collettiva di sistemi " Δ -lacuna" (Risonanza Isobarica Gigante, GIR), i quali decadono successivamente, attraverso l'emissione di un pione reale, allo stato fondamentale o a quelli di piú bassa energia di eccitazione del nucleo D (parte destra della figura).

Questo meccanismo è molto simile a quello della cosiddetta "fusione fotonica", riprodotto nella parte sinistra della figura, dove sono le ben note eccitazioni collettive di sistemi "particella-lacuna" (Risonanza Gigante, GR) a comportarsi come stati intermedi.

Nella figura 2.3 sono riportati i risultati ottenuti dallo studio a basse energie della reazione di fusione



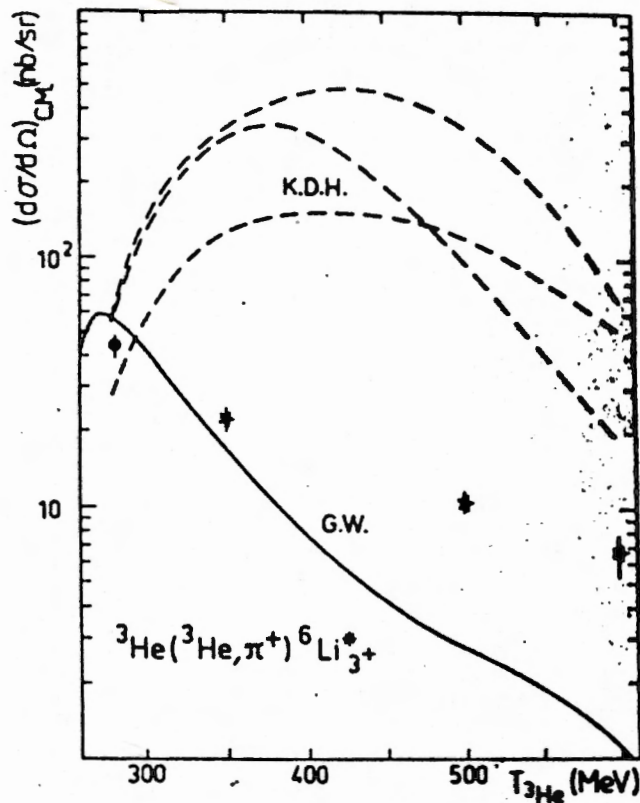


Fig. 2.3 - Andamento della sezione d'urto della reazione di fusione ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}\rightarrow{}^6\text{Li}+\pi^+$, in funzione dell'energia cinetica posseduta dallo ione incidente

Questi dati si collocano a metà fra le previsioni del modello GIR e quelle di un modello "ad hoc" basato sul cosiddetto "diagramma a triangolo" elaborato da Germond e Wilkin ed illustrato nella fig. 2.4. In esso le ampiezze relative ai tre vertici possono essere determinate empiricamente dalle rispettive reazioni libere.

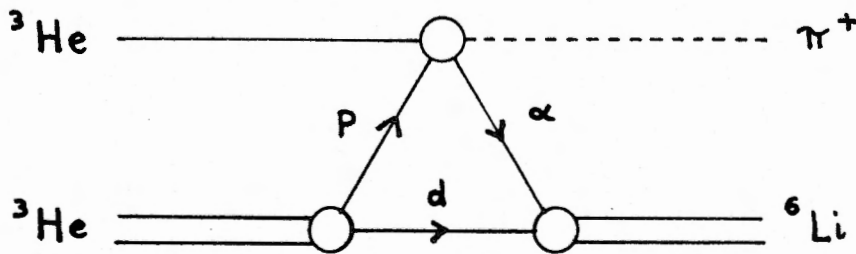


Fig. 2.4 - Diagramma a triangolo per la reazione di fusione ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}\rightarrow{}^6\text{Li}+\pi^+$

I risultati ottenuti in recenti esperimenti sembrano, tuttavia, essere a netto favore del modello GIR.

Le reazioni



sono state studiate in corrispondenza di un'energia cinetica dello ione incidente di 910 MeV (303 MeV/nucleone)⁶. La figura 2.5 mostra lo spettro in energia misurato per i pioni emessi nelle reazioni sopra riportate, in corrispondenza di una sezione d'urto dell'ordine del pb/sr, la più bassa fino ad ora misurata per reazioni nucleari indotte da ioni. Si può notare una debole produzione di stati finali legati ed una produzione preferenziale di stati discreti e non legati, che molto probabilmente possono essere identificati come stati di eccitazione collettiva "particella-lacuna".

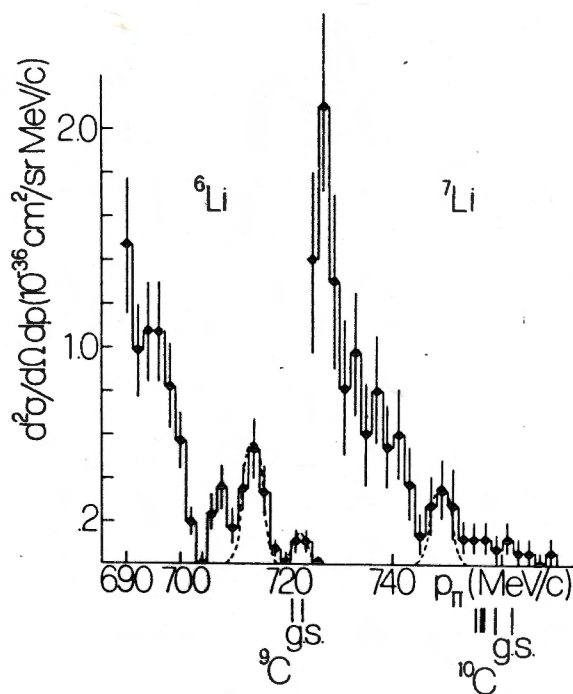


Fig. 2.5 - Spettro misurato dei pioni emessi da bersagli di ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$ bombardati con ioni ${}^9\text{He}$ di 910 MeV. I trattini al di sotto dell'asse degli impulsi indicano i valori dell'impulso del pione corrispondenti alla formazione di ${}^9\text{C}$ e ${}^{10}\text{C}$ in livelli conosciuti. Le curve tratteggiate rappresentano i fit gaussiani dei picchi osservati, tenendo conto della risoluzione con cui è stato misurato l'impulso.

La struttura di questi stati è la più simile a quella degli stati di eccitazione collettiva " Δ -lacuna genitore" (si ha soltanto l'emissione di un pione, senza peraltro mutare la natura dell'eccitazione), e la loro produzione preferenziale sembrerebbe appunto essere una conferma della validità del meccanismo di reazione proposto nell'ambito del modello GIR, anche se non esistono ancora calcoli precisi. A ciò si aggiunge il fatto che l'applicazione del "diagramma a triangolo" alla reazione di produzione "doppiamente coerente" di pioni negativi indotta da ioni leggeri è molto difficile, se non addirittura impossibile.

2.2. LA RISONANZA Δ^{++}

La risonanza $\Delta^{++}(1236)$ riveste un'importanza storica notevole poichè, dall'analisi delle proprietà di simmetria della sua funzione d'onda, emerse la necessità di introdurre un nuovo numero quantico: il colore.

Attualmente lo studio della risonanza Δ^{++} è finalizzato alla comprensione dell'interazione Δ -nucleone. A questo scopo è di particolare interesse l'osservazione della reazione di produzione diretta, indotta da ioni di ${}^3\text{He}$ con un'energia cinetica di 2 GeV:



Se il bersaglio è costituito dal protone, si ha la reazione di produzione "libera", caratterizzata dal fatto di essere molto "pulita", il che significa che la Δ^{++} viene prodotta quasi senza "rumore di fondo" dovuto a reazioni parassite. Quando al protone viene sostituito un nucleo (che può variare dal ${}^{12}\text{C}$ al Pb) si nota che l'andamento della sezione d'urto differenziale presenta sempre un massimo ben pronunciato, ma centrato sistematicamente in dietro di circa 70 MeV rispetto a quello osservabile nel caso della reazione di produzione "libera", come si può vedere nella figura 2.6

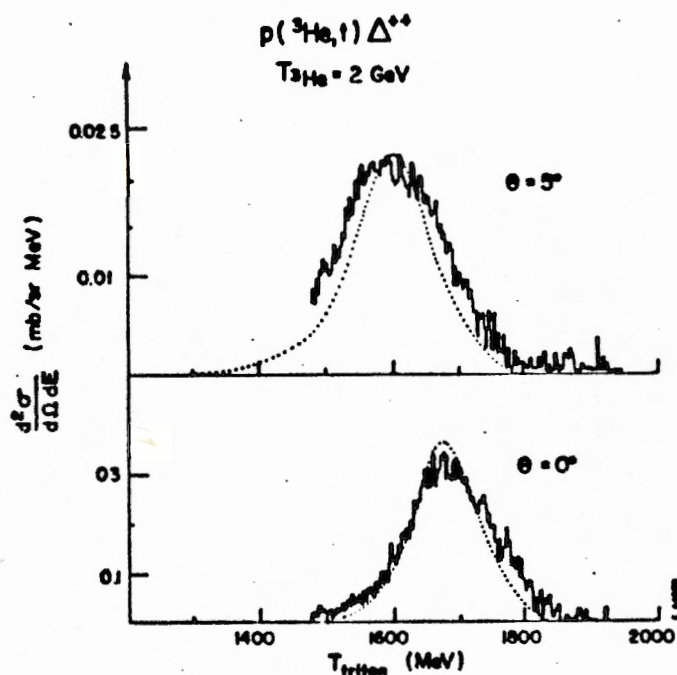


Fig. 2.6 - Andamento della sezione d'urto della reazione di produzione della risonanza Δ^{++} nel caso "quasi libero" e "libero", rispettivamente

L'analisi degli andamenti delle sezioni d'urto differenziali, riportati nella figura 2.7, non è però sufficiente per poter comprendere se la produzione della Δ^{++} sia "quasi libera" o "collettiva", cioè se solo un nucleone sia coinvolto nell'interazione o se tutto il nucleo contribuisca in modo coerente alla sua formazione.

Una volta chiarito quale meccanismo entra in gioco, queste misure potrebbero essere molto utili alla comprensione delle interazioni Δ -nucleone all'interno dei nuclei e, sottratti gli effetti dovuti al mezzo nucleare, delle interazioni Δ -nucleone "libere".

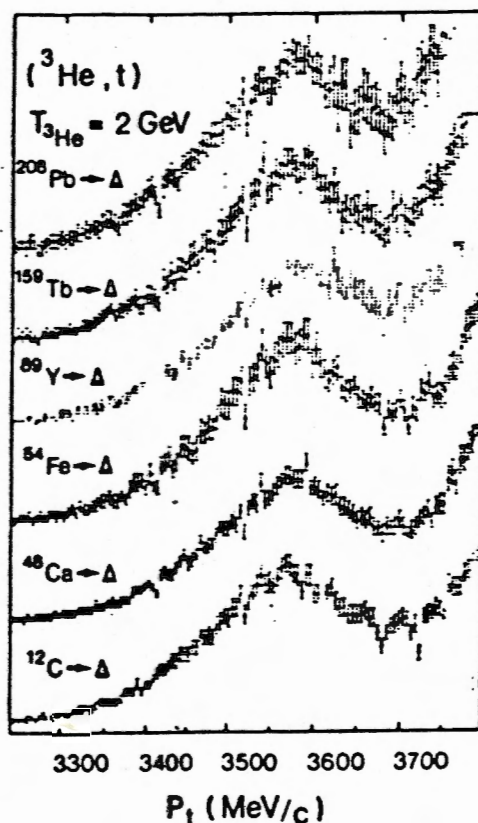


Fig. 2.7 - Andamenti della sezione d'urto della reazione ${}^3\text{He}+A\rightarrow{}^3\text{H}+X$

2.3. LE INTERAZIONI Δ - Δ

L'interazione Δ - Δ viene chiamata in causa per spiegare l'assorbimento di pioni da parte di un nucleo. Per ragioni legate alla conservazione dell'energia e dell'impulso, il risultato di questo processo è generalmente l'emissione di due nucleoni. Se infatti consideriamo per semplicità l'assorbimento di un pione in quiete, questo possiede un'energia di riposo di circa 140 MeV. Se il pione interagisse con un solo nucleone, questo per poter appunto permettere la conservazione di energia ed impulso, dovrebbe venire emesso con un momento molto elevato. E' molto più probabile, quindi, che siano due nucleoni correlati ad essere coinvolti nell'interazione.

Tuttavia, quando come bersaglio si utilizza un nucleo pesante, si osserva sperimentalmente l'emissione preferenziale di quattro nucleoni. Tutto ciò si può spiegare ipotizzando la formazione di risonanze Δ all'interno del nucleo, secondo il meccanismo illustrato nello schema riportato nella figura 2.8.

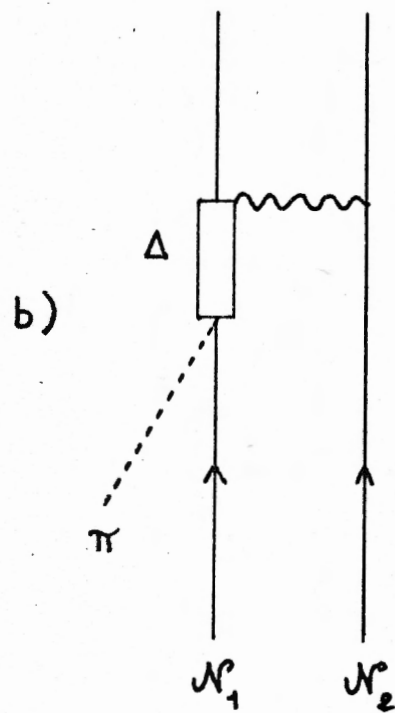
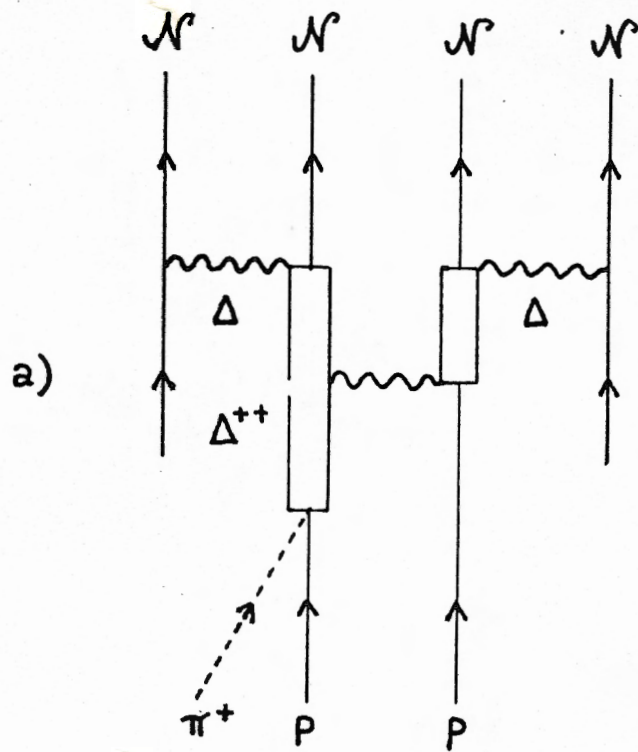


Fig. 2.8 - Meccanismi di reazione ipotizzati per spiegare l'emissione di 4 nucleoni da parte di nuclei pesanti, in seguito all'assorbimento di mesoni π

Nel caso del primo diagramma viene ipotizzata la formazione di due risonanze Δ all'interno del nucleo, mentre il secondo schema prevede la formazione di una sola risonanza Δ e la successiva ridiffusione di entrambi i nucleoni coinvolti nell'interazione. Tenendo però conto del fatto che, per i valori di energia in gioco, il libero cammino medio di un nucleone in un nucleo è piuttosto lungo, la probabilità che ci si trovi di fronte al meccanismo illustrato dal diagramma b) è veramente molto bassa.

Uno sviluppo dal punto di vista teorico del modello che prevede la formazione di due risonanze Δ , integrato da contributi di carattere sperimentale, potrebbe quindi portare a ricavare l'ampiezza, $f_{\Delta\Delta}$, dell'interazione Δ - Δ .

2.4. LE REAZIONI DI DOPPIO SCAMBIO CARICA INDOTTE DA MESONI π

Fra le varie reazioni nucleari indotte dai pioni, occorre individuare quelle che possono mettere in evidenza, con la minima ambiguità possibile, gli effetti dovuti alla presenza delle risonanze Δ all'interno dei nuclei.

Le reazioni di Doppio Scambio Carica sembrano essere le più indicate, in quanto coinvolgono necessariamente due nucleoni.

Non è detto però che tutti gli stati finali eccitati dei nuclei bombardati con pioni siano degli stati isobari analoghi³.

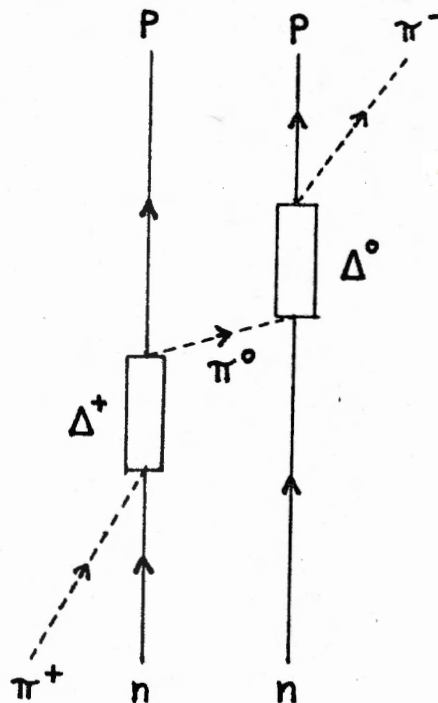


Fig. 2.9 - Meccanismo di reazione ipotizzato per le reazioni di doppio scambio carica indotte da mesoni π che inducono transizioni a stati isobarici doppiamente analoghi nei nuclei bombardati

Nel caso di transizioni a stati isobarici doppiamente analoghi, il meccanismo di reazione ipotizzato, illustrato nello schema riportato nella figura 2.9, prevede due reazioni di scambio carica successive, che coinvolgono due nucleoni correlati, vale a dire con funzioni d'onda analoghe per quel che riguarda la parte spaziale e quella relativa allo spin.

Poichè la probabilità che il processo descritto abbia luogo, è tanto più alta quanto maggiore è l'energia disponibile, il modello prevede che la relativa sezione d'urto cresca monotonicamente con l'energia cinetica del pione incidente e che il suo andamento non presenti un picco in corrispondenza del valore dell'energia di 180 MeV (la cosiddetta risonanza (3.3)), in conseguenza del fatto che i nucleoni coinvolti sono, come già detto, correlati. Inoltre la sezione d'urto dovrebbe essere legata ad A, N e Z dalla formula

$$\sigma(A) \propto (N-Z)(N-Z-1) / A^{-10/3} \quad (2.4.1)$$

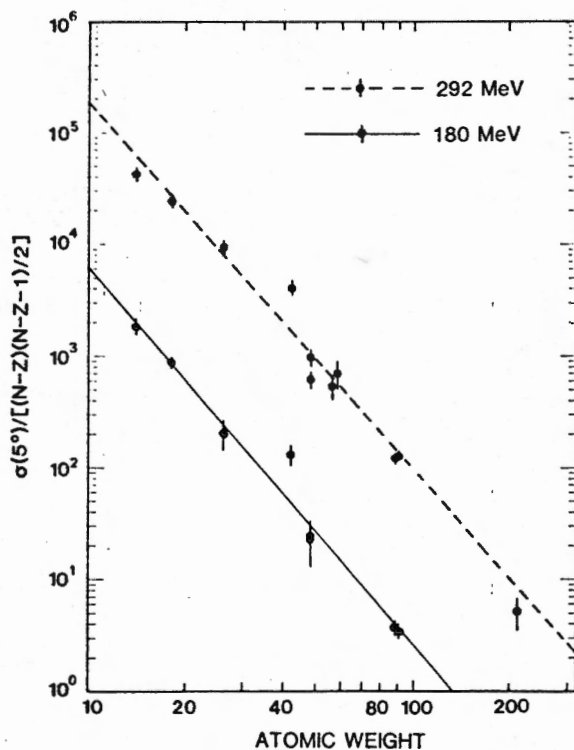


Fig. 2.10 - Confronto fra le previsioni teoriche e i valori misurati della sezione d'urto di reazioni di doppio scambio carica, indotte da pioni, che causano transizioni a stati isobarici doppiamente analoghi nei nuclei bersaglio (da K.K. Seth, Proceedings PANIC (North-Holland Publishing, 1984), F22)

L'accordo fra predizioni teoriche e risultati sperimentali è, come si può constatare dalla figura 2.10, sorprendentemente buono. Tuttavia in alcune transizioni l'andamento della funzione di eccitazione presenta una struttura in corrispondenza a $T_{\pi} = 180$ MeV.

Nel caso di transizioni a stati non analoghi i risultati sperimentali non si accordano con quanto predetto dalla teoria: la sezione d'urto per questi processi dovrebbe essere più bassa di un fattore dieci rispetto a quella prevista per le transizioni a stati doppiamente analoghi, mentre sperimentalmente si misura all'incirca la stessa sezione d'urto in entrambi i casi. Inoltre, nell'andamento delle funzioni di eccitazione è presente un picco centrato sul valore di energia di 180 MeV.

Per interpretare questi risultati sperimentali si è allora elaborato un modello che vede coinvolto nell'interazione un solo nucleone, così come illustrato negli schemi riportati nella figura 2.11.

