

INFN/AE - 72/9  
Novembre 1972

## RICERCHE DI FISICA NUCLEARE A ENERGIE MEDIE E ALTE. -

S. Costa

INFN, Sezione di Torino.

## -1. - INTRODUZIONE. -

La facoltà di utilizzare tecniche e strumenti, sviluppati essenzialmente dalla fisica delle particelle elementari, per indagare sui nuclei atomici ha destato, negli ultimi anni, l'interesse di un numero crescente di fisici.

La possibilità di molteplici scelte del binomio fascio-bersaglio e l'esteso campo di energie accessibili offrono infatti una opportunità di grande potenzialità gnoseologica ai fini dello studio della struttura nucleare.

Praticamente in tutti i grandi Laboratori dotati di macchine di alta energia, dal CERN al JINR, da Frascati a Saclay a Brookhaven, per citarne solo alcuni, si sono sviluppate attività di ricerca in fisica dei nuclei ad energie intermedie e, più recentemente, nuovi Centri sono sorti o sono stati progettati massimamente per estendere e approfondire ricerche di questo tipo sulle quali possono convergere, saldandosi la frattura fra la fisica nucleare tradizionale e la fisica delle particelle elementari, fisici di entrambi questi settori.

Per quanto riguarda l'INFN, un terzo, o poco meno, dei ricercatori del Gruppo III<sup>0</sup> (la cui attività è argomento di questa relazione) è impegnato appunto in simili linee di ricerca che, schematicamente, vertono sullo studio dei nuclei mediante fasci di mesoni ( $K^-$  e  $\pi$ ) e fasci ad interazione elettromagnetica.

Questi studi si affiancano, completandoli, a quelli classici di spettroscopia e reazioni nucleari promossi essenzialmente da fasci adronici di bassa energia, che il Prof. Ricci ha esaurientemente illustrato nella relazione precedente.

Completandoli: infatti questi ultimi hanno fornito una gran quantità di informazioni su proprietà "esterne" dei nuclei, (come momenti statici, schemi di livelli, probabilità di transizione e così via) che sono servite come base per la edificazione, in modo ampiamente induttivo, di modelli nucleari quale, ad. es, il modello a strati. Tali studi sono rimasti tuttavia estranei alla possibilità di verificare in modo diretto la struttura nucleare implicata da questi stessi modelli: per fare ciò occorre impiegare sonde di energia più elevata e di lunghezza d'onda associata sufficientemente piccola da fornire una immagine "microscopica" della struttura nucleare.

- (152) - Vedasi C. F. Tsmag e S. G. Nilsson, Nuclear Phys. A140, 289 (1970); S. G. Nilsson, Proc. Intern. Conf. on properties of nuclear states (Montreal Univ. Press 1969), p. 1
- (153) - J. R. Nix, Proc. "Int. Conf. on the properties of nuclei far from the region of  $\beta$ -stability" (CERN, 1970) vol. II, p. 605.
- (154) - G. M. Flerov, Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure (Tokyo, 1967), Suppl. Journ. Ph. Soc. Japan 24, 237 (1968).
- (155) - Yu. A. Muzychka, Sov. J. Nuclear Phys. 10, 66 (1970); G. T. Seaborg, Proc. Conf. on Transuranium Elements (Houston, 1969).

Inoltre, aumentando l'energia dei proiettili utilizzati, diviene possibile, da un lato, indagare su problemi particolari già noti e importanti per la comprensione della struttura nucleare, come le correlazioni a corta distanza fra i nucleoni, ai quali gli esperimenti a bassa energia non sono sensibili; dall'altro, osservare fenomeni diversi e non prevedibili, e questo a maggior ragione se i proiettili sono di tipo non convenzionale.

## 2. - RICERCHE CON FASCI DI MESONI. -

2.1. - Esperimenti sugli ipernuclei. - L'interazione di mesoni K con i nuclei può dar luogo alla formazione di oggetti "strani", detti comunemente ipernuclei e composti da un sistema di nucleoni al quale si aggiunge una particella  $\Lambda$ . Da vent'anni, da quando cioè Danysz e Pniewski<sup>(1)</sup> osservarono e riconobbero il primo iperframmento, una media di circa 25 pubblicazioni per anno dimostra l'interesse per questo settore della fisica.

Le ricerche sperimentali sugli ipernuclei hanno sinora praticamente solo fatto uso di  $K^-$  a riposo e di tecniche visualizzanti (emulsioni e camere a bolle) per produrre e individuare una quindicina di ipernuclei nello stato fondamentale, cioè con l'iperone  $\Lambda$ , non inibito dal principio di Pauli, nello stato  $1s$ . Dall'analisi degli eventi ipernucleari univocamente identificati sono state ottenute essenzialmente le energie di legame  $B_\Lambda$  della particella  $\Lambda$  in tale stato. Queste misure forniscono tipicamente informazioni sulla interazione  $\Lambda$ -N, ottenibili ad esempio confrontando i parametri derivati dalla diffusione  $\Lambda$ -p a bassa energia con quelli che, in calcoli basati su modelli, danno i valori corretti delle  $B_\Lambda$  di molti ipernuclei<sup>(2)</sup>. Esse sono quindi precipuamente rilevanti per la Fisica delle Particelle, anche se la presenza della materia nucleare può essere indispensabile per mettere in luce l'esistenza di forze più complesse quale, ad esempio, una forza a tre corpi,