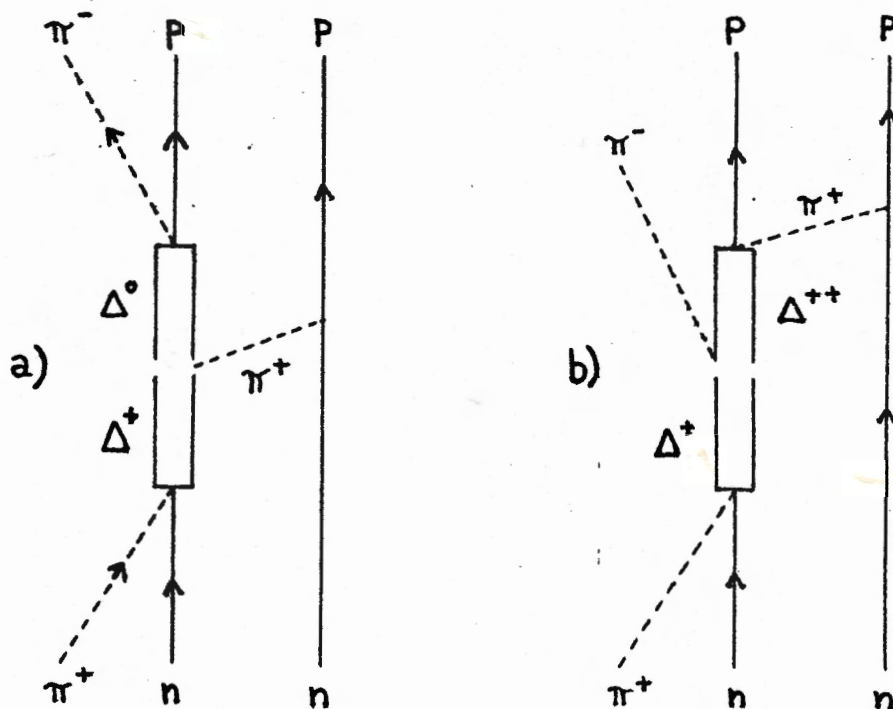


Fig. 2.11 - Meccanismi di reazione esotizzati per le reazioni di doppio scambio carica indotta da mesoni π , che inducono transizioni a stati non analoghi nei nuclei bombardati

Se questo meccanismo di reazione fosse confermato, si avrebbe a disposizione il metodo "più pulito" ed efficace per lo studio delle interazioni Δ -nucleo e Δ -nucleone.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, in "Perspectives of Nuclear Physics: the role of the hadronic probes", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986), pp. 223-233
- 2) T. Bressani, in "Perspectives of Theoretical Nuclear Physics", Proceedings della Conferenza tenutasi a Cortona dal 16 al 18 settembre 1985, editi da L. Bracci et al. (ETS Editrice, Pisa, 1986), pp. 75-83
- 3) K. K. Seth et al., Phys. Lett. 155B (1985) 339
- 4) W. Weise, in Proceedings of the Ninth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, tenutasi a Versailles dal 6 al 10 luglio 1981, editi da P. Catillon, P. Radvanyi e M. Porneuf, Nucl. Phys. A374 (1982), pp. 105-519
- 5) M. G. Hüber e M. Dilling, in Proceedings on High Resolution Heavy Ion Physics, editi da M. Martinot e C. Volant (non pubblicati)
- 6) K. Klingenbeck, M. Dilling e M. G. Hüber, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1654
- 7) T. Bressani et al., Phys. Rev. C30 (1984) 1745
- 8) E. Predazzi, in "Hadron spectroscopy. A relativistic quark-diquark model", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North-Holland Publishing, 1986), pp. 103-116

3. QUARKS NEI NUCLEI

Nella fisica nucleare tradizionale il nucleo è visto come un insieme di nucleoni interagenti fra loro per mezzo di forze descrivibili attraverso lo scambio di bosoni (One Boson Exchange Model). Tale modello descrive bene la parte a lungo range (>1 fm) dell'interazione Nucleone-Nucleone mentre a distanze di interazioni inferiori sorgono nuovi fenomeni che richiedono nuove idee per la loro comprensione.

La constatazione che i nucleoni sono particelle composte da altre particelle elementari (quarks) ed il successo della QCD per descrivere fenomeni ad alte energie hanno portato naturalmente a chiedersi se non sia necessario estendere questa descrizione alle basse energie ed ai nuclei. Recenti tentativi di descrivere la parte a corto range dell'interazione N-N utilizzano infatti modelli a quarks o a "sacche" (bags) di quarks. In questo caso i nucleoni sono considerati come costituiti da sacche di quarks che, a causa del confinamento dei quarks stessi, si comportano per grandi distanze (>1 fm) come barioni interagenti nel modo convenzionale attraverso lo scambio di bosoni, mentre a distanze più corte (<1 fm) le sacche si possono parzialmente sovrapporre o perfino fondere per formare sacche a 6 o più quarks. Secondo la QCD il campo dell'interazione forte è il campo gluonico accoppiato al colore dei quarks: in questi modelli la "forza nucleare" è il residuo della forza forte del nucleone, neutro come colore.

Sono evidenti le grosse difficoltà che si incontrano nell'estendere la descrizione delle interazioni elementari tra particelle al complesso sistema nucleare, difficoltà dovute al crescere della costante di accoppiamento $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ a basse energie e quindi all'applicabilità dei metodi perturbativi.

Attualmente non è ancora chiaro se l'introduzione dei quarks e della QCD per descrivere i nuclei sia un metodo elegante, anche se estremamente complicato, per unificare la fisica delle particelle elementari e la fisica nucleare, o invece sia effettivamente un metodo capace di descrivere fenomeni e proprietà non spiegabili con il metodo tradizionale dei modelli a O.B.E.

La più chiara indicazione dell'esistenza dei quarks nei nuclei è data dal famoso effetto EMC che rivela una differenza nella struttura di nucleoni liberi o legati per mezzo di scattering profondamente inelastico con sonde elettro-deboli. Tale effetto fu scoperto casualmente nel 1982

dalla European Muon Collaboration, da cui derivò il nome, notando che nel deep-inelastic scattering di μ il rapporto tra la sezione d'urto su deutone e quella su ferro non è costante ma dipende dalla variabile x definita come la frazione di impulso del nucleone portata dal singolo quark (v. figura 3.1).

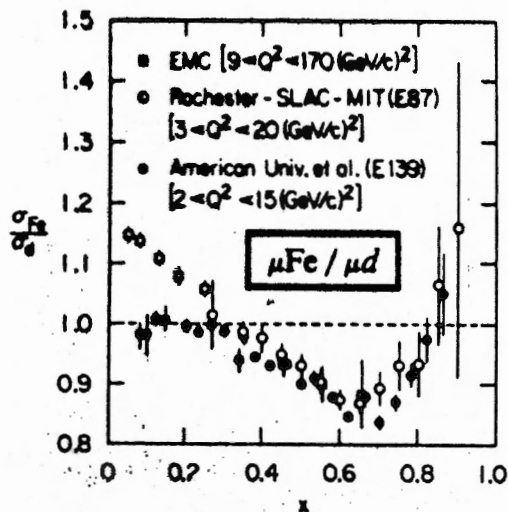
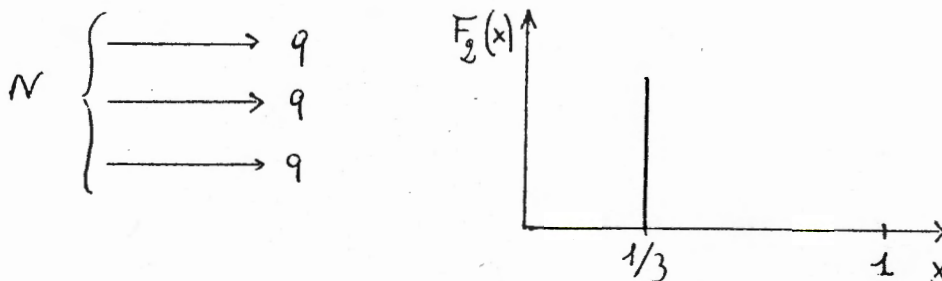


Fig. 3.1 - Effetto EMC da: Particle Properties data Booklet 1984, p. 137

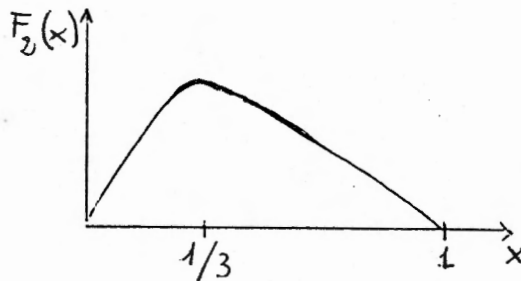
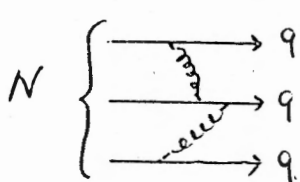
Un effetto dello stesso tipo era già stato osservato circa 10 anni prima a Dubna con protoni invece che con μ , ma fu interpretato diversamente a causa dell'uso di sonde adroniche che portano a risultati più complessi rispetto alle sonde elettro-deboli.

Che i quarks esistano nei nuclei è dunque ovvio! Meno ovvio è invece che la loro distribuzione di momento interno sia diversa da quella che essi hanno nel nucleone libero; l'interpretazione dell'effetto EMC non è ancora oggi chiara tenuto conto anche del fatto che i risultati sperimentali successivi sembrano evidenziare meno il fenomeno. Se si considera la funzione di struttura $F_2(x)$ del nucleone, dove x è la frazione di momento del nucleone portata da un quark, si possono distinguere 3 casi:

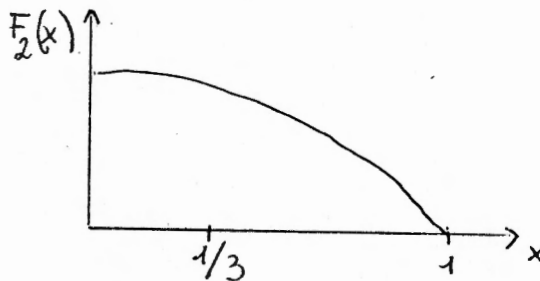
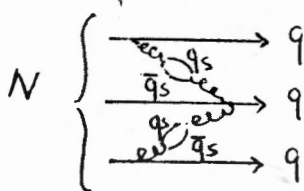
a) in un nucleone i quarks sono fermi tra loro:



b) i quarks interagiscono scambiandosi gluoni:



c) i gluoni possono dar origine a coppie di quarks virtuali $q\bar{q}$ (sea quarks):



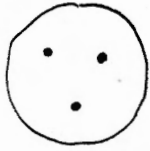
Sperimentalmente si osserva la sovrapposizione delle configurazioni b) e c). Per distinguere tra b) e c) si deve andare a studiare la distribuzione degli \bar{q} nei nucleoni. Le possibili interpretazioni teoriche dell'effetto EMC comprendono i seguenti fenomeni:

- in un nucleo si osserva un aumento dei quarks del mare con conseguente impossibilità di distinguere tra particelle virtuali emesse e riassorbite da uno stesso o da un differente nucleone (corr. di scambio);
- a causa della parziale sovrapposizione dei bags può esserci una percolazione di quarks da un bag all'altro (deconfinamento e possibilità di formazione di strutture a multiquark);
- effetti dovuti alla modificazione della nuvola pionica che avvolge ciascun nucleone;
- infine teorie più semplici fanno intervenire cambiamenti nelle proprietà del nucleone legato rispetto a quello libero (energia di legame, dimensione nucleone ecc.).

Appurato che i quarks esistono nei nuclei si è passati a formulare vari modelli teorici dei nucleoni nei nuclei che tenessero conto di questi nuovi gradi di libertà.

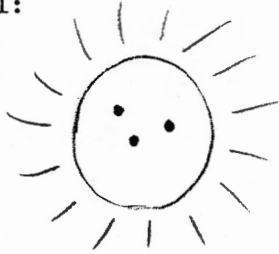
Attualmente i "modelli" a quarks proposti sono i seguenti:

a) MIT bag model (o del confinamento):



i 3 quarks sono liberi di muoversi in una sacca (nucleone) senza alcun tipo di nuvola che la circonda;

b) Cloudy bag model:



il nucleone è del tipo descritto dal modello precedente (MIT bag) ma in più è rivestito da una nuvola pionica. Questo modello tiene conto dei 2 effetti dovuti ai pioni ed ai quarks;

c) CHESHIRE CAT model:



quando il nucleone (sacca a 3 quarks) è legato nel nucleo le sue dimensioni diminuiscono, per così dire la sacca dei quarks si "strizza" e rimane una parte molto piccola dove sono confinati i quarks, circondata da una nuvola non ben definita;

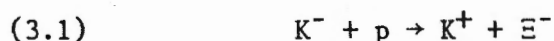
d) SKYRME Soliton model:

introduce configurazioni topologiche dette solitoni o, più comunemente, "Skirmioni".

La trattazione di questi modelli sarà approfondita in altri corsi. Precedentemente si è accennato alla possibilità che i quarks passino da una sacca all'altra, o meglio, di avere una parziale o totale sovrapposizione delle sacche che produrrebbe quindi sistemi a più quarks. Strutture di

questo tipo a 6 quarks (dibarioni) sono state predette da calcoli di QCD nel contesto del MIT bag model; il più famoso di tali dibarioni è la risonanza H, un dibarione strano, che dovrebbe essere uno stato legato $\Lambda\text{-}\Lambda$ ($m_H \sim 2150 \text{ MeV} < 2m_\Lambda$) composto da 6 quarks (2u, 2d, 2s) tutti nello stato s costituenti un singoletto di colore. Tale particella H dovrebbe essere l'analogo per un sistema di quarks della particella α per un sistema di nucleoni.

Le ricerche fino ad ora svolte hanno portato a risultati negativi, tuttavia non sono state scoraggianti poichè è noto che si tratta di eventi molto rari. Attualmente è stato progettato un esperimento dedicato allo studio di tale particella all'AGS di Brookhaven, esso consiste nello studio delle reazioni:



ottenute con una targhetta a strati di LH_2 e LD_2 .

L'esperimento consiste nella misura di massa mancante attraverso la misura simultanea del momento del K^+ e del n.

Inoltre l'esistenza di questo dibarione strano sembra anche poter spiegare alterazioni di segnali provenienti dalla stella Cygnus X-3; tale ipotesi sembra però essere poco probabile se si considera la vita media della particella in esame.

Sono state svolte anche molte ricerche nel campo dei dibarioni non strani (costituiti solo da quarks u e d). Risultati recenti ottenuti da misure di polarizzazione tensoriale nello scattering di π^+d , mettono in evidenza una struttura per $M=2.14 \text{ GeV}$ (figura 3.2), ma l'interpretazione come risonanza dibarionica non è universalmente accettata.

Inoltre, anche nella reazione ${}^3\text{He}+p \rightarrow d+x$ è stata notata una struttura a $M=2.124 \text{ GeV}$ (figura 3.3), la cui interpretazione rimane tuttavia dubbia: risonanza dibarionica o effetto dell'interazione $\Delta\text{-N}$?

Da questo breve quadro sul nuovo approccio alla fisica nucleare con i quarks appare evidente quanto sforzo deve essere ancora applicato a tale campo della fisica per chiarire quali sono realmente i gradi di libertà necessari alla comprensione delle proprietà nucleari e della natura del

confinamento dei quarks. Lungo questa linea i metodi sperimentali con adroni sono principalmente 3:

- Esperimenti di inserzione che consistono nel sostituire un quark u o d di un nucleo con un quark s "marcato"; ciò che si ottiene sono dei nuclei in cui uno o due nucleoni sono sostituiti da uno o due iperoni (ipernuclei). Il metodo è in linea di principio simile a quello dei "nuclei radioattivi marcati" usato nella fisica molecolare.
- Esperimenti di scattering di K^+ che si inseriscono nel vasto campo dello studio di strutture nucleari per mezzo di scattering con adroni, essendo però il K^+ , come si è già accennato, una sonda privilegiata.
- Esperimenti di annichilazione su nuclei leggeri che offrono la possibilità di studiare l'annichilazione \bar{N} -nucleo in termini di processi elementari tra i quarks costituenti permettendo di mettere in evidenza particolari aspetti della fisica dei quarks in canali di annichilazione semplici ma molto rari.

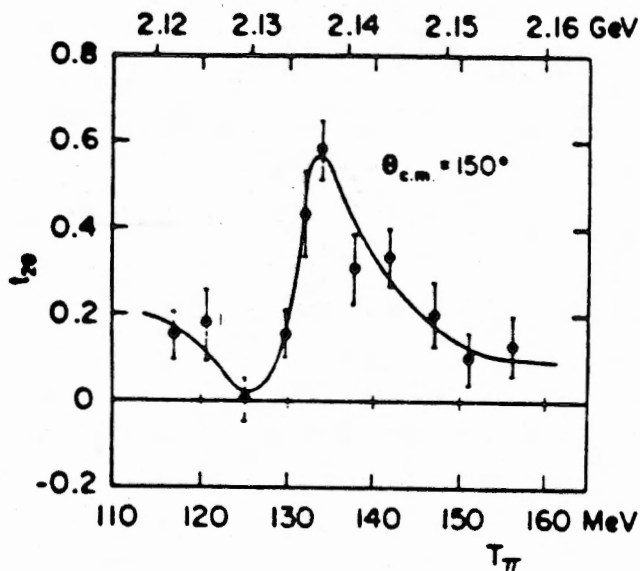


Fig. 3.2 - scattering π^+d (2)

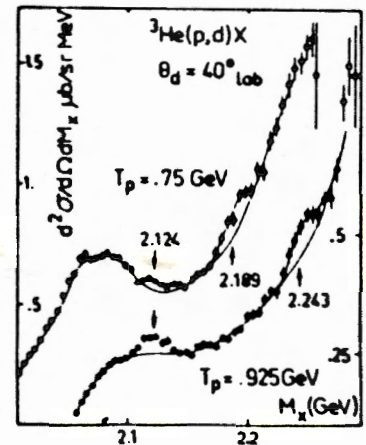


Fig. 3.3 - ${}^3\text{He}p \rightarrow d+x$ (3)

3.1. Fisica degli ipernuclei

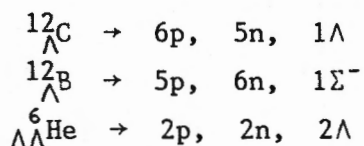
Gli ipernuclei sono nuclei in cui uno o due iperoni (Λ , Σ , Ξ) sostituisce uno o due nucleoni. Le caratteristiche dell'iperone più

leggero, la particella Λ , sono riassunte nella seguente tabella:

massa	$M_{\Lambda} = 1115 \text{ MeV}$
spin e parità	$J^P = \frac{1}{2}^+$
isospin	$I = 0$
stranezza	$S = -1$
vita media	$\tau = 2.6 \times 10^{-10} \text{ s}$
decadimento principale	$\Lambda \rightarrow N + \pi$

Se si considera l'interazione Λ -N "simile", cioè con intensità dello stesso ordine di grandezza di quella N-N, ci si può aspettare l'esistenza di sistemi nucleari in cui uno o più nucleoni sono sostituiti da una o più Λ (ipernuclei). Lo stesso discorso può essere applicato al caso degli altri iperoni.

La simbologia usata nella fisica degli ipernuclei è quella di aggiungere in basso a sinistra del simbolo nucleare il numero ed il tipo di iperone inserito nel nucleo. Per esempio:



I primi ipernuclei Λ furono scoperti nel 1953 da Danysz e Pniewski analizzando eventi di raggi cosmici in emulsioni. Dal 1956 lo studio degli ipernuclei fu iniziato con sistematicità grazie ai fasci di K^- degli acceleratori; fino al 1970 tale studio fu portato avanti esclusivamente con tecniche visualizzanti, emulsioni o camere a bolle.

Dal 1970 in poi, lo studio degli ipernuclei proseguì con nuove tecniche di rivelazione (spettrometri magnetici) grazie al grande sviluppo dei contatori ed alla realizzazione di nuovi e più intensi fasci di K^- . Intorno al 1980 si iniziò a formulare i primi modelli a quarks per gli ipernuclei.

Attualmente la fisica degli ipernuclei è un campo di grande interesse e con importanti possibilità di sviluppo. La ricerca sperimentale si svolge attraverso 2 metodi principali:

- decadimento, che consiste nell'analisi cinematica della disintegrazione dell'ipernucleo (metodo seguito prima degli anni '70 con emulsioni e camere a bolle);

- formazione, che consiste nell'analisi cinematica della reazione di produzione.

I primi ipernuclei scoperti e poi meglio studiati sono gli ipernuclei Λ nel loro stato fondamentale ed in stati eccitati.

3.1.1. Ipernuclei Λ : stato fondamentale

Lo stato fondamentale di un ipernucleo ${}^A_Z\Lambda$ è descrivibile come un nocciolo nucleare composto da $(A-1)$ nucleoni nel loro stato fondamentale ed una Λ nello stato $S_{1/2}$. Fino ad oggi 24 ipernuclei Λ nello stato fondamentale sono stati identificati, principalmente con il metodo della disintegrazione utilizzando emulsioni.

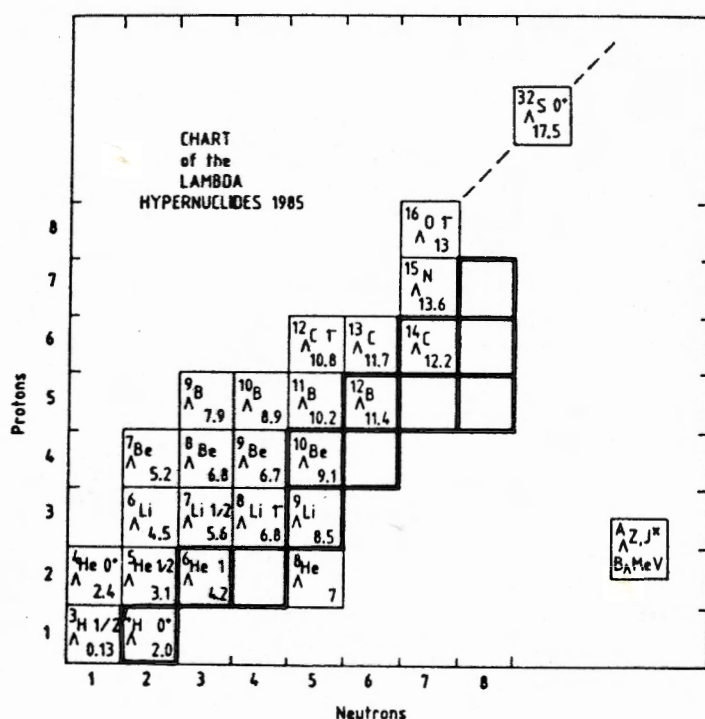


Fig. 3.4 - Tavola degli ipernuclei Λ (4)

Nella figura 3.4 è rappresentata una classificazione degli ipernuclei Λ fino ad ora riconosciuti. Si può notare che sono presenti solo ipernuclei leggeri ($A < 16$); tale limite è dovuto al metodo sperimentale usato che si basa sul riconoscimento ed analisi cinematica dei frammenti di disintegrazione dell'ipernucleo (metodo del decadimento). Al fine di applicare tale metodo è necessario che i frammenti siano tutti carichi e chiaramente identificabili nell'emulsione, ovviamente ciò accade tanto più facilmente quanto più i nuclei sono leggeri.

L'energia di legame B_Λ della Λ in un ipernucleo nello stato

fondamentale è definita come:

$$(3.1.1.1) \quad B_{\Lambda}(s.f.) = M_{\text{nocc.}} + M_{\Lambda} - M_{\text{ip.}}$$

dove $M_{\text{nocc.}}$ è la massa del nucleo $(A-1)Z$ nel suo stato fondamentale, M_{Λ} è la massa della Λ mentre $M_{\text{ip.}}$ è la massa misurata per gli ipernuclei rappresentati nella figura 3.4 con $A < 16$. Le energie di legame per questi ipernuclei sono riportati nella figura 3.5.

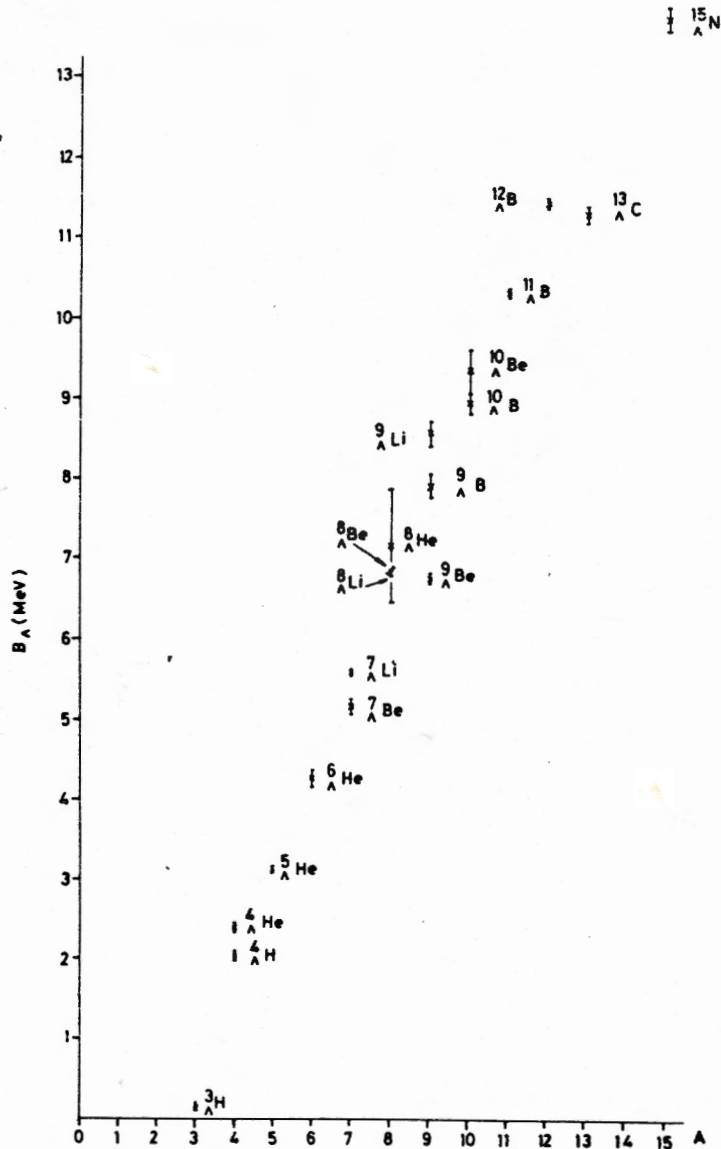


Fig. 3.5 - Energia di legame B_{Λ} in funzione del numero di massa A (5)

Per ipernuclei pesanti è stato determinato come limite superiore: $B_{\Lambda}(\text{ip. pesanti}) = 22.7 \pm 0.4$ MeV. I valori della B_{Λ} ottenuti possono essere riprodotti abbastanza bene da un modello teorico secondo cui la Λ è confinata in una buca di potenziale di raggio R circa uguale al raggio del

nocciolo nucleare R_{nocc} , e di profondità $D_{\Lambda} \approx 27$ MeV, indipendentemente dalla massa dell'ipernucleo. Tale valore è da paragonare ai ≈ 50 MeV della buca di potenziale con cui si descrivono i nuclei pesanti; questa differenza è dovuta alle componenti a lungo range delle interazioni elementari N-N e Λ -N, mentre la parte a corto range è paragonabile.

3.1.2. Ipernuclei Λ : stati eccitati

Schematicamente un ipernucleo Λ può essere quindi rappresentato da 3 buche, una per i neutroni, e una per i protoni come per un nucleo normale, e in più una per le Λ ; nel caso di un ipernucleo nello stato fondamentale i nucleoni e le Λ occupano i livelli più bassi, come è rappresentato nella figura 3.6. Nel caso di un ipernucleo in uno stato eccitato si hanno 3 possibilità, sempre rappresentate nella stessa figura:

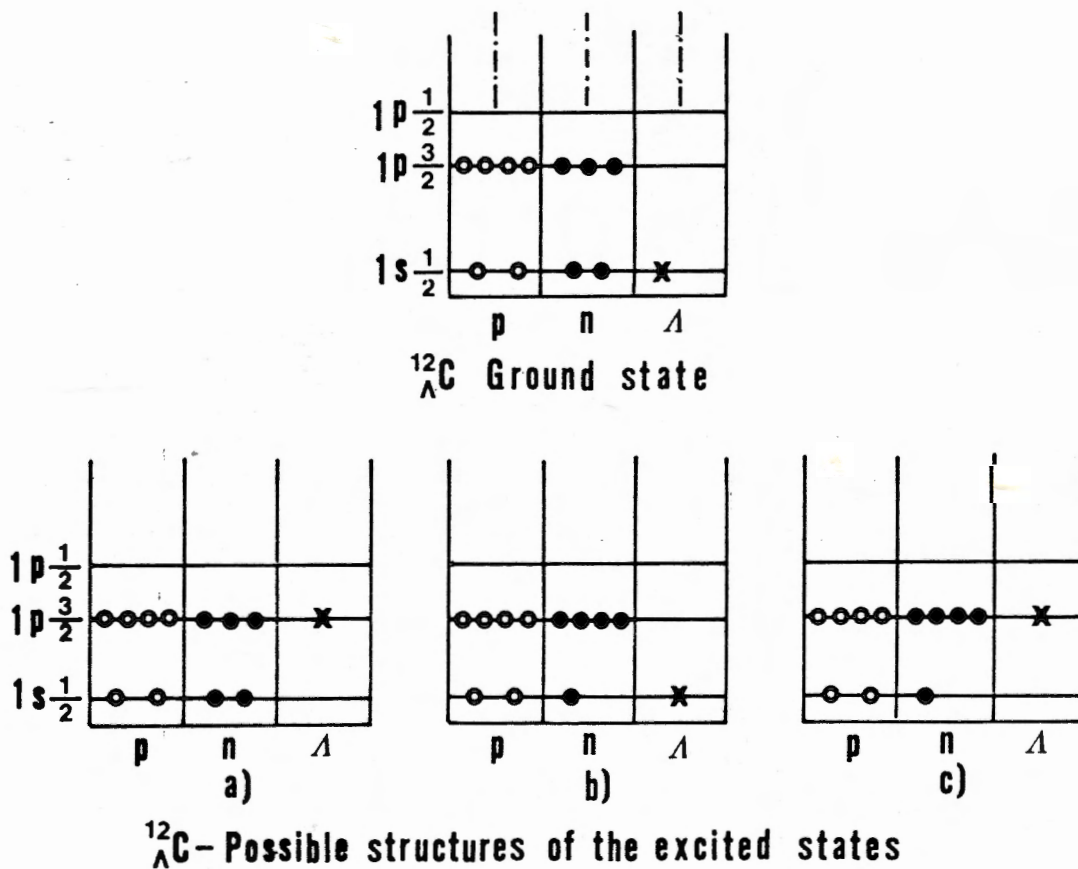


Fig. 3.6 - Stato fondamentale e possibili stati eccitati del $^{12}_{\Lambda}\text{C}$

- a) gli $(A-1)$ nucleoni sono nello stato fondamentale, mentre la Λ è in uno stato eccitato di particella singola;

- b) gli (A-1) nucleoni sono in stato eccitato (di particella singola o collettiva) mentre la Λ è nello stato fondamentale
- c) gli (A-1) nucleoni e la Λ sono contemporaneamente in stato eccitato.

Queste rappresentazioni schematiche, apparentemente semplici, sono piuttosto difficili da isolare da un punto di vista sperimentale, in quanto vi è la possibilità di configurazioni miste.

Per mezzo di spettroscopia γ sono stati studiati stati eccitati di ipernuclei leggeri identificati come miscele di configurazioni a) e b). Inoltre, attraverso esperimenti di formazione di ipernuclei, sono stati anche individuati stati eccitati corrispondenti a miscele di configurazioni a) e c).

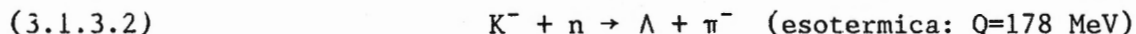
Tra i diversi stati eccitati di un ipernucleo Λ , particolare interesse hanno gli stati sostituzionali descrivibili come il risultato di una "sostituzione" di un neutrone in un nucleo A_Z con una Λ , nella stessa configurazione spaziale e di spin. Un importante risultato dello studio di stati sostituzionali, è che il potenziale di spin-orbita di una Λ in un ipernucleo è quasi nullo in confronto a quello di un nucleone in un nucleo che è invece dell'ordine di 6 MeV, anche questo fatto è imputabile alla differenza delle componenti a lungo range dell'interazione elementare Λ -N da quella N-N.

3.1.3. Ipernuclei Λ : reazioni di produzione

La reazione di produzione più semplice ed anche quella che è stata più studiata è la reazione di "scambio di stranezza" in nuclei:



La reazione libera corrispondente è:



La cinematica di quest'ultima reazione per π^- a 0° (fig. 3. 7), presenta un valore "magico" dell'impulso del K^- ($P_K = 530 \text{ MeV}/c$) per cui la Λ è prodotta a riposo e tutto l'impulso è trasferito al π^- , è chiaro che questo è un metodo ottimo per generare ipernuclei in stati sostituzionali.

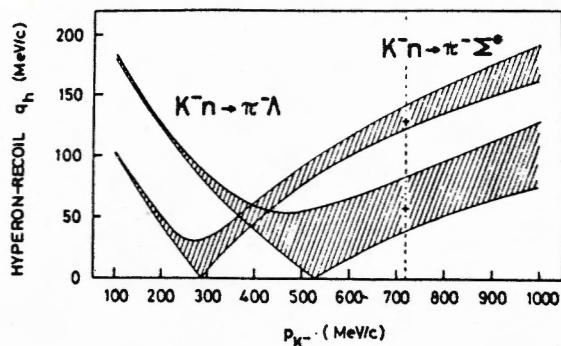


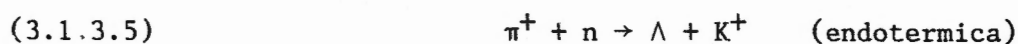
Fig. 3.7 - Cinematica della reazione di produzione della Λ e del Σ^0 . Le zone tratteggiate rappresentano le cinematiche per π^- in avanti con ϑ_π compreso fra 0° linea inferiore e 6° linea superiore.

La sezione d'urto di questa reazione è dell'ordine del mb/sr, necessitano quindi fasci di K^- sufficientemente intensi. Lo studio di questa reazione richiede l'uso di spettrometri magnetici piuttosto sofisticati con buona risoluzione energetica, grande accettazione e possibilità di sopportare alti rates di particelle. Uno di questi spettrometri usati per la fisica degli ipernuclei è, per esempio, SPES II di cui si tratterà nel capitolo dedicato agli apparati sperimentali.

Un'altra reazione usata per la formazione degli ipernuclei Λ è:



a cui è associata la reazione libera:



Per quest'ultima reazione non vi è più un momento "magico" incidente che permetta la produzione di Λ a riposo, come si vede dalla cinematica rappresentata nella figura 3.8, ma l'ipernucleo viene generato in stati eccitati di spin elevato. In questo caso la sezione d'urto risulta più bassa di circa un ordine di grandezza rispetto alla reazione (K^- , π^-) ma i fasci di π^+ sono almeno un ordine di grandezza più intensi di quelli di K^- , perciò le 2 reazioni sono da considerarsi equivalenti.

Molto interessante è anche la produzione di ipernuclei Λ attraverso la reazione (K^- , π^0) su nuclei, poichè permette di formare ipernuclei speculari rispetto a quelli ottenuti dalla reazione (K^- , π^-) per nuclei con isospin nullo.

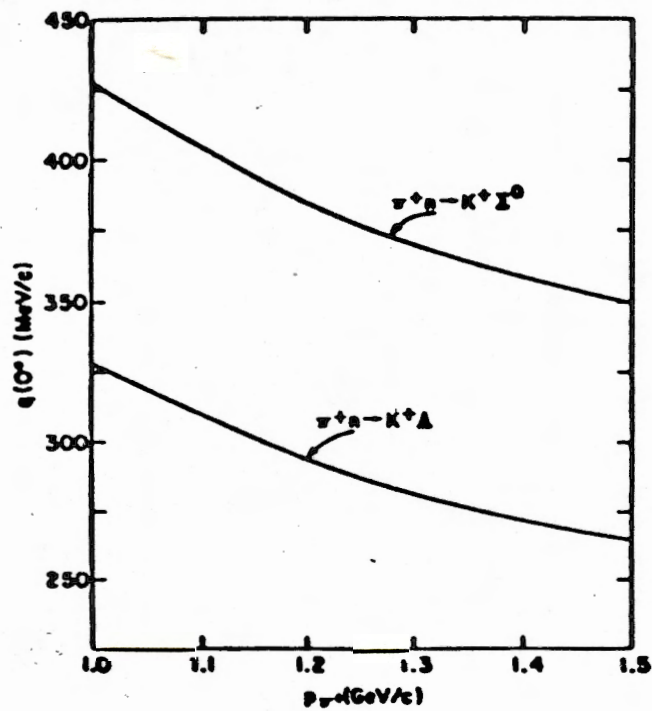


Fig. 3.8 - Cinematica della reazione di produzione della Λ e della Σ^0 con fasci di π^+ a 0°

La relazione che sussiste tra gli ipernuclei ottenuti in queste 2 reazioni è schematizzata nella seguente figura 3.9, per nuclei di ^{12}C :

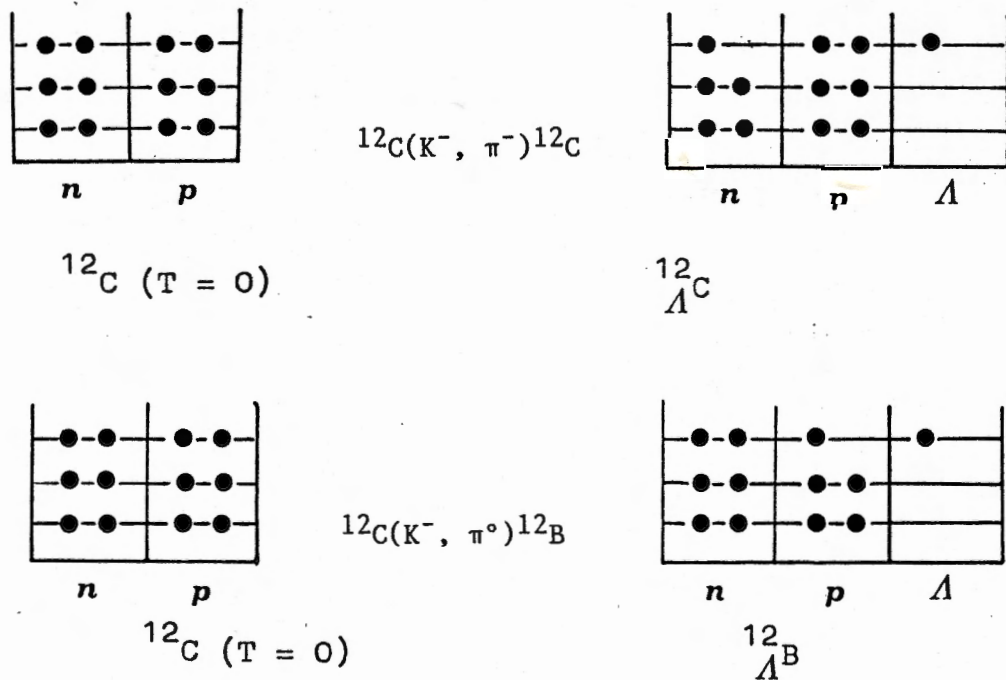
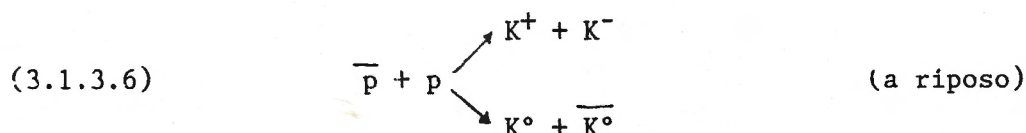


Fig. 3.9 - Confronto fra ipernuclei ottenuti con le reazioni (K^-, π^-) e (K^-, π^0) su ^{12}C

Paragonando gli schemi dei livelli eccitati degli ipernuclei speculari, si possono rivelare effetti di rottura di simmetria di carica; ciò potrebbe mettere in luce una differenza tra le interazioni Λ -n e Λ -p. Lo studio di questa reazione richiede di rivelare il π^0 uscente; questo spiega l'assenza di dati sperimentali dovuta alla difficoltà di realizzare spettrometri per pioni neutri.

Solo da pochi anni esistono spettrometri ad alta risoluzione per mesoni neutri, ve ne è uno a Los Alamos⁹ operante dal 1981; un altro è lo spettrometro PINOT¹⁰ che inizia ora la sua attività nei laboratori di Saclay; essi permettono di iniziare lo studio di questa e di altre interessanti reazioni nella fisica nucleare con sonde adroniche.

Esistono ancora alcuni recenti tentativi di produrre ipernuclei con \bar{p} ; in questo caso la reazione libera è:



K^- e \bar{K}^0 interagiscono nel nucleo stesso.

Ed ancora esistono tentativi con fasci di ioni relativistici che però coinvolgono meccanismi piuttosto complicati.

3.1.4. Ipernuclei Λ : vita media

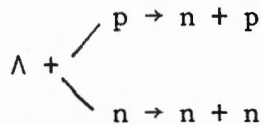
I principali decadimenti dell'iperone Λ libero sono:



I nucleoni prodotti hanno una energia cinetica pari a circa 5 MeV (≈ 100 MeV/c nel sistema del centro di massa, i nucleoni in un nucleo hanno ≈ 200 MeV/c). Quando la Λ è inclusa in un nucleo per formare un ipernucleo, questi decadimenti sono fortemente soppressi per effetto del blocco imposto dal principio di Pauli. Più nucleoni ci sono nell'ipernucleo, minore è il numero degli stati energeticamente accessibili al nucleone prodotto dal decadimento della Λ . Tuttavia, quando la Λ si trova in un ipernucleo, può interagire con i nucleoni del nucleo stesso aprendo altri canali di

decadimento debole:

(3.1.4.1)



senza pioni nello stato finale (decadimento non mesonico). Ci si aspetta quindi un aumento di decadimenti non mesonici rispetto a quelli mesonici con il crescere del numero di massa degli ipernuclei.

I risultati sperimentali sulla vita media degli ipernuclei e sui canali di decadimento sono scarsi ed imprecisi, come si vede nella figura 3.10, da cui sembra che la vita media della Λ in un ipernucleo sia inferiore a quella della particella libera.

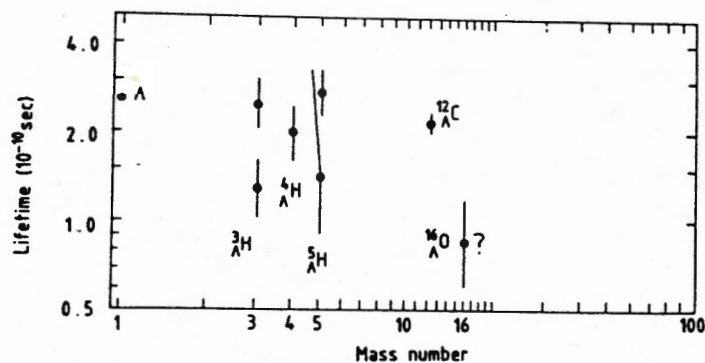


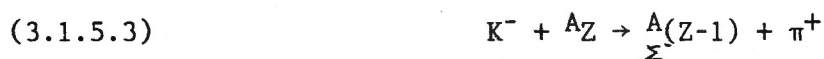
fig. 3.10 - Vite medie di particella Λ e ipernuclei Λ (7)

L'interesse che ha questo tipo di studio è recentemente aumentato, dato che i più moderni modelli nucleari mettono in luce un importante legame tra la vita media τ_{Λ} della Λ in un ipernucleo e l'esistenza di strutture a 6 quarks nei nuclei.

3.1.5. Ipernuclei Σ

La scoperta dei primi ipernuclei Σ è recente (1980), e ciò sembra strano dato che gli iperoni Σ^{\pm} sono, per certi aspetti, simili alla Λ e che la loro esistenza era nota già da lungo tempo. Il motivo di questo ritardo è dovuto al fatto che non si riteneva possibile l'esistenza di ipernuclei Σ in stati di energia ben definita, sperimentalmente identificabili come picchi stretti nelle reazioni di formazione, a causa della reazione di conversione (forte) nella materia nucleare: $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ che porta la vita media

della Σ , legata nei nuclei, a valori dell'ordine di 10^{-22} s invece che 0.8×10^{-10} s (vita media della particella libera). Dal principio di indeterminazione $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ risultava perciò $\Delta E \sim 30$ MeV per un ipotetico stato legato corrispondente ad un ipernucleo Σ . Invece, con grande sorpresa, sono stati scoperti stati stretti di energia ben definita degli ipernuclei Σ attraverso le reazioni di produzione:



Le reazioni libere associate sono:

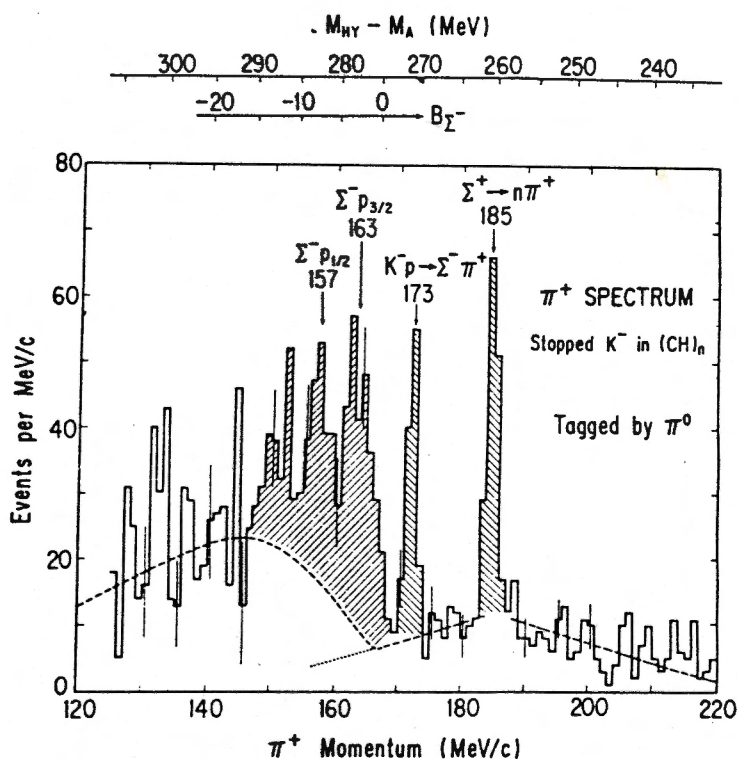


Fig. 3.11 - Spettro di π^+ ottenuto fermando K^- in uno scintillatore plastico (8)

Anche in questo caso, come per la reazione $K^- + n \rightarrow \Lambda + \pi^-$, la cinematica per pioni a 0° presenta un valore "magico" del momento del K^- per cui la Σ viene prodotta a riposo ed il momento incidente è totalmente trasferito al pione uscente. Tale valore è leggermente diverso per i 3 iperoni Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , ma in prima approssimazione vale ~ 280 MeV/c. E' evidente che queste reazioni permettono di formare oltre a normali stati eccitati di ipernuclei Σ anche i particolari stati sostituzionali. La figura 11 rappresenta uno spettro di massa mancante per la reazione (K^- , π^+) su $(CH)_n$ in cui è visibile la formazione dell'ipernucleo ^{12}B in diversi stati.

3.1.6. Doppi ipernuclei $\Lambda\Lambda$

Due eventi dovuti all'esistenza di doppi ipernuclei $\Lambda\Lambda$, ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ (${}_{\Lambda\Lambda}^{11}\text{Be}$), sono stati scoperti nel 1963 con emulsioni esposte a raggi cosmici. Come interpretazione di tali eventi fu proposto un meccanismo di reazione a due stadi:

- 1 - Produzione di Ξ^- ($S=-2$)
- 2 - Interazione della Ξ^- in un nucleo della emulsione e formazione del doppio ipernucleo $\Lambda\Lambda$: $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda$, con conseguente decadimento delle Λ in $p + \pi^-$ attraverso cui il doppio ipernucleo è stato identificato.

Utilizzando fasci di K^- e tecniche di rivelazione con contatori, si possono individuare stati di doppi ipernuclei con la reazione:



Tuttavia, data la piccola $d\sigma/d\Omega$ (3 ordini di grandezza inferiore alla sezione d'urto per la produzione di un ipernucleo Λ) non basta l'intensità dei fasci di K^- esistenti. Questo giustifica la mancanza di dati sperimentali con contatori riguardanti i doppi ipernuclei.

Lo studio di queste strutture nucleari permetterebbe di ricavare informazioni sull'interazione elementare $\Lambda-\Lambda$. Il "prototipo" degli ipernuclei $\Lambda\Lambda$ potrebbe essere considerata la particella $H(\Lambda\Lambda)$, uno stato legato $\Lambda-\Lambda$, di cui si è già accennato precedentemente.

3.1.7. Ipernuclei e modelli a quarks

Come già stato sottolineato precedentemente, oggi si intende affrontare lo studio della fisica nucleare a partire dalle proprietà e dalle interazioni delle particelle elementari (i quarks) descritte dalla

QCD.

Proprio la fisica degli ipernuclei, in cui un quark s, per così dire "marcato", viene inserito in un insieme di quark u e d, si presta bene alla comprensione di questi nuovi gradi di libertà.

Per esempio, la seguente tabella riassume i potenziali centrali e di spin-orbita dei barioni N, Δ , Λ , Σ , Ξ , ottenuti sperimentalmente e utilizzando il modello a quarks additivo che tiene conto della struttura a quarks dei vari barioni.

Sistema	N	Δ	Λ	Σ	Ξ
Pot. centrale V_c (MeV)	50	30	50	15÷20	
Pot. spin-orbita (sperimentale)	1	1	0	1÷5/3	
Pot. spin-orbita (modello)	1	1	0	4/3	-1/3

(i valori del potenziale di spin-orbita sono normalizzati a quelli del nucleone)

La più importante differenza tra la Λ e la Σ nei nuclei risulta il diverso valore del potenziale di spin-orbita (nullo per la Λ e compreso tra 1 e 5/3 per la Σ) ottenuto sperimentalmente dallo studio di stati sostituzionali dei corrispondenti ipernuclei.

Tale differenza viene spiegata molto semplicemente ed elegantemente dal modello a quark additivo, secondo cui solo i quarks u e d, e non il quark s, contribuiscono al potenziale di spin-orbita.

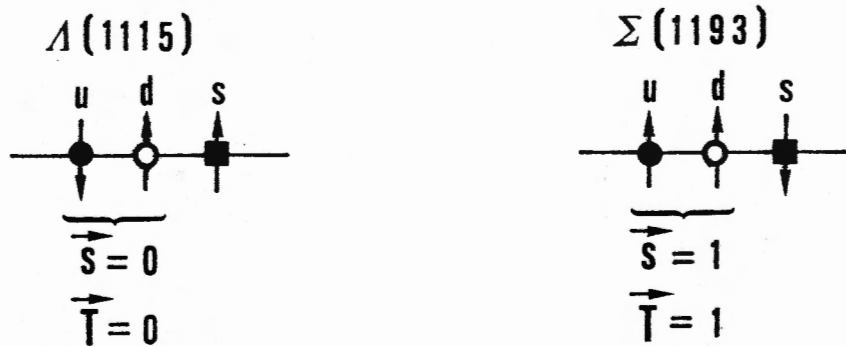


Fig. 3.12 - Strutture a quarks degli iperoni Λ e Σ

Nella figura 3.12 sono rappresentate le strutture a quarks degli iperoni Λ e Σ da cui si vede che i quarks u e d sono accoppiati in modo da formare uno stato $s=0$ e $T=0$ nella Λ e $s=1$ e $T=1$ nella Σ . Segue immediatamente che il potenziale spin-orbita per la Λ risulta nullo, mentre per la Σ diventa $4/3$ di quello per un nucleone, questo perchè vi è un fattore 2 dovuto allo spin della coppia di quarks u e d e un fattore $2/3$ dovuto al fatto che solo due quarks (u e d) su 3 danno un contributo.

Sembra inoltre che vi sia uno stretto legame tra la vita media degli ipernuclei e la probabilità dell'esistenza di configurazioni a 6 quarks nei nuclei:

$$(3.1.7.1) \quad \tau_i = 3 \cdot \left(\frac{0.05}{P_{6q}} \right)^2 \cdot \tau_\Lambda$$

dove τ_i è la vita media di un Λ -ipernucleo, τ_Λ è la vita media dell'iperone Λ libero, ed infine P_{6q} è la probabilità di configurazioni a 6 quarks. Per ora non sembra che P_{6q} sia molto elevata.

Un altro aspetto molto interessante della fisica ipernucleare, che sembra prestarsi bene ad una interpretazione coinvolgente i singoli quarks, è l'energia di legame "anomala" che si ha, per esempio, nell'ipernucleo ${}^5_\Lambda\text{He}$. Infatti, se si descrivono gli ipernuclei in termini di barioni, ovvero considerando i quarks totalmente confinati, l'energia di legame B_Λ dell'ipernucleo ${}^5_\Lambda\text{He}$ risulta superiore a quella trovata sperimentalmente.

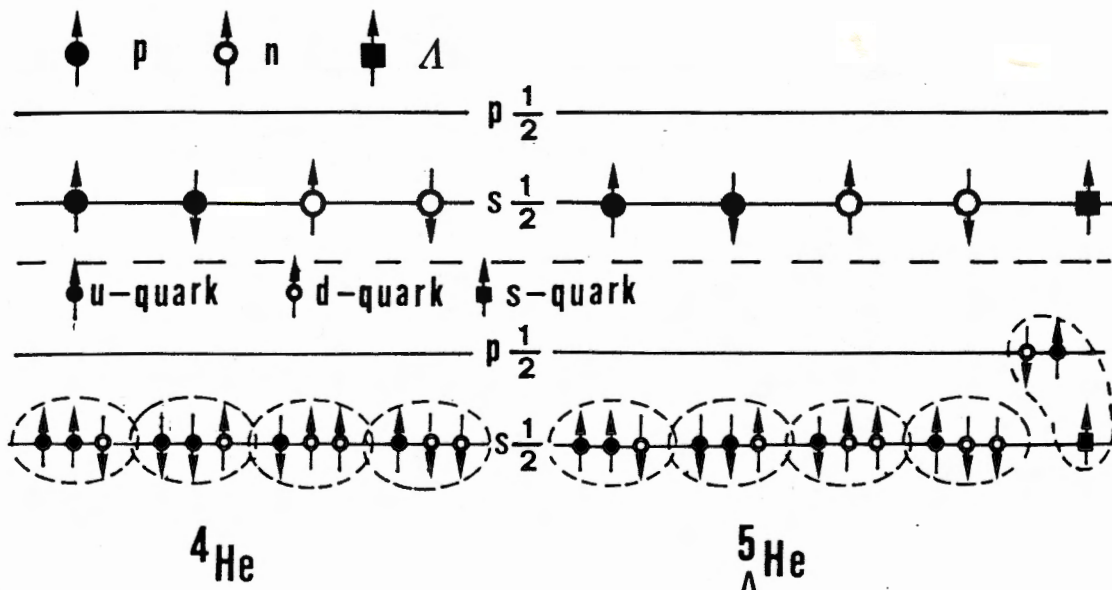


Fig. 3.13 - Configurazioni a barioni e a quarks per ${}^4\text{He}$ e ${}^5_\Lambda\text{He}$

L'estremo opposto della descrizione a barioni, è quella di considerare i quarks completamente deconfinati: non si avrebbero più shells di barioni, ma shells di quarks. La figura 3.13 rappresenta schematicamente questi 2 modi di vedere i nuclei e gli ipernuclei nel caso dell' ${}^4\text{He}$ e dell' ${}^5_{\Lambda}\text{He}$.

Nella parte alta della figura sono riportati gli schemi del modello a barioni (confinamento): tutti i barioni sono disposti sulla stessa shell e non si dovrebbe avere nessuna anomalia nell'energia di legame. Nella parte inferiore della figura sono riportati gli schemi del modello a quarks (deconfinamento): i quarks u e d della Λ non possono stare sulla stessa shell dei quarks u e d dei protoni e neutroni a causa del principio di Pauli, perciò questi risulterebbero più debolmente legati spiegando la diminuzione nell'energia di legame notata sperimentalmente.

3.1.8. Prospettive future

La ricerca sperimentale sugli ipernuclei ha certamente moltissime prospettive future che però richiedono tutte la disponibilità di fasci di K sufficientemente intensi. Tra gli esperimenti di maggiore interesse in questo campo della fisica nucleare si possono ricordare:

- spettroscopia γ dettagliata con esperimenti in coincidenza (K^- , $\pi^- \gamma$);
- ipernuclei speculari con (K^- , $\pi^0 \gamma$), resi realizzabili dalla costruzione di spettrometri per π^0 ;
- (π^+ , K^+) soprattutto su nuclei pesanti per differenze nell'energia di legame B_{Λ} (parziale deconfinamento);
- (K^- , π^-) e (K^- , π^0) a riposo per studiare ipernuclei Σ di cui oggi ancora si conosce poco;
- (K^- , K^+) per studiare ipernuclei con stranezza -2, ipernuclei Ξ e doppi ipernuclei $\Lambda\Lambda$, tale reazione ha però una sezione d'urto molto bassa $d\sigma \sim 10 \text{nb/sr}$ e quindi richiede fasci intensi.

3.2. Esperimenti di scattering di K^+

Lo scattering elastico ed anelastico di adroni su nuclei è di grande interesse poichè, pur essendo molto più complesso dello scattering di elettroni, permette di esplorare la risposta nucleare a sonde con diversa composizione di quarks semplicemente cambiando il fascio incidente (nucleoni, antinucleoni, pioni e K).

Tra i vari adroni il K^+ ha un particolare interesse, infatti esso è l'unico di questi adroni che contiene un quark s (struttura del K^+ : su) che

non può annichinarsi con un quark s reale. Solo configurazioni esotiche ($4q-\bar{q}$) possono contribuire al vertice di interazione, supposto che strutture di questo tipo esistano la loro probabilità è certamente molto bassa.

Al contrario, gli altri adroni, come per esempio il K^- , interagiscono facilmente attraverso risonanze barioniche quali Λ , Σ ecc... Nella figura 3.14 sono rappresentati i diagrammi a quarks delle interazioni K^-p e K^+p dove sono venute visibili queste differenze.

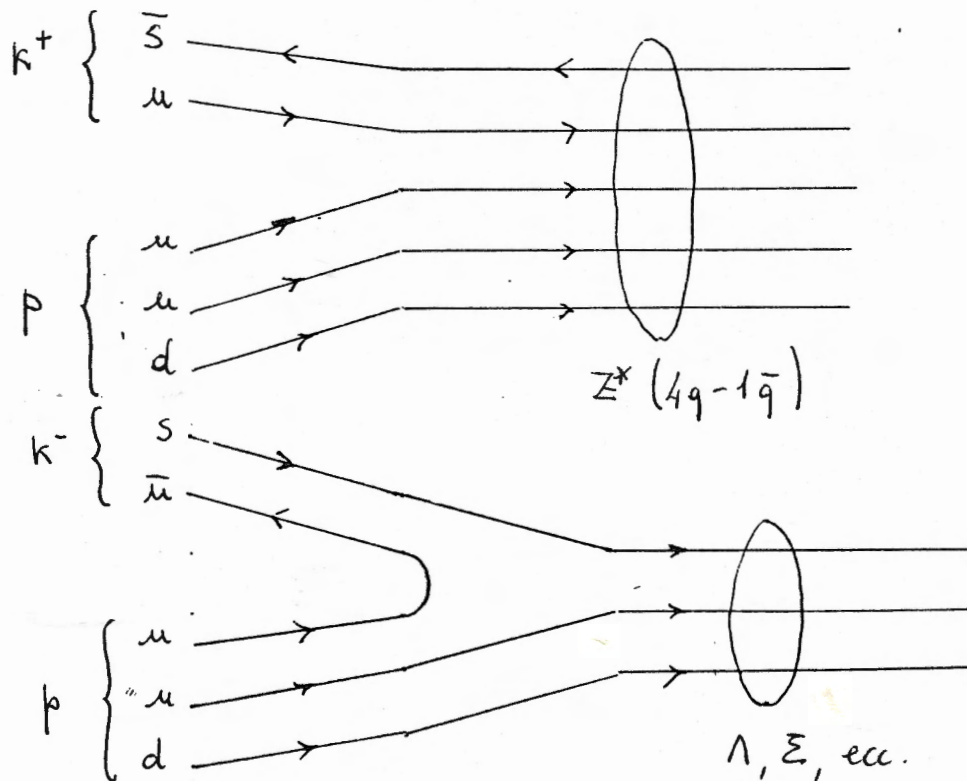


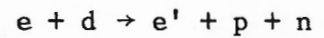
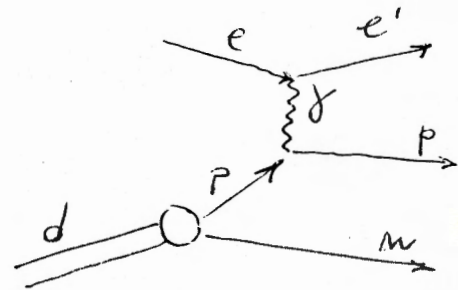
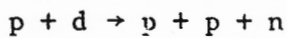
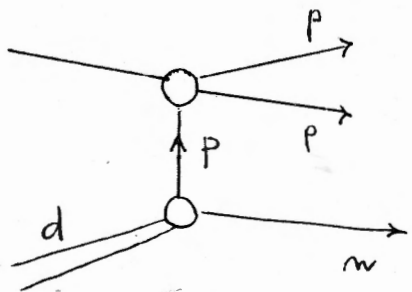
Fig. 3.14 - Diagrammi a quarks delle interazioni K^-p e K^+p

Conseguenza di questa caratteristica del K^+ è che il suo libero cammino medio nella materia nucleare è superiore di quasi un ordine di grandezza rispetto a quello degli altri adroni, fatto già noto da lungo tempo, e di cui si è già trattato nel primo capitolo in riferimento alla fig. 1.4.

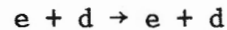
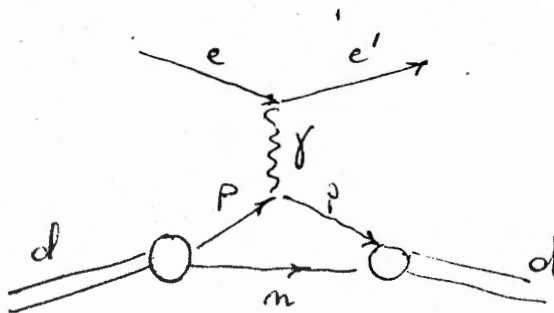
Poichè l'interazione elementare K^+N è ben descritta in termini di distribuzione interna di quarks, si può sperare che lo scattering K^+N dia direttamente la distribuzione dei quarks nei nuclei e non quella dei nucleoni nei nuclei.

3.3. Esperimenti di annichilazione su nuclei leggeri

È già stato notato che la transizione tra la tradizionale descrizione delle interazioni nucleari (O.B.E.) e la moderna descrizione a quarks e gluoni avviene per distanze di interazioni dell'ordine di ~ 1 fm. In esperimenti con nucleoni o con elettroni vi è un passaggio continuo attraverso la "frontiera" tra le 2 descrizioni che porta ad una discrepanza tra modelli e dati sperimentali riguardanti funzioni d'onda ad alto momento trasferito e fattore di forma elastico sempre ad alto momento, come per esempio, nelle reazioni qui di seguito schematizzate:



funzioni d'onda ad alto momento

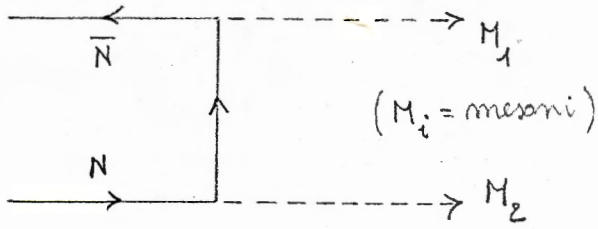


fattore di forma elastico ad alto momento

L'interazione antinucleone-nucleone è invece particolarmente sensibile a questa regione di interfaccia tra le due descrizioni.

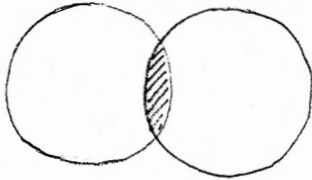
Si possono immaginare 2 modelli per l'annichilazione \bar{N} -N:

- trattare i nucleoni come particelle di Dirac; la distanza di interazione è dell'ordine di $0.1 \div 0.2$ fm ($\sim 1/M_N$):



Questa descrizione non sembra realistica a queste distanze

- trattare i nucleoni come bags di quarks con raggio di annichilazione dell'ordine di ~ 1 fm:



La grande difficoltà è che non si può applicare la QCD perturbativa.

3.3.1. Meccanismi di reazione

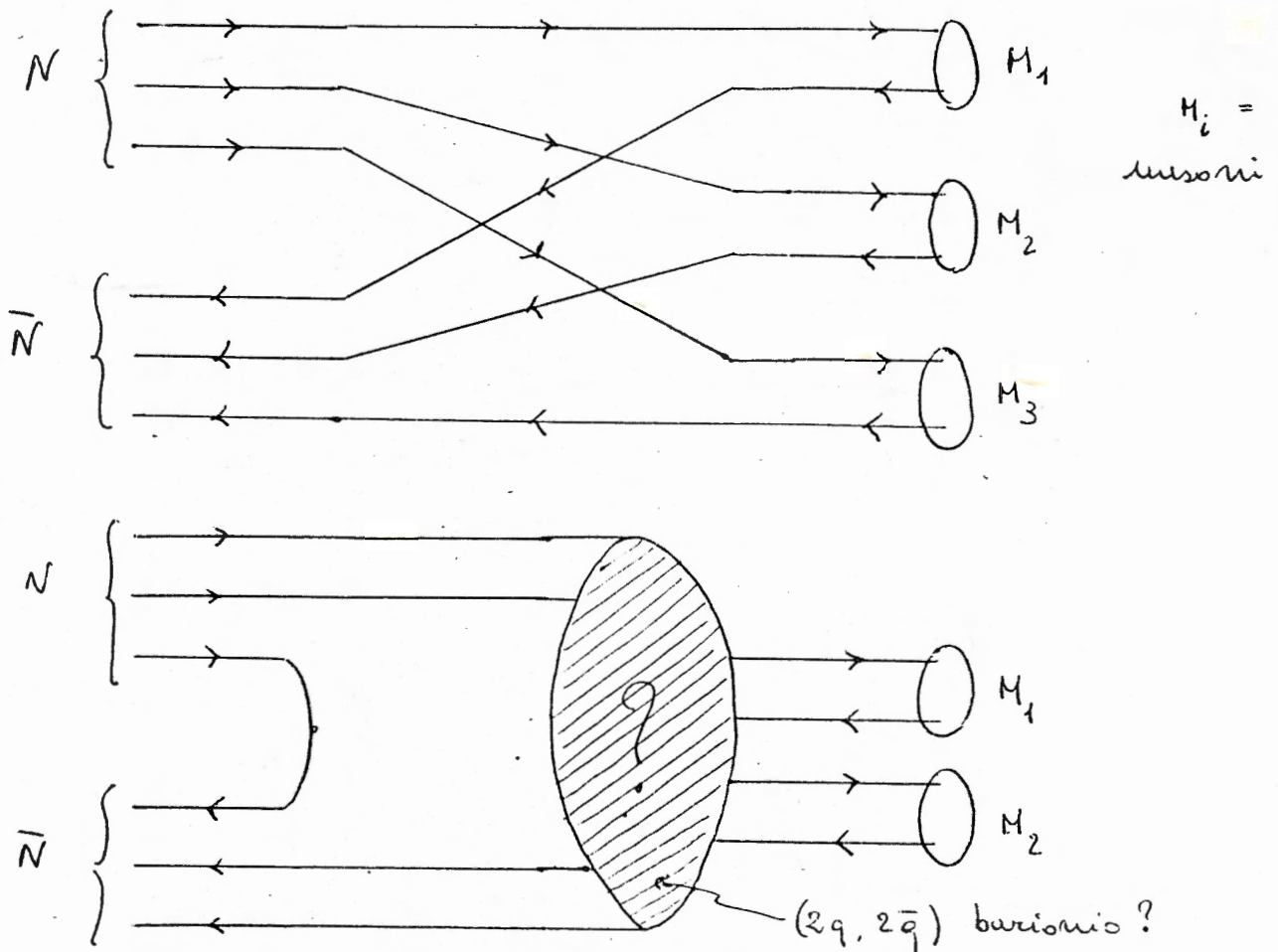


Fig. 3.15 - Schema non relativistico e relativistico per \bar{N} -N

Nel contesto di un modello a quarks esistono 2 possibili schemi di annichilazione \bar{N} -N:

- schema non relativistico in cui si ha un deconfinamento ed un riarrangiamento dei quarks come è rappresentato nella figura 3.15;
- schema relativistico in cui si ha l'annichilazione di una coppia $q\bar{q}$ ed il riarrangiamento dei restanti quarks $(2q, 2\bar{q}) \rightarrow q\bar{q} + q\bar{q}$ con possibile formazione di strutture $(2q2\bar{q})$ (barionio), rappresentato sempre nella stessa figura.

Un metodo per discriminare tra i vari meccanismi di reazione è quello di studiare annichilazioni rare ($\sim 10^{-5}$) su nuclei leggeri. La più semplice di questa è:



Si può assumere che la reazione proceda secondo i seguenti meccanismi rappresentati nella figura 3.16:

- a) annichilazione di due coppie di quarks;
- b) annichilazione di tre coppie più creazione di una coppia di quarks;
- c) un terzo meccanismo in cui il vertice $\bar{n}N \rightarrow \pi^+ M_1$ deriva ancora una da una configurazione $(2\bar{q}, 2q)$.

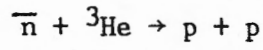
L'importanza dei primi due meccanismi rispetto al terzo dipende criticamente dal raggio del bag che costituisce il nucleone (r_{bag}): se r_{bag} è piccolo, predomina l'ultimo meccanismo (c), mentre se $r_{\text{bag}} \sim 0.5$ fm i primi due diagrammi (a) e (b) sono predominanti. Esiste anche la possibilità di discriminare fra i primi due modelli attraverso l'analisi di un'altra annichilazione rara:



descrivibile solo dal secondo meccanismo (b). Se la sezione d'urto di quest'ultima reazione risulta molto inferiore a quella della reazione precedente, allora il diagramma di riarrangiamento (a) è predominante rispetto a quello di annichilazione (b). Un altro esempio di annichilazione rara da cui si possono ricavare informazioni sulla struttura a quarks dei nuclei è dato dalle reazioni:



(3.3.1.4)



I diagrammi elementari a quarks per queste reazioni sono rappresentati nella figura 3.17.

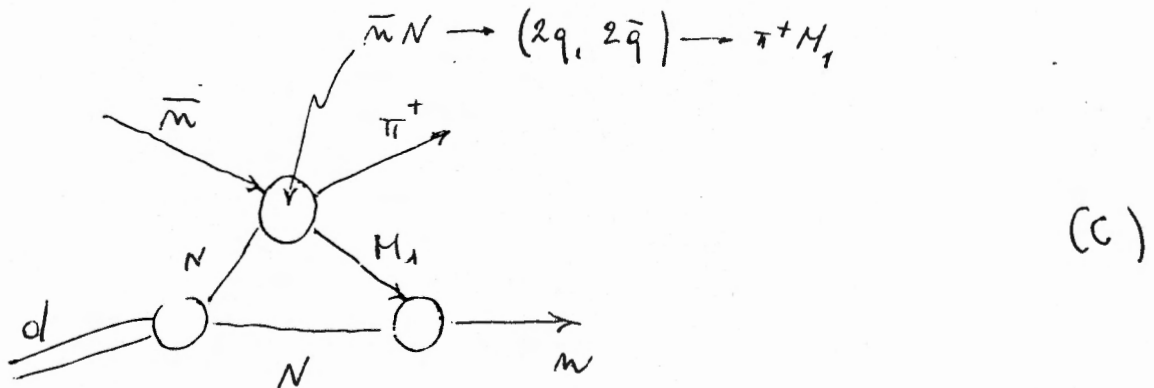
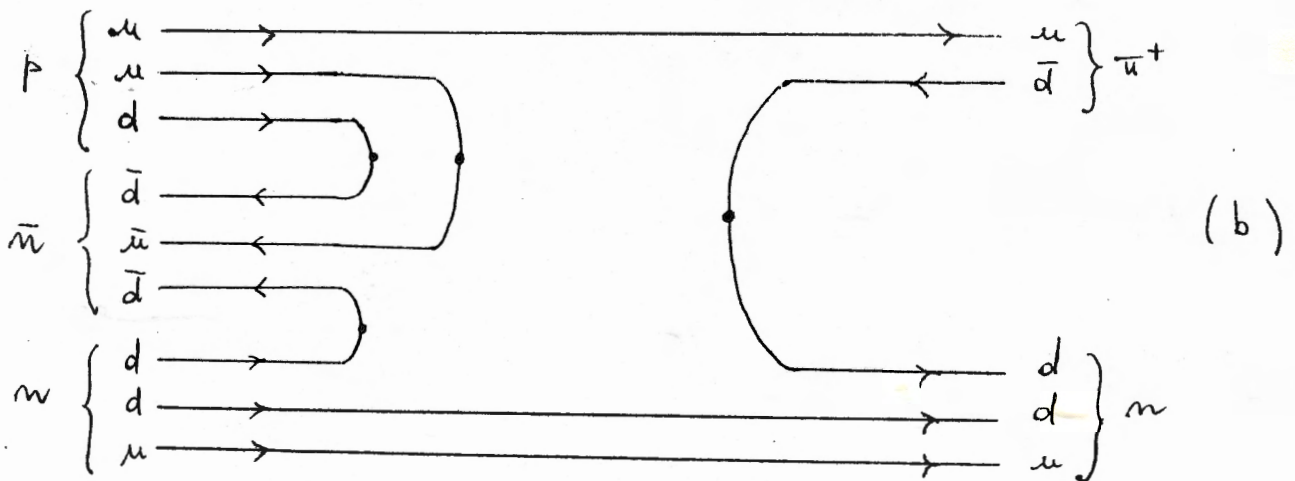
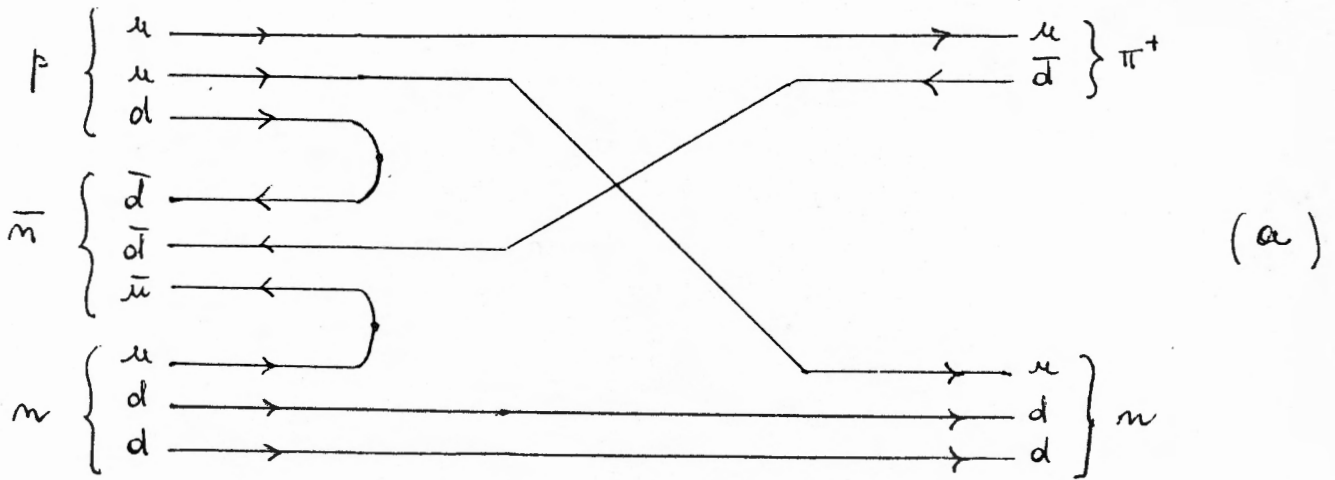


Fig. 3.16 - Schemi della reazione $\bar{n}d \rightarrow \pi^+n$

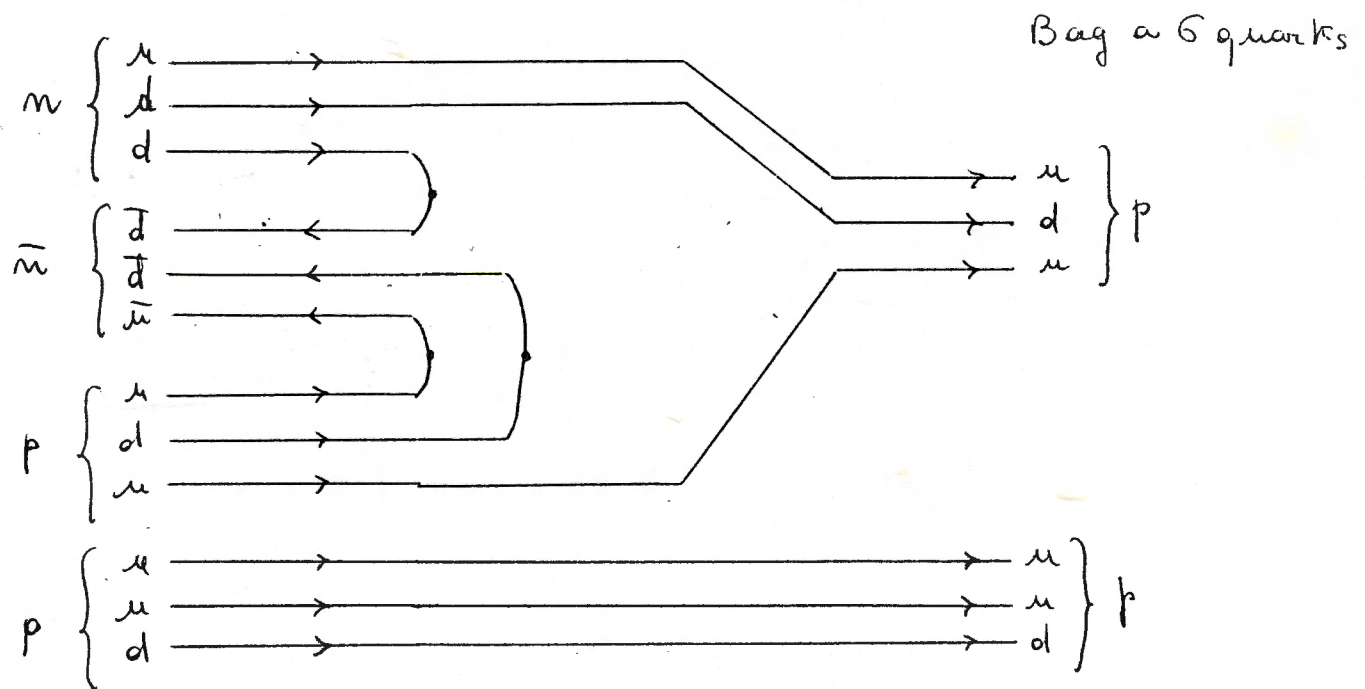
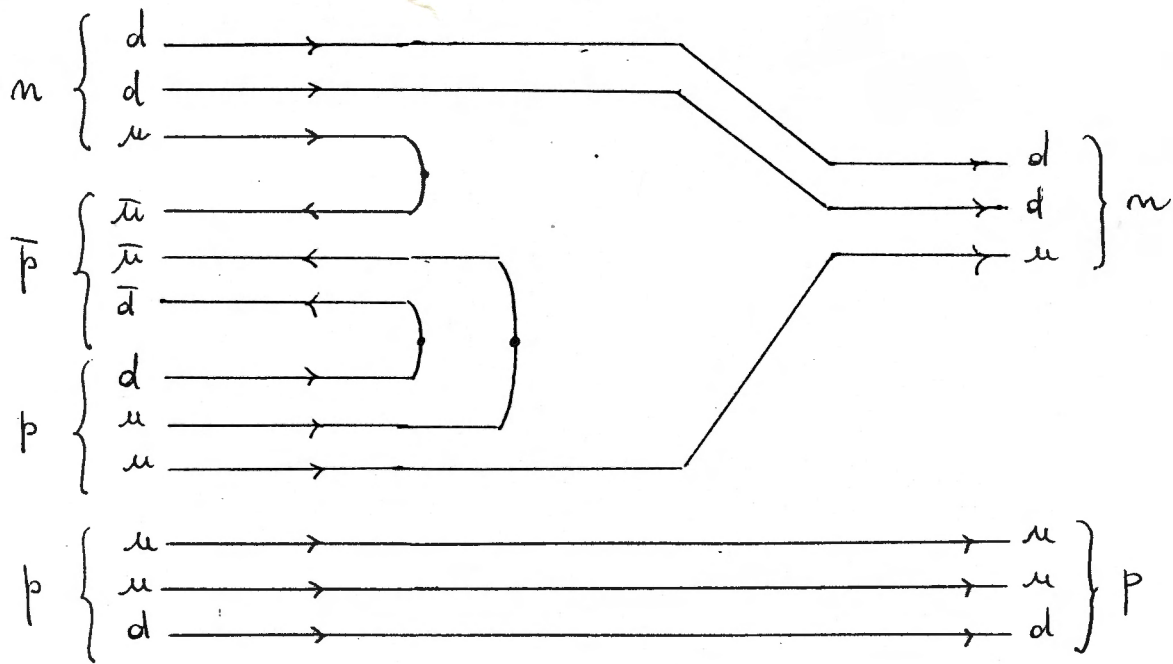


Fig. 3.17 - Schema delle reazioni $\bar{p}^3\text{He} \rightarrow np$ e $\bar{n}^3\text{He} \rightarrow pp$

In questo caso la reazione procede attraverso l'annichilazione di 2 quarks appartenenti ad un nucleone e di un altro quark appartenente ad un secondo nucleone; la sezione d'urto assoluta dipende strettamente dalla formazione di bag a 6 quarks. Si può anche pensare ad un altro schema che prevede l'annichilazione di un quark per nucleone (figura 3.18), in questo caso si avrebbe una dipendenza da formazioni di bag a 9 quarks.

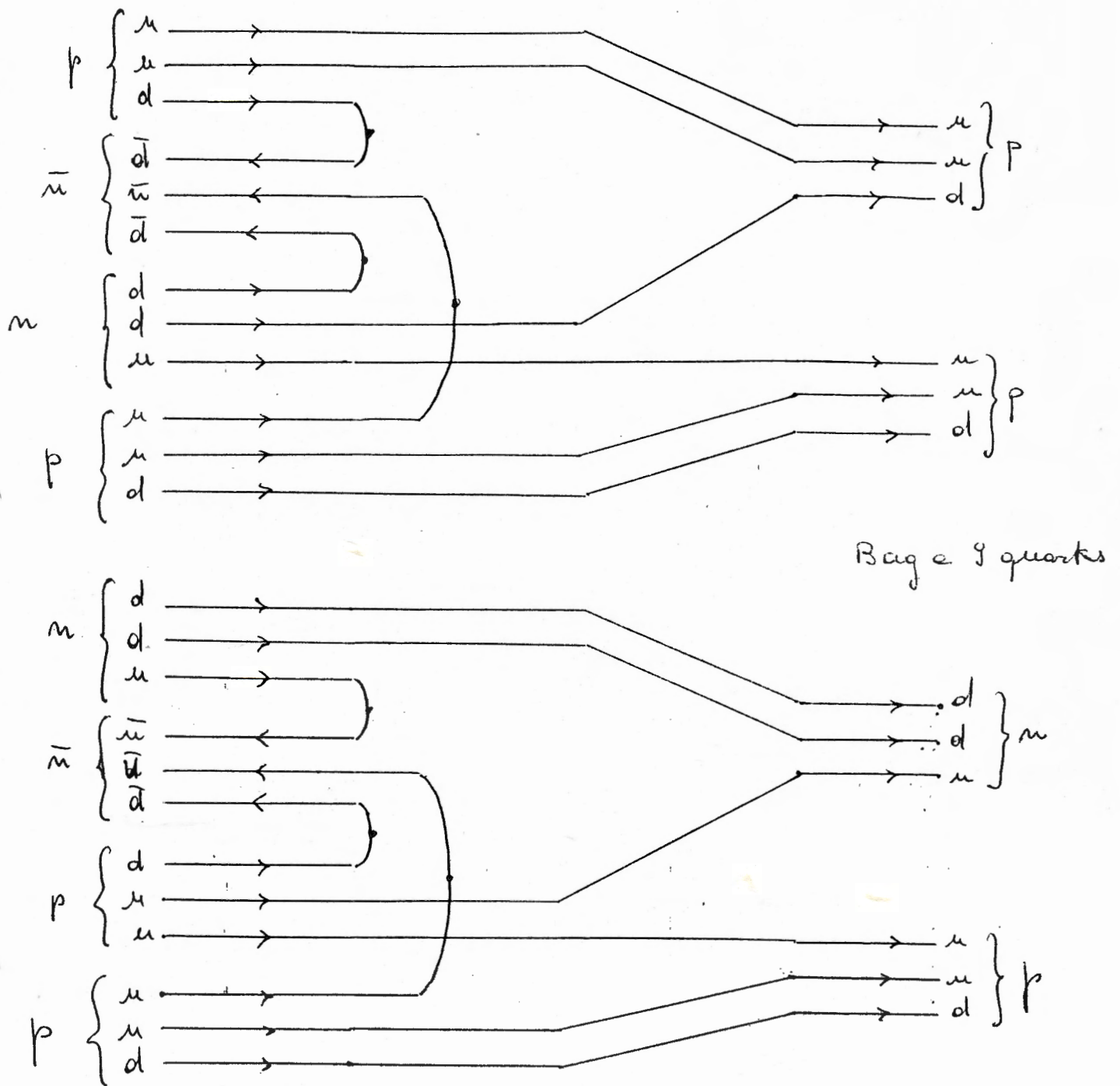
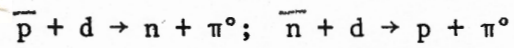


Fig. 3.18 - Schema delle reazioni $\bar{n}^3\text{He} \rightarrow pp$ e $\bar{p}^3\text{He} \rightarrow np$

Si possono inoltre ricavare informazioni su violazione di simmetria di carica associabile ad una possibile differenza di massa tra quarks u e d sempre dallo studio di annichilazioni rare:

(3.3.1.5) $\bar{p} + d \rightarrow p + \pi^-; \bar{n} + d \rightarrow n + \pi^+$

(3.3.1.6)



Esercizio

Discutere un apparato sperimentale per la misura di precisione (<1%) delle reazioni (3.3.1.5) e (3.3.1.6), con p e n tra 100 e 1000 MeV/c ($\sigma \approx 3\mu\text{b}$).

Discutere inoltre i diagrammi elementari a quarks delle reazioni.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, "Hypernuclear Physics", "Hadronic Physics at intermediate energy", Winter School held at Folgaria, Italy, First course, February 17-22, 1986, edited by T. Bressani and R. Ricci
- 2) W. Grüebler, Rep. LA 10080 C (1983) 66
- 3) B. Tatischeff et al., Proc. PANIC (1984), C7
- 4) D. Measday, Proc. of the Workshop on Nuclear and Particles Physics at intermediate energy with Hadrons, eds. T. Bressani and G. Pauli, Conf. Proc. Vol. 3 (Italian Physical Society, Bologna, 1986), 183
- 5) M. Juric et al., Nucl. Phys. 5 (1981) 245
- 6) Th. Walcher, Proc. PANIC, Nucl. Phys. A434 (1984) 343
- 7) M. Berrada et al., in Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era, (1985), 627
- 8) T. Yamazaki, in Nuclear Physics with electromagnetic Probes, Nuclear Physics A446 (1985) 467
- 9) H. W. Bear et al., Nucl. Instr. and Methods, 178 (1980), 401
- 10) E. Chiavassa et al., "Experiments with a high energy resolution π^0 spectrometer", "Nuclear and Particle Physics at intermediate energy with Hadrons", Miramare - Trieste 1-3 Aprile 1985. Editors T. Bressani and G. Pauli, Conference Proceedings vol. 3 (1986)

4. ASPETTI SPERIMENTALI SPECIFICI DELLA FISICA NUCLEARE AD ENERGIE INTERMEDIE CON SONDE ADRONICHE

4.1. PROBLEMATICHE GENERALI

Sebbene, come già accennato nell'introduzione, lo sviluppo dal punto di vista sperimentale della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie con Sonde Adroniche abbia seguito quello della Fisica delle Alte Energie, esistono delle sostanziali differenze fra gli apparati sperimentali impiegati nell'ambito delle due discipline.

Innanzitutto, poichè i programmi di ricerca della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie includono spesso lo studio di processi rari, sono necessari fasci di adroni di elevata intensità. Questo richiede l'impiego di rivelatori con un ridotto "tempo morto" come, ad esempio, Camere Proporzionali Multifilo (MWPC) per la localizzazione delle particelle del fascio o sistemi di rivelazione a scintillazione, posizionati sul fascio, per la definizione del segnale di trigger.

Vista poi la necessità di risolvere livelli nucleari la cui separazione in energia è talvolta dell'ordine dei 100 KeV, occorre che i rivelatori utilizzati siano tali da permettere di misurare l'energia con una risoluzione molto buona, vale a dire con $\Delta E/E$ pari a 10^{-4} per energie in gioco dell'ordine di 1 GeV.

Esiste infine il problema legato alla contaminazione dei fasci primari, alla purezza, cioè, dei fasci di particelle incidenti: quando si parla, infatti, di fasci di mesoni K, bisogna tenere presente che si ha a che fare in realtà con un fascio composto da pioni e "anche" Kaoni, in cui il rapporto fra i due tipi di particella varia da 1, nel migliore dei casi, a 10. A ciò si deve aggiungere che, pur di aumentarne l'intensità, generalmente bassa se non addirittura insufficiente per certi tipi di studi, ci si deve accontentare di fasci con una definizione in energia mediocre, dell'ordine di qualche %.

4.2. APPARATI SPERIMENTALI TIPICI

Gli apparati sperimentali utilizzati possono essere suddivisi in due categorie: quelli espressamente dedicati ad un esperimento e quelli di tipo "universale", di uso più generale.

Nel primo caso si tratta di apparati molto semplici e che non offrono la possibilità di analisi magnetica degli eventi, finalizzati per lo più allo studio di reazioni a due corpi.

Viste le loro caratteristiche, risulta difficile una loro ulteriore classificazione. Tuttavia questi apparati sono tuttora impiegati per misure di precisione e/o in esperimenti con bersagli polarizzati.

Nella figura 4.1 è illustrato il loro schema di massima, dove a, b, c stanno ad indicare una qualsiasi particella con una qualsiasi energia.

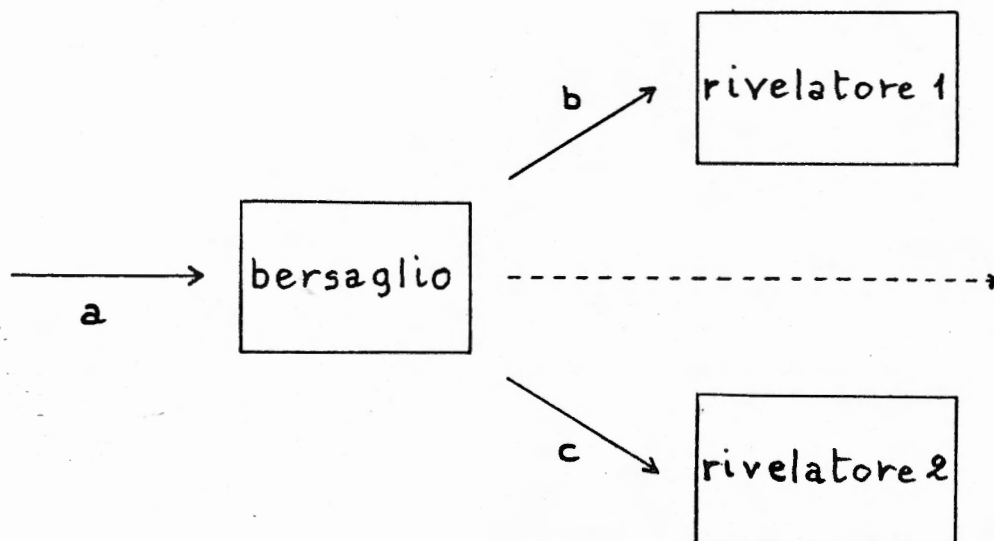


Fig. 4.1 - Rappresentazione schematica semplificata di un allestimento sperimentale per un esperimento di Fisica Nucleare ad Energie Intermedie, che non prevede l'analisi magnetica degli eventi

Alla seconda categoria appartengono gli spettrometri magnetici che possono essere suddivisi in:

- spettrometri "a campo aperto", i cosiddetti spettrometri della "forza bruta";
- spettrometri focheggianti;
- spettrometri a campo assiale (solenoidi o spettrometri a "quasi 4π ").

4.2.1. GLI SPETTROMETRI A CAMPO APERTO

Gli spettrometri a campo aperto si basano su di un principio molto semplice: sfruttano infatti la capacità di un campo magnetico di influenzare la traiettoria di una particella carica mediante la ben nota forza di Lorentz. Si ricava la relazione:

$$P = 0.3 B \cdot r$$

(4.2.1.1)

dove p è il momento della particella espresso in GeV/c, mentre B , induzione magnetica, ed r , raggio di curvatura della traiettoria, sono misurati, rispettivamente, in tesla e metri.

Una volta venuti in possesso di un magnete, che molto spesso può essere recuperato da qualche esperimento concluso ed in fase di smantellamento o in qualche vecchio laboratorio (ex ciclotrone, ex camera a bolle ecc.), si procede alla determinazione della mappa del campo magnetico: si suddivide il volume utile dal campo magnetico in cellette cubiche, il cui lato è dell'ordine del centimetro, e si misura con buona precisione ($<10^{-3}$) il valore delle tre componenti B_x , B_y e B_z del vettore induzione magnetica in ogni punto del reticolo così ottenuto. Vale la pena di sottolineare che questa operazione richiede ben tre milioni di misurazioni per ogni m^3 !

A questo punto si passa alla fase di allestimento del rivelatore o, per meglio dire, del complesso di rivelatori. Si riempie, infatti, il volume utile del magnete con Camere Proporzionali Multifilo (MWPC) e Camere a Deriva (DC), realizzate in modo da avere le pareti più sottili possibili e da offrire le migliori proprietà di localizzazione.

Generalmente la logica del sistema di trigger non è molto complessa e, una volta definita, si può iniziare la sperimentazione e la conseguente acquisizione dei dati, la cui mole è tale da richiedere un'attenta ed accurata analisi off-line che può durare anche parecchi anni.

I vantaggi di un esperimento realizzato secondo lo schema appena descritto (ovviamente molto semplificato) sono rappresentati dal tempo di realizzazione ridotto e dal costo limitato, grazie alla possibilità di recuperare il magnete. Inoltre vanno tenute in conto la flessibilità dell'apparato e la possibilità di variare con facilità la frazione piuttosto alta, di angolo solido di accettazione ($\Delta\Omega$) del rivelatore e l'ampio intervallo di valori dell'impulso delle particelle incidenti che il magnete è in grado di accettare.

Per contro si ha che la risoluzione con cui è possibile misurare l'energia è limitata ($\Delta E/E \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$) a causa dei processi di diffusione multipla che le particelle, prodotte nelle interazioni, subiscono nell'attraversare il rivelatore centrale, i cui effetti sono illustrati nello schema della figura 4.2

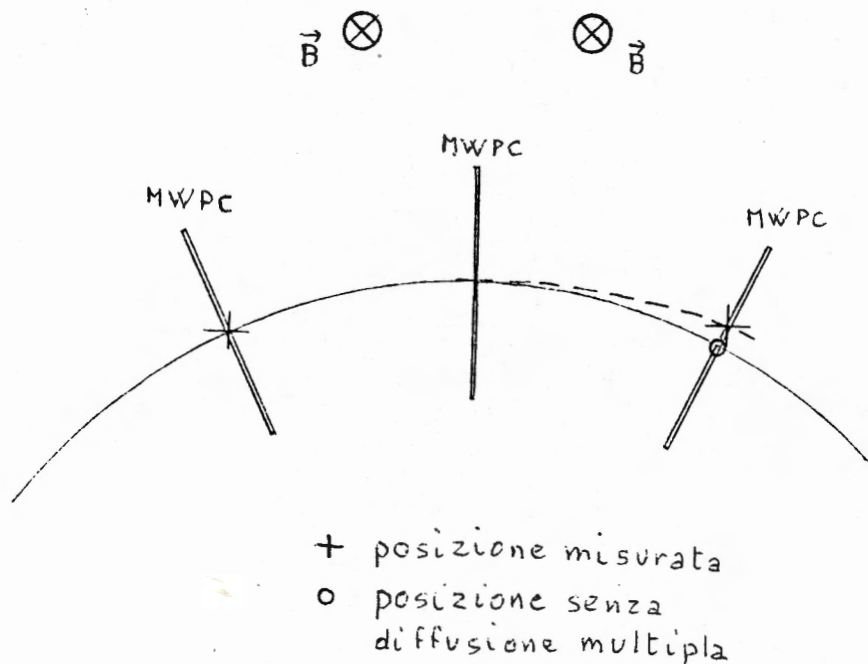


Fig. 4.2 - Effetti del processo di diffusione multipla sulla traiettoria delle particelle

Anche la risoluzione angolare, $\Delta\theta/\theta$, non è molto elevata ed è generalmente di circa 1° . Si hanno infine, come già accennato, i problemi relativi all'analisi off-line dei dati registrati. A parte le questioni legate alla stesura dei programmi software di ricostruzione degli eventi, le complicazioni insorgono a proposito del tracciamento delle traiettorie delle particelle all'interno dell'apparato, operazione che può risultare difficile, con conseguente allungamento della fase di elaborazione dei dati, o poco precisa, il che implica l'introduzione di un elevato numero di parametri al fine di permettere l'interpretazione dei risultati ottenuti.

Lo spettrometro OMICRON, illustrato nelle figure 4.3 e 4.4, è uno degli apparati del tipo descritto, ed è stato impiegato in diversi esperimenti di Fisica delle Energie Intermedie.

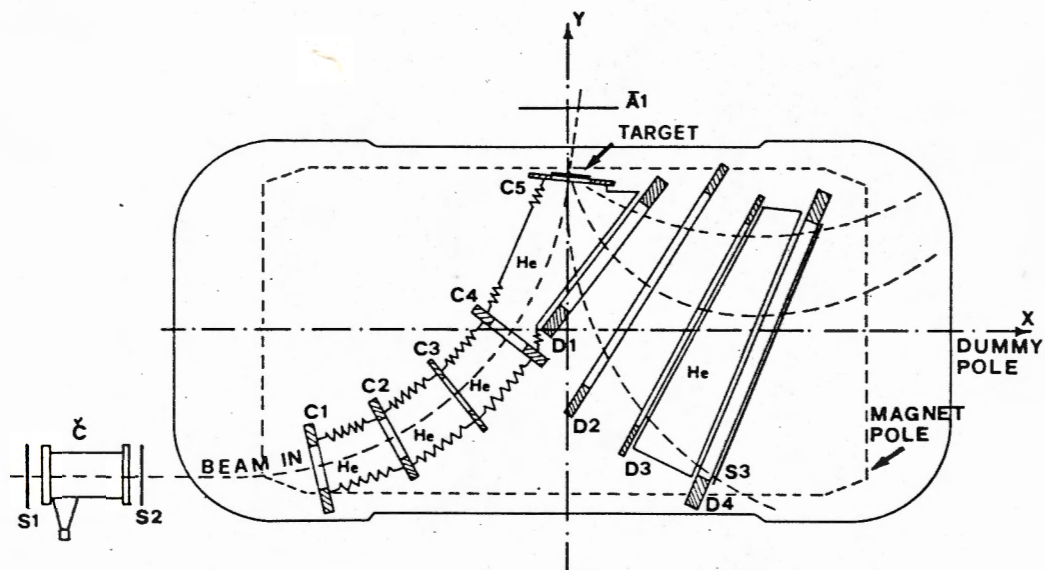


Fig. 4.3 - Disposizione delle camere MWPC e AFDC all'interno dell'espansione polare del magnete dello spettrometro OMICRON, nello studio della diffusione all'indietro di pioni su nuclei (da E. Bason et al., Phys. Lett. 118B (1982) 319)

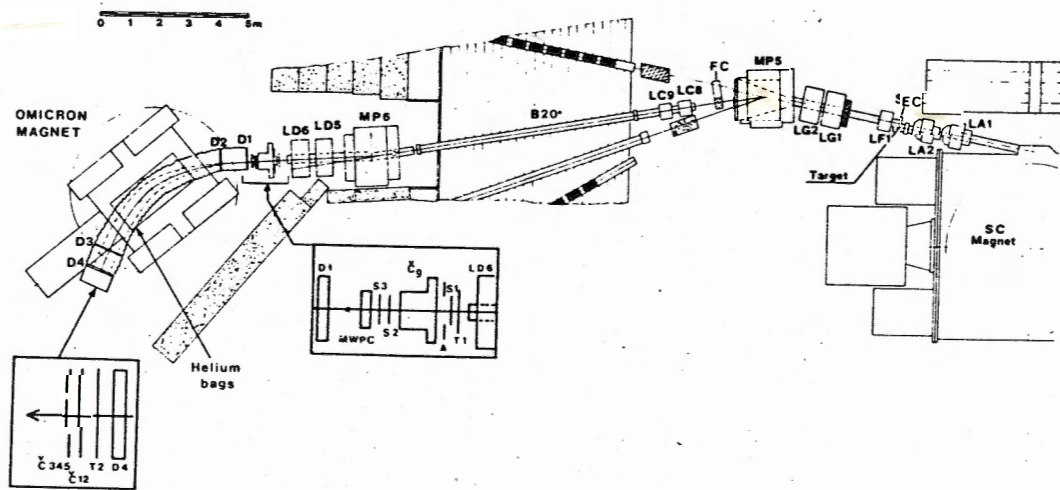


Fig. 4.4 - Vista generale e disposizione dei rivelatori dello spettrometro OMICRON (L=lenti magnetiche, M=dipoli magnetici) nello studio relativo alla produzione di pioni da ioni. In questo caso

OMICRON è utilizzato come spettrometro "in avanti" con la possibilità di analizzare particelle con impulsi molto diversi fra loro (da T. Bressani et al., Phys. Rev. C30 (1984) 1745)

4.2.2. GLI SPETTROMETRI FOCHEGGIANTI

Gli spettrometri focheggianti rappresentano la trasposizione nel campo delle "alte" energie ($\sim 1\div 2$ GeV) di tecniche e metodologie sviluppate nell'ambito delle basse energie, utilizzate originariamente per ottenere spettri β e, in seguito, in apparati usati nei primi ciclotroni.

Essi rappresentano forse lo strumento più tipico fra quelli concepiti e realizzati espressamente per essere utilizzati nell'ambito della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie.

Il loro principio di funzionamento, illustrato nello schema presentato nella figura 4.5, è basato essenzialmente sull'utilizzo di lenti magnetiche, dipoli e quadripoli (questi ultimi non raffigurati per semplicità), opportunamente sagomate.

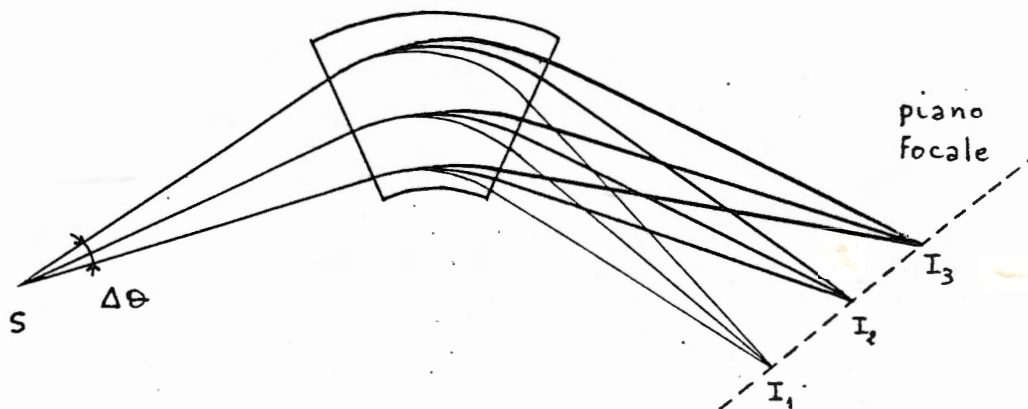
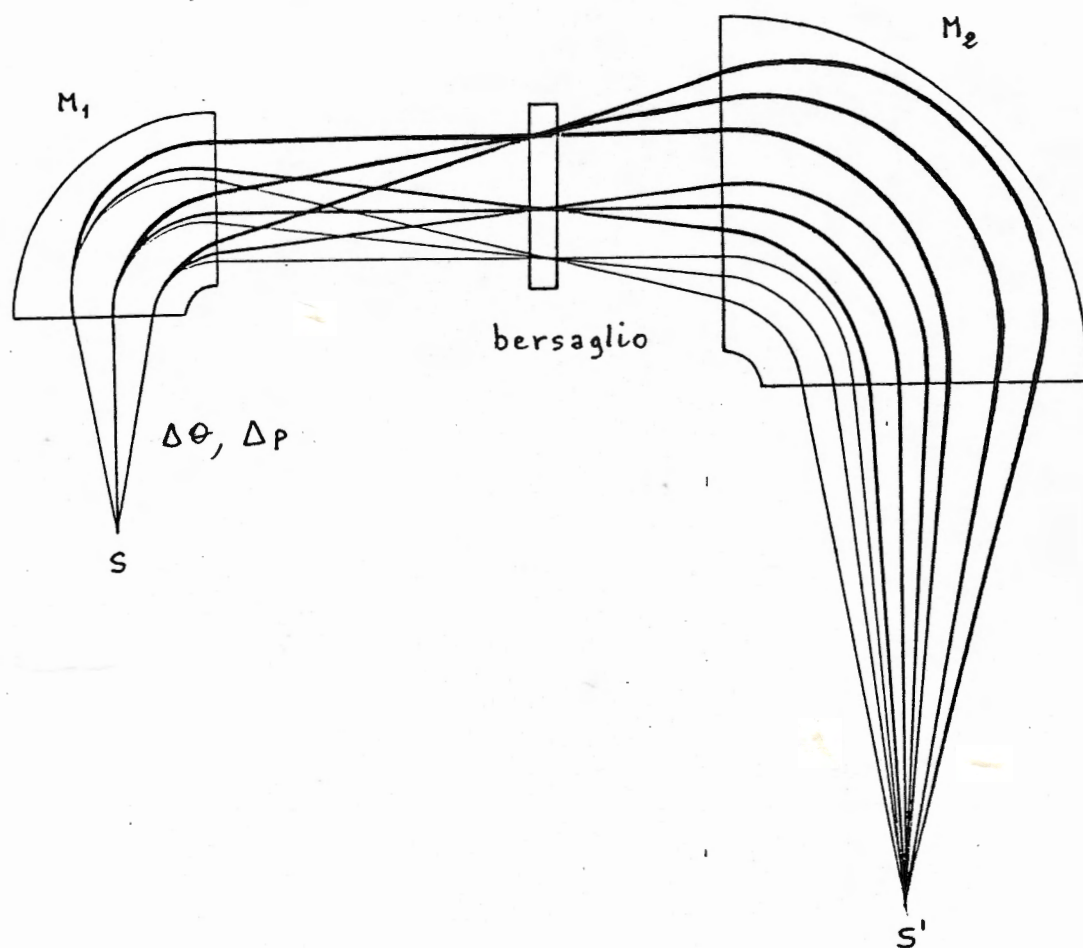


Fig. 4.5 - Foccheggiamento con un dipolo

Con questo sistema è possibile focalizzare in punti ben definiti (I_i) del piano focale le particelle che, a parità di impulso (p_i), vengono emesse dalla sorgente (S) a diversi angoli θ .

Al fine di poter utilizzare fasci secondari di particelle (π , K), che sono intrinsecamente affetti però da una elevata dispersione in momento, è

necessario ottenere un focheggiamento non solo rispetto all'angolo di emissione delle particelle, ma anche rispetto al loro impulso (spettrometri acromatori). A questo scopo sono stati ideati sistemi di spettrometri compensati, detti anche spettrometri ad "energy loss", la cui rappresentazione schematica è data nella figura 4.6



4.6 - Focheggiamento con uno spettrometro "energy loss"

In questo caso le particelle vengono focalizzate nel punto S' indipendentemente dall'angolo ϑ e dall'impulso p con cui vengono emesse dalla sorgente S .

Ovviamente questa figura, come pure la precedente, fornisce una rappresentazione intuitiva, molto semplificata: in realtà questi sistemi di

ottica magnetica sono molto più complessi in quanto comprendono anche quadrupoli e sestupoli magnetici, il cui scopo è quello di correggere le aberrazioni di I e II ordine.

Ciò che conta è, comunque, il principio su cui si basa questo tipo di spettrometri: data una sorgente (fascio) di particelle con una certa dispersione sia angolare ($d\theta$) che in momento (Δp), il sistema di lenti magnetiche ne fornisce un'immagine puntiforme in un certo punto dello spazio. Se fra i due magneti, che compongono il sistema, si inserisce un bersaglio che, in seguito alle interazioni che possono aver luogo, causa una perdita di energia (e quindi di impulso) delle particelle incidenti, l'immagine della sorgente, pur rimanendo puntiforme, risulterà spostata. La misura di questo spostamento permette di risalire all'energia perduta dal proiettile nell'interazione (scattering anelastico) o allo spettro energetico delle particelle emesse (reazioni).

L'utilizzo di questi apparati per lo studio di reazioni implica però che le due parti dello spettrometro abbiano "ingrandimenti" differenti, aggiustati per compensare l'allargamento cinematico, conseguente all'interazione, dei prodotti della reazione.

La risoluzione energetica ottenibile con gli spettrometri focheggianti è ottima (inferiore a 100 KeV) ed i dati ottenibili in un esperimento che ne faccia uso, non necessitano di una lunga fase di elaborazione per essere interpretati. Questi apparati, di cui vanno sottolineate la relativa flessibilità e la capacità di analizzare fasci di particelle con una dispersione in momento piuttosto elevata, hanno però lo svantaggio di essere altamente costosi, in quanto devono, di volta in volta, essere espressamente progettati e realizzati a seconda delle caratteristiche e delle finalità dell'esperimento. La correzione delle aberrazioni richiede poi una lunga fase di messa a punto. A questi inconvenienti va aggiunta, infine, la difficoltà che si incontra nel calcolare con precisione l'angolo solido di accettazione dell'apparato, che peraltro è generalmente modesto ($20 \div 50$ msr).

La figura 4.7 mostra la rappresentazione schematica dell'allestimento sperimentale di SPES II, uno spettrometro del tipo descritto, che è stato impiegato per lo studio degli ipernuclei, in reazioni di formazione (K^- , π^-).

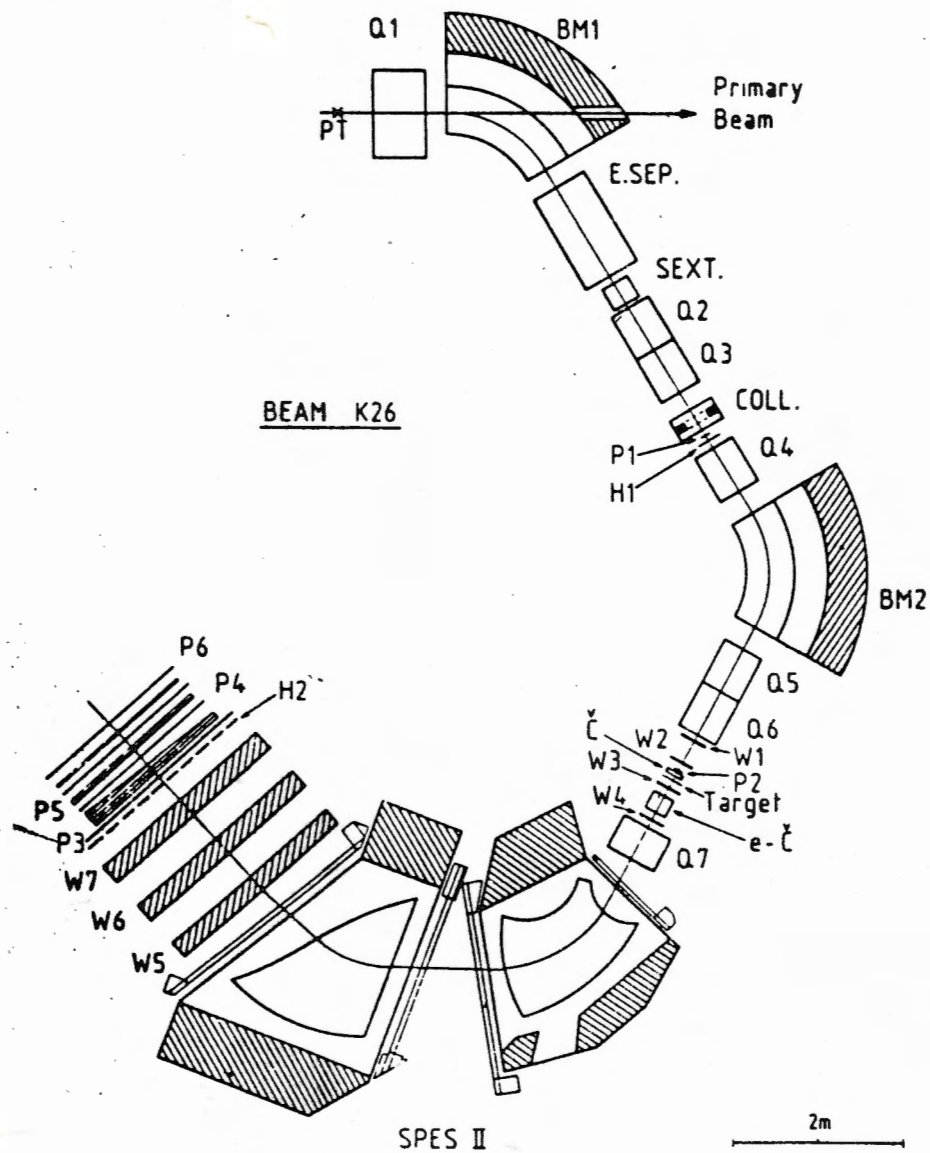


Fig. 4.7 - Vista schematica dello spettrometro SPES II

4.2.3. GLI SPETTROMETRI A CAMPO ASSIALE

Questo tipo di apparato è il risultato della applicazione di tecniche e metodologie, sviluppate nell'ambito di progetti relativi ad esperimenti di Fisica delle Alte Energie (Colliders, LEP ecc.), ai problemi della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie.

La risoluzione in energia di questi spettrometri, il cui magnete è un solenoide o "qualcosa" di analogo, è circa l' 1%.

Molto grande è invece l'angolo solido di accettazione che può variare da circa 2π fino a praticamente 4π sr. Questa circostanza permette di instrumentare tutto l'angolo solido circostante l'assè del magnete, per cui generalmente il rivelatore o, per meglio dire, il complesso dei rivelatori presenta una struttura a "gusci" con simmetria cilindrica.

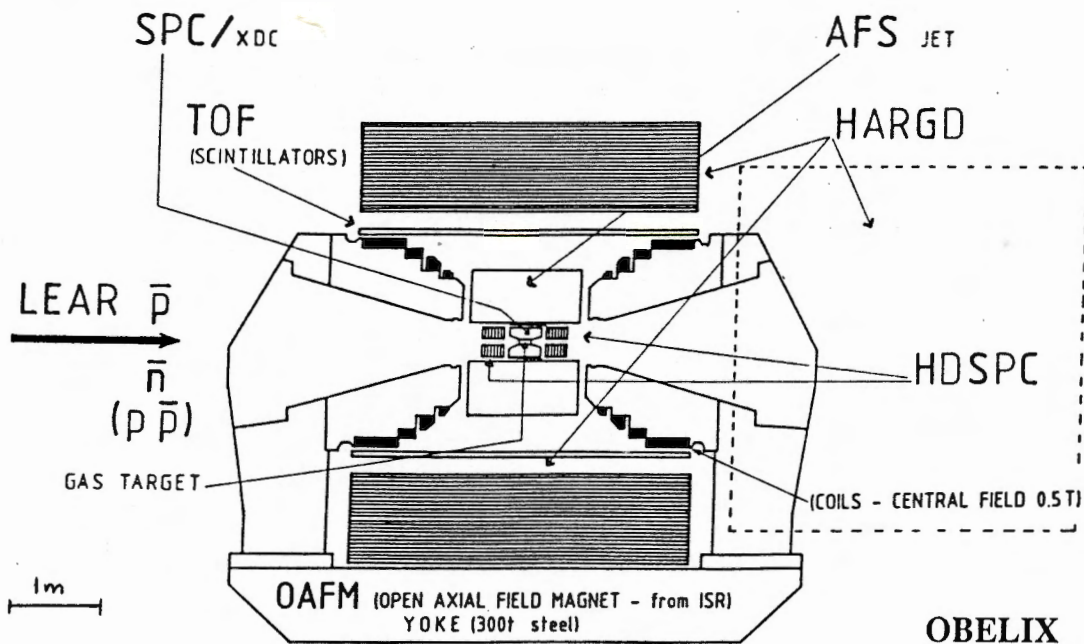


Fig. 4.8 - Sezione longitudinale schematica dello spettrometro OBELIX (da referenza 4)

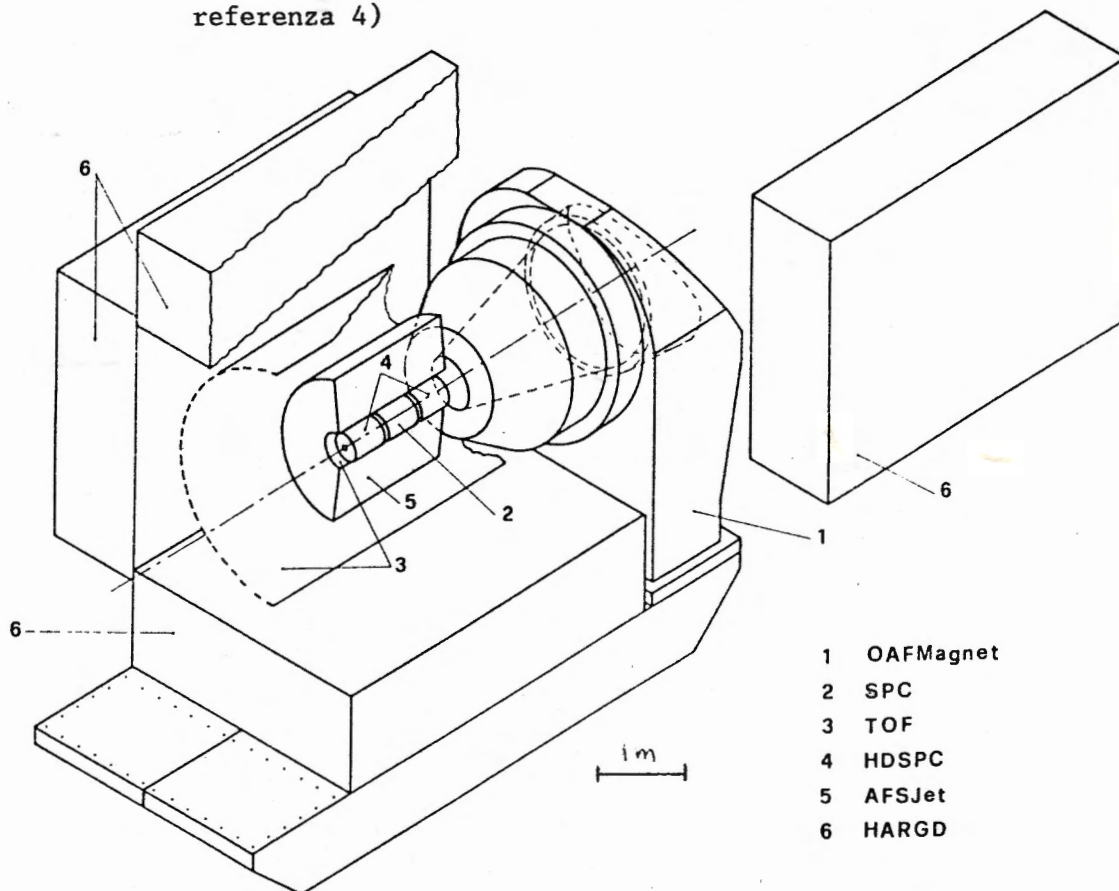


Fig. 4.9 - Spaccato dello spettrometro OBELIX (un modulo laterale del calorimetro HARGD è stato disegnato nella posizione di manutenzione, mentre lo strato di scintillatori interno e l'espansione polare sinistra del magnete OAFM non sono raffigurati) (da referenza 4)

La conseguente possibilità di rivelare molte particelle contemporaneamente rende questo tipo di apparato particolarmente adatto allo studio dei processi di annichilazione di antinucleoni con la materia.

Nelle figure 4.8 e 4.9 sono raffigurati, rispettivamente, la sezione longitudinale schematica e lo spaccato del rivelatore OBELIX.

Si tratta di un tipico esempio di spettrometro del tipo descritto, in fase di allestimento presso i laboratori del CERN nell'ambito degli esperimenti di seconda generazione in programma alla macchina acceleratrice LEAR.

Questo rivelatore, che è caratterizzato da un angolo solido di accettazione pari a circa 4π sr, è stato progettato per rivelare, con alta efficienza e buona risoluzione in energia, tutte le particelle (cariche e neutre) emesse in seguito all'annichilazione di antinucleoni su protoni e nuclei. Esso si basa sul preesistente magnete a campo assiale OAFM (Open Axial Field Magnet), le cui linee di campo sono visualizzate nella figura 4.10.

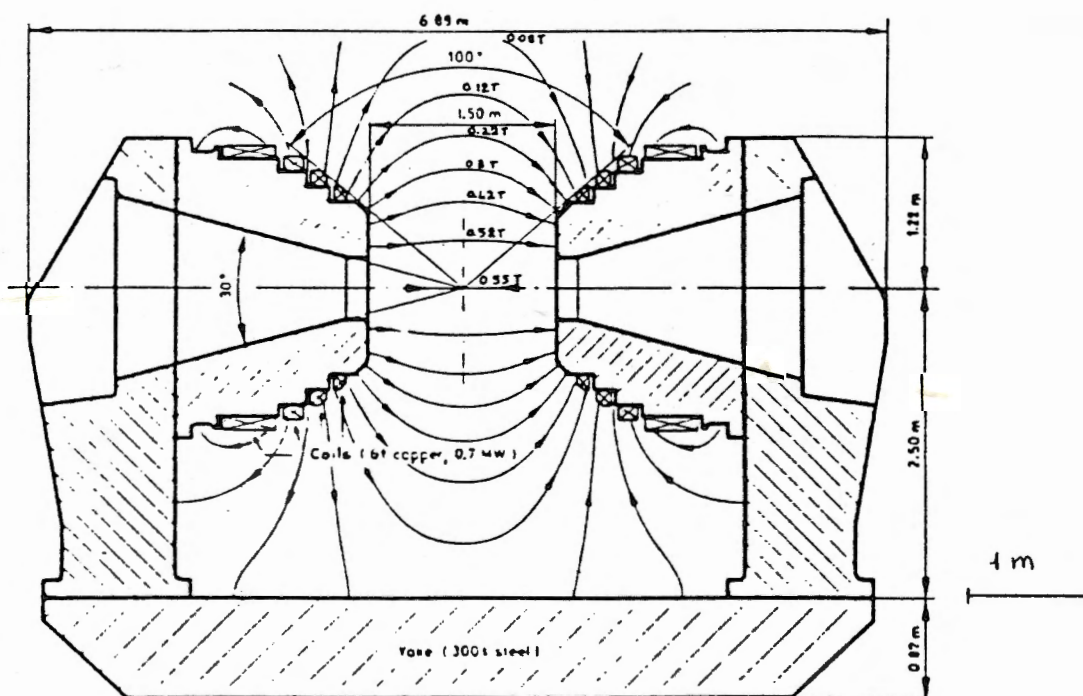


Fig. 4.10 - Andamento delle linee di forza del campo magnetico generato dal magnete COFM (da referenza 4)

Nel cospicuo volume libero definito dalle espansioni polari del magnete (che distano fra loro 1,5 m, mentre la distanza fra l'asse del magnete ed il giogo inferiore è di 2,5 m) sarà montata una serie di rivelatori diversificati e con compiti specifici. Partendo dall'asse del

magnete, lungo il quale l'intensità del campo magnetico è di 0.5 T, e muovendosi radialmente verso l'esterno si incontrano i seguenti componenti:

- un bersaglio costituito da idrogeno, deuterio od altro gas
- una camera a Proiezione Spirale (SPC), ovvero un rivelatore in grado di determinare con molta precisione (<1 cm) il vertice dell'interazione e di misurare l'energia dei raggi X emessi nella cascata elettromagnetica susseguente alla cattura di un antiprotone a riposo da parte di un protone
- un sottile strato (~ 1 cm) composto di 30 sbarrette di scintillatore, giustapposte a formare un barile (tof), che genereranno il segnale di "start" nelle misure di tempi di volo delle particelle cariche, misure su cui si basa in buona parte la logica di trigger
- la camera a deriva AFS, un rivelatore di grosse dimensioni ($\varnothing \sim 1.6$ m) in grado anch'esso di permettere la ricostruzione tridimensionale degli eventi con una buona risoluzione spaziale ($\varnothing \sim 200$ μm) e di misurare accuratamente la perdita specifica di energia dE/dx delle particelle (in particolare mesoni π e K carichi) in base ad un gran numero (fino ad un massimo di 42) di campionamenti lungo la loro traiettoria
- un secondo strato più spesso (~ 3 cm) costituito da 90 sbarre di scintillatore (TOF), accostate le une alle altre come nel caso del tof, che genereranno il segnale di "stop" nelle misure di tempi di volo e che permetteranno misure indipendenti della perdita di energia specifica delle particelle e della molteplicità dell'evento
- un rivelatore per raggi γ con Alta Risoluzione Angolare (HARGD), formato da quattro moduli costituiti da ampi strati (3×4 m²) di materiale convertitore, racchiusi fra piani di tubi a deriva proporzionali, paralleli all'asse del magnete, e di tubi a "streamer limitato", disposti trasversalmente. Compito di questo rivelatore è quello di consentire l'identificazione, senza ambiguità, dei mesoni π^0
- due calorimetri disposti lungo l'asse dell'apparato all'interno della AFS, a valle e a monte della SPC, il cui scopo è quello di coprire l'intero angolo solido per quel che riguarda la rivelazione dei raggi γ e delle particelle emesse verso le estremità laterali dell'apparato.

Con i rivelatori disposti secondo questa configurazione, sarà possibile, come detto, la rivelazione di particelle cariche su un angolo solido di circa 4π sr. Consentirà inoltre di ottenere un'eccellente risoluzione nella misura di impulso, perdita specifica di energia e tempo di volo per le particelle emesse con una direzione tale da attraversare i rivelatori SPC, tof, AFS e TOF, il cui angolo di accettazione globale supera

i 2π sr.

Anche la rivelazione di raggi γ potrà avere luogo in tutto l'angolo solido con buona efficienza ed eccellente risoluzione angolare, con inoltre la possibilità di ricostruire in tre dimensioni gli sciame di particelle eventualmente prodotti.

Le notevoli prestazioni di questo spettrometro accoppiate con le caratteristiche uniche del fascio di antiprotoni prodotto da LEAR permetteranno di segnare una tappa importante nel campo della fisica delle interazioni antiprotone-nucleo.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, in "Perspectives of the Nuclear Physics: the role of the adronic probes", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986), pp. 223-233
- 2) T. Walther, in Proceedings of the Tenth International Conference on Particles and Nuclei, tenutasi ad Heidelberg dal 30 luglio al 3 agosto 1984, editi da B. Povh e G. Zu Putlitz, Nucl. Phys. A434 (1985) 343
- 3) R. Armenteros et al., in "Physics with Antiproton at LEAR in the ACOL Era", edita da U. Gastaldi, R. Klapish, J. M. Richard and J. Tran Thanhk Van (Ed. Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1985) pp. 369-380
- 4) R. Armenteros et al., Proposal CERN/PSCC/86-4/PSCC/P95 (1986)
- 5) U. Gastaldi, Nucl. Instr. Meth. 157 (1978) 441
- 6) U. Gastaldi, Nucl. Instr. Meth. 188 (1981) 459

5. LE MACCHINE ACCELERATRICI PER LA FISICA NUCLEARE AD ENERGIE INTERMEDIE CON SONDE ADRONICHE

La sorgente di Sonde adroniche impiegate nella Fisica Nucleare ad Energie Intermedie è generalmente un acceleratore di protoni. Per interazioni di quest'ultimi con opportuni bersagli si ottengono poi gli altri tipi di adroni necessari ai diversi tipi di esperimenti. A questo proposito vanno sottolineati i problemi connessi con la produzione di fasci secondari di alta intensità e di buona qualità: particolare attenzione ed impegno sono infatti necessari al fine di ottenere fasci con la minima dispersione in impulso possibile e la cui contaminazione sia trascurabile.

5.1. GLI ACCELERATORI ESISTENTI

5.1.1. ACCELERATORI DI PROTONI

Anche per quel che riguarda le macchine acceleratrici è possibile trovare degli elementi che testimonino come gli sviluppi della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie e della Fisica delle Alte Energie siano strettamente interconnessi. Alcuni degli acceleratori attualmente utilizzati sono infatti vecchie macchine, non più utilizzate dai fisici delle Alte Energie, adattate alle esigenze della Fisica ad Energie Intermedie. E' il caso dell' AGS del Brookhaven National Laboratory (New York), del Sincrofasatrone di Dubna (l'ultima macchina a focalizzazione debole), del Bevatrone dell'Università della California (Berkeley) ed infine di Saturne al Laboratoire National di Saclay (Gif-sur Yvette).

Troviamo poi una serie di macchine espressamente dedicate, vale a dire le cosiddette "pion factories". In Europa c'è il Ciclotrone a settori del SIN di Zurigo da 595 MeV, con il quale è possibile ottenere una intensità di fascio pari a 2 mA. Questa macchina è particolarmente indicata per lo studio della fisica dei mesoni π , di cui è in grado di fornire fasci di $10^8 \div 10^9$ /s, e dei leptoni μ , il cui rate è $> 10^6$ /s.

Al di là dell'Atlantico esistono due meson factories: il TRIUMF di Vancouver ed il LAMPF del Los Alamos National Laboratory. Il primo è un Ciclotrone isocrono in grado di produrre fasci di protoni con un'energia variabile fra i 180 e i 520 MeV. Questa macchina accelera fasci di ioni H^- di un'intensità pari a 1 mA ed è utilizzata per lo studio di processi

indotti da protoni, anche polarizzati, mesoni π e leptoni μ . Il secondo è invece un acceleratore lineare in grado di portare protoni e ioni H^- fino ad un'energia di 800 MeV. Questi fasci, la cui intensità può raggiungere 1 mA, sono impiegati per lo studio delle interazioni dei mesoni π , dei leptoni μ e del neutrino ad essi associato ν_μ . Questo acceleratore è altresì una notevole sorgente di neutroni di spallazione.

A circa 40 Km da Mosca è, infine, in avanzata fase di costruzione il МЕЗОИОННОЕ ФАБРИКЕ ИЯМ АН СССР, un Linac da 600 MeV dalle caratteristiche molto simili a quelle del LAMPF, ma con in più un anello compressore di fascio che dovrebbe essere ultimato entro il 1988. Il progetto prevede un'energia nominale di 600 MeV ed un'intensità di fascio pari a 1 mA.

5.1.2. ACCELERATORI DI ANTIPROTONI

L'unica macchina di questo genere dedicata alla Fisica Nucleare ad Energie Intermedie è LEAR (Low Energy Antiproton Ring) installata presso i laboratori del CERN. Si tratta di un anello "trasformatore" di duty cycle in grado di immagazzinare un "pacchetto" di 4×10^{10} p provenienti da ACOL (Antiproton Collector) e di distribuirlo in un'ora alle aree sperimentali al ritmo di 10^7 p/s.

Ovviamente questa macchina è stata progettata per lo studio delle interazioni di antiprotoni di bassa energia, in particolare delle annichilazioni di antinucleoni con la materia.

5.2. GLI ACCELERATORI IN PROGETTO

I risultati ottenuti nell'ambito della Fisica Nucleare ad Energie Intermedie sono universalmente riconosciuti come di estrema importanza ai fini della conoscenza della struttura nucleare e della comprensione della natura dell'interazione forte. In più occasioni, però, programmi sperimentali hanno dovuto essere ridimensionati, o addirittura rimanere allo stato di progetto, a causa della mancanza di fasci adronici di intensità adeguata o di qualità sufficientemente buona.

Nonostante tutto ciò il numero di progetti per la realizzazione di nuove macchine acceleratrici dotate dei requisiti necessari per questo tipo di sperimentazione è molto piccolo. Ancora più esiguo è il numero di questi progetti che verranno portati a compimento.

A Tsukuba, in Giappone, si pensa di realizzare (e tutto lascia pensare che verrà realizzato) una "Kaon factory". Il progetto prevede di affiancare ad un esistente protosincrotrone da 12 GeV un LINAC da 1.2 GeV. In questo modo dovrebbe risultare possibile ottenere fasci di protoni di intensità pari a $5 \div 7 \mu\text{A}$. Scarsa è invece la probabilità che LAMPF venga utilizzato come iniettore per una nuova macchina, LAMPF II, in grado di far raggiungere ai protoni un'energia di 45 GeV e di ottenere fasci con un'intensità di $100 \mu\text{A}$, sufficienti, fra l'altro, per lo studio dei cosiddetti processi di Drell e Yan.

Leggermente più ottimisti sono le prospettive per la realizzazione di TRIUMF II, una "Kaon factory" in grado di produrre fasci di protoni con un'energia di 30 GeV e un'intensità di $100 \mu\text{A}$.

Notevole interesse ha suscitato, infine, l'ambizioso progetto di EHF (European Hadron Facility), una macchina con le stesse caratteristiche di TRIUMF II, il cui progetto è ancora in fase di discussione e di elaborazione, ma di cui è già stato iniziato lo studio di fattibilità.

5.3. IL PROGETTO EHF

Si tratta di un complesso di acceleratori, illustrato schematicamente nella figura 5.1, i cui componenti principali sono un LINAC molto potente, in grado di accelerare ioni H^- fino a 1.2 GeV, e due sincrotroni a "ciclo rapido", di cui uno funge da anello "elevatore" da 9 GeV, mentre l'altro costituisce l'anello principale da 30 GeV. I raggi e le frequenze di funzionamento di questi due acceleratori stanno nel rapporto di 1:2 e 2:1 rispettivamente. Le frequenze di funzionamento del LINAC e dell'anello "elevatore" sono invece identiche.

Il pacchetto di ioni H^- proveniente dal LINAC viene fatto interagire con un sottile bersaglio ed i protoni, prodotti in seguito a reazioni di stripping, vengono iniettati direttamente nell'anello "elevatore", questa operazione si ripete almeno 200 volte.

Due altri anelli completano il sistema: un anello di accumulazione da 9 GeV dello stesso raggio dell'anello "elevatore", nel quale vengono immagazzinati i pacchetti di protoni provenienti da quest'ultimo prima di essere iniettati nell'anello principale, e un anello "allungatore di ciclo" da 30 GeV dello stesso raggio dell'anello principale, in cui sarà possibile accumulare il fascio estratto da quest'ultimo, in modo tale da permettere l'invio di flussi continui di particelle alle sale sperimentali.

European Hadron Facility

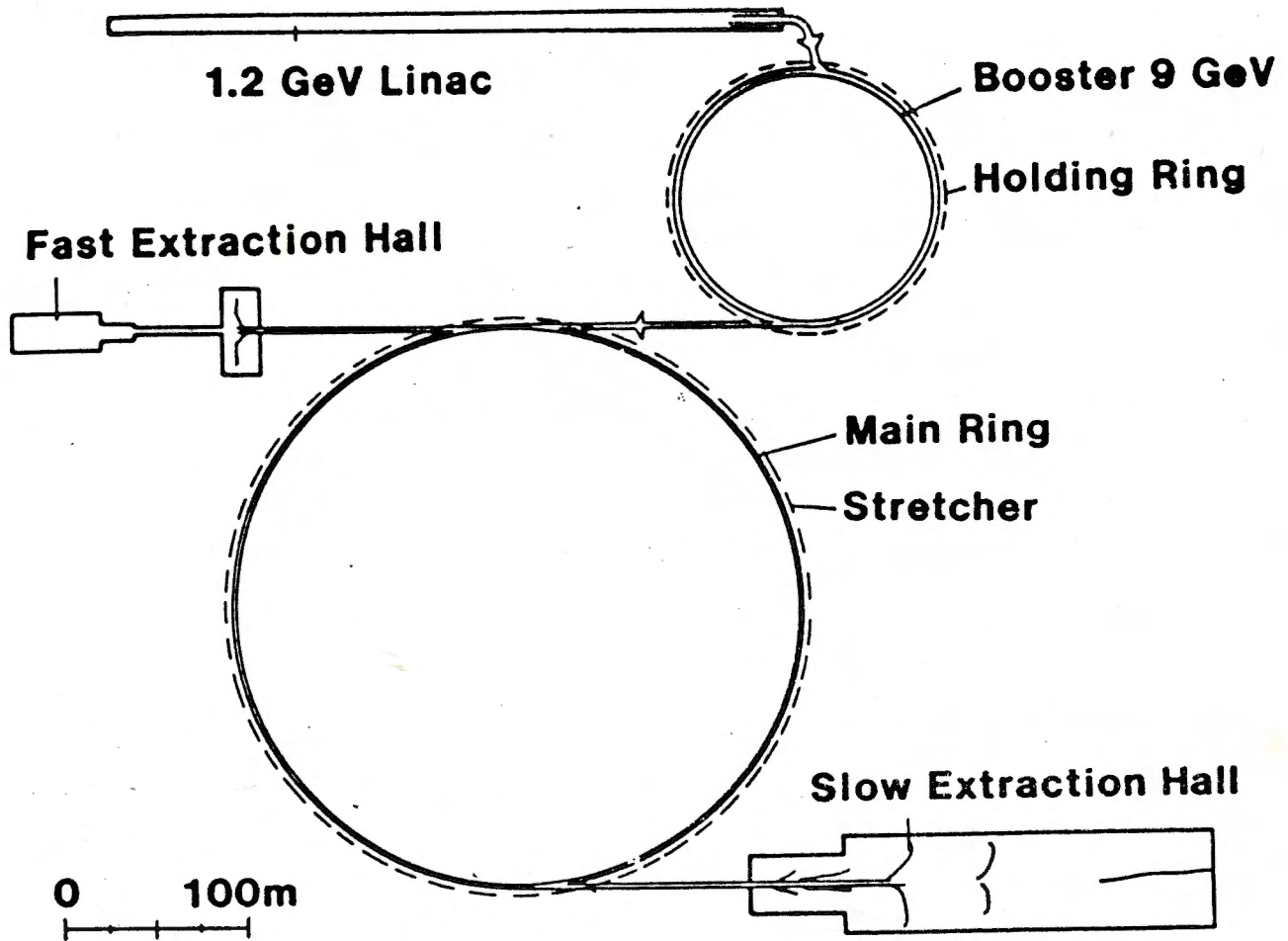


Fig. 5.1 - Disposizione schematica delle macchine della EHF

Il fatto che le frequenze di funzionamento dell'anello principale e dell'anello elevatore siano state scelte in modo da stare nel rapporto 1:2 permette di avere un'anello di accumulazione delle stesse dimensioni di quello elevatore, piuttosto che, come avviene di solito, dell'anello principale. In questo modo solo un "pacchetto di protoni", proveniente dall'anello elevatore viene immagazzinato nell'anello di accumulazione, mentre il secondo passa attraverso quest'ultimo, ormai "vuoto", e viene inviato direttamente all'anello principale. Il diagramma temporale illustrato nella figura 5.2 può essere utile per comprendere il complesso modo di funzionamento degli acceleratori della EHF: in esso sono raffigurati i cicli di accelerazione degli anelli elevatore e principale e sono evidenziati i trasferimenti dei "pacchetti di protoni" da una macchina all'altra.

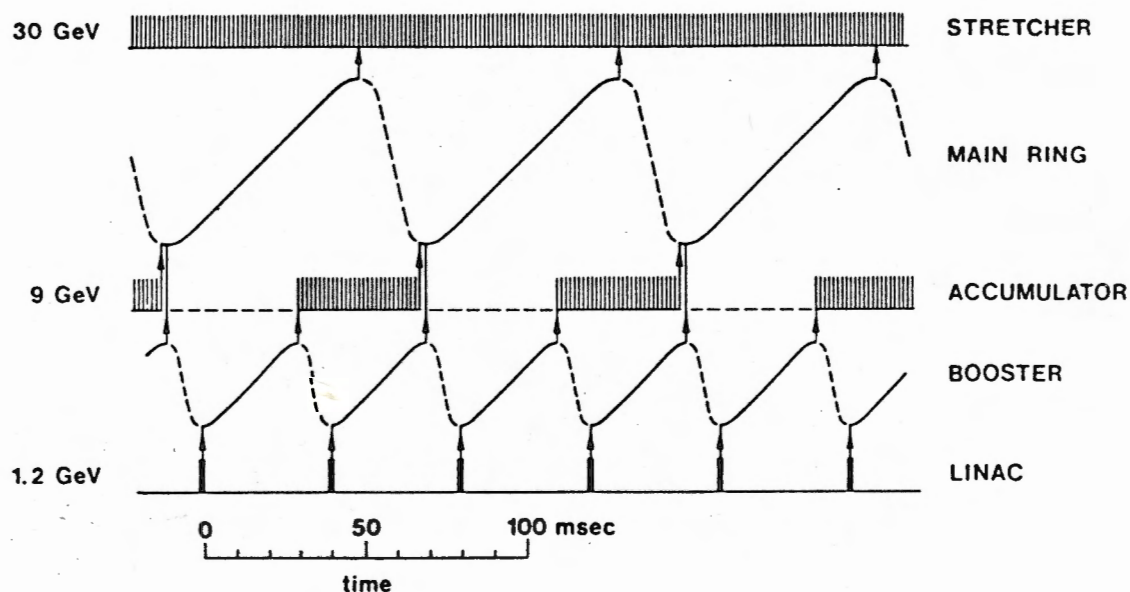


Fig. 5.2 - Diagramma temporale degli acceleratori della EHF: sono mostrati i cicli di accelerazione degli anelli elevatore e principale e i trasferimenti di fascio nelle varie fasi di funzionamento

Come già accennato l'energia massima alla quale saranno inizialmente accelerati i protoni sarà di 30 GeV, che in un secondo momento potrà essere innalzata a 40 GeV. L'intensità prevista per i fasci è di 100 μA pari a $6 \cdot 10^{14}$ p/s e, caratteristica unica, i protoni prodotti saranno completamente polarizzati, grazie all'impiego dei cosiddetti "serpenti siberiani" (si veda la figura 5.3).

Questa macchina acceleratrice sarà dotata sia di un sistema di estrazione veloce del fascio, che di uno lento (duty factor pari a 10^{-14} e 1 rispettivamente). Quest'ultimo permetterà di produrre una vasta gamma di fasci secondari (ν , μ , π , K e p) intensi e di buona qualità, grazie all'impiego della cosiddetta tecnica MAXIM (Multiple Achromatic Extraction

of Independent Momentum beams), illustrata nella figura 5.4.

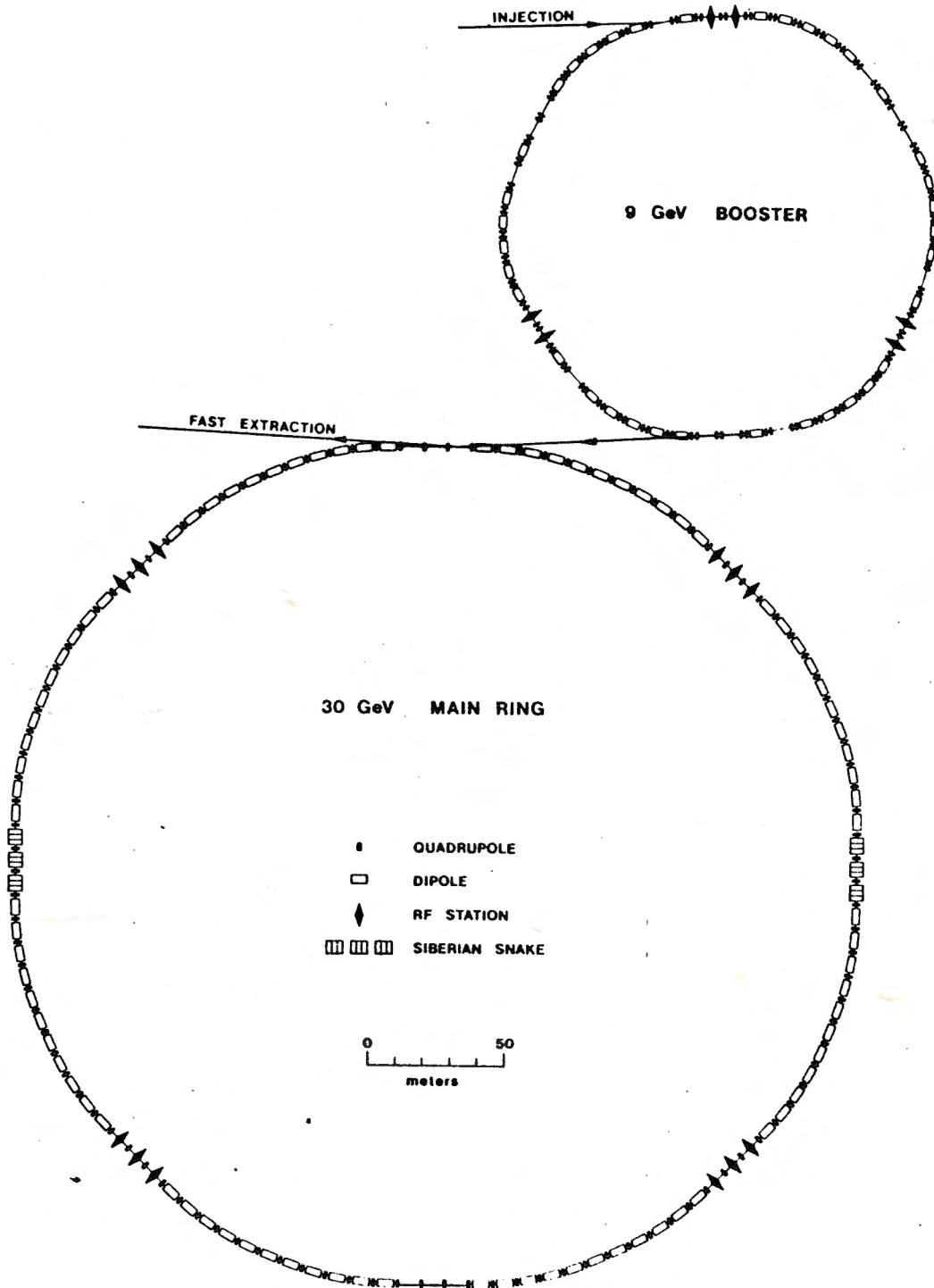


Fig. 5.3 - La disposizione dei magneti e delle cavità a radiofrequenza nell'anello "elevatore" e nell'anello principale. Si noti in particolare la presenza dei cosiddetti "serpenti siberiani" al fine di ottenere fasci di protoni completamente polarizzati

Con questa tecnica è possibile ottenere, per interazioni del fascio primario con "bersagli di produzione", numerosi fasci secondari di

particelle cariche di alta energia, i cui assi coincidono con quello del fascio originario. L'intensità e la qualità dei fasci secondari risultano così migliorate di molto in quanto, solitamente, le sezioni d'urto delle reazioni di produzione sono piccate in corrispondenza di $\theta=0^\circ$ ed inoltre perchè è possibile far uso di bersagli estesi (tipicamente pari ad una lunghezza di radiazione) senza tuttavia aumentare la dimensione trasversale del fascio.

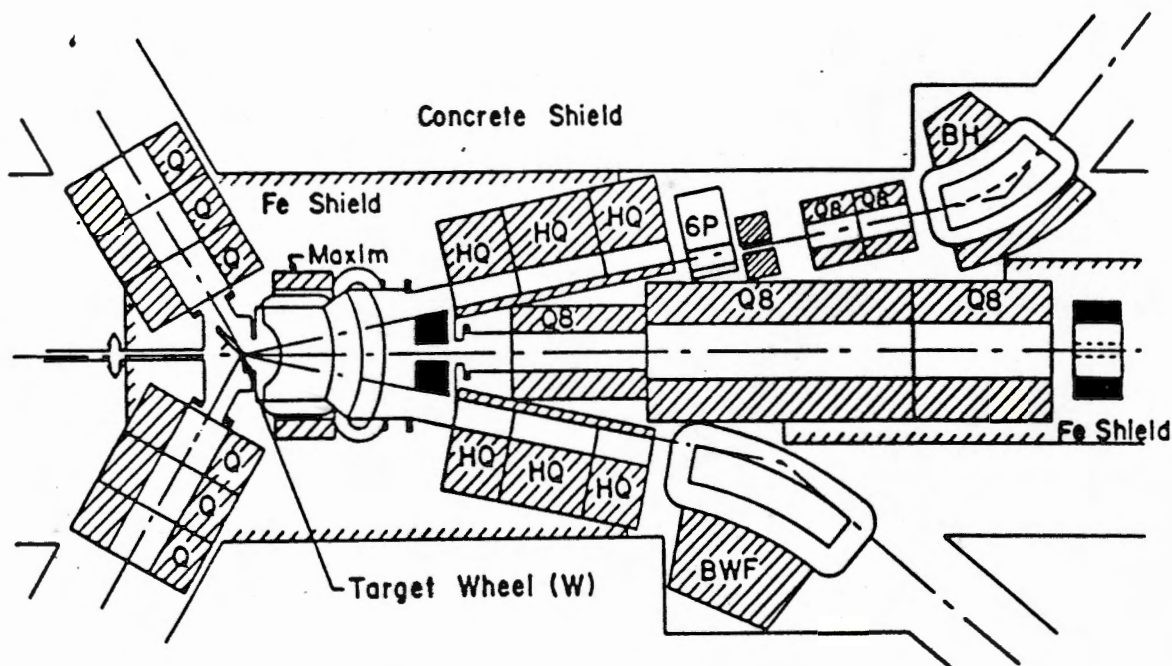


Fig. 5.4 - Esempio di una possibile applicazione della tecnica MAXIM per la produzione di fasci secondari di particelle di elevata intensità e buona qualità

I maggiori problemi incontrati nella progettazione della macchina acceleratrice EHF riguardano le perdite di fascio. Occorre infatti tenere presente che la perdita dell'1% del suo fascio equivale alla perdita totale del fascio prodotto all'AGS di Brookhaven o all'SPS del CERN, con conseguenze facilmente immaginabili.

La minimizzazione delle perdite di fascio è stata ottenuta grazie ad una attenta ottimizzazione dei parametri degli acceleratori che sono legati alla instabilità del fascio, alla sincronizzazione del funzionamento dei diversi anelli in modo tale che i fasci di particelle vengano sempre trasferiti pacchetto per pacchetto, al sovradimensionamento degli angoli di apertura dei magneti e all'adozione di una nuova tecnica per l'iniezione del fascio del LINAC nell'anello "elevatore" che, riducendo gli effetti dovuti ai fenomeni di carica spaziale, contribuisce alla stabilità del

fascio stesso.

Un altro punto dell'impianto in cui le perdite di fascio rappresentano un grosso problema è il "diagramma magnetico" del sistema di estrazione lenta del fascio, dove, come nella zona di iniezione del fascio nell'anello "elevatore", le perdite sono inevitabili. Tuttavia, in entrambi i casi, le perdite di fascio sono localizzate e vi si può far fronte utilizzando collimatori ed assorbitori e ricorrendo, dove necessario, al controllo e al comando a distanza di alcune parti dell'apparato.

Non è stato ancora scelto il sito su cui sorgerà la EHF, le cui principali caratteristiche tecniche sono riassunte nella tabella 5.1.

Tabella 5.1

LINAC	
Energy (GeV)	1.2
Rep. Rate (Hz)	25
RFQ (MHz)	50/400
Chopper (MHz)	0.55
Alvarez (MHz)	400
Side Coupled Linac (MHz)	1200

	BOOSTER	MAIN RING
Energy (GeV)	1.2 - 9	9 - 30
Circumference (m)	480	960
Rep. Rate (Hz)	25	12.5
Protons (10^{13})	2.5	5
RF (MHz)	50.5 - 56	56 - 56.2
Frequency swing	11%	0.4%
Peak RF Voltage (MV)	~ 1.2	~ 2
Harmonic	90	180
γ	12.54	8
<u>Remarks</u>	200 turns H ⁻ Injection	Snakes Possible

	HOLDING RING	STRETCHER
Energy (GeV)	9	30
Circumference (m)	480	960
<u>Remarks</u>	Can be used as 9 GeV stretcher	Can have internal ribbon target

Allo stato attuale sono state prese in esame due possibilità. La prima prevede la costruzione di un nuovo laboratorio internazionale in Italia. La seconda è quella di realizzare la nuova macchina acceleratrice al CERN: le dimensioni della EHF sono infatti tali da rendere possibile la sua installazione nel tunnel degli ISR.

BIBLIOGRAFIA

- 1) T. Bressani, in "Perspectives of the Nuclear Physics: the role of the adronic probes", Hadronic Physic at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986) pp. 223-233
- 2) T. Bressani, in "Hypernuclear physics", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing, 1986) pp. 259-277
- 3) F. Bradamante, in "High Intensity Proton Sinchrotrons and the EHF Project", Hadronic Physics at Intermediate Energy, edito da T. Bressani e A. Ricci (North Holland Publishing) pp. 341-362
- 4) F. Bradamante et al., in "EHF: Letter of Intent", (1986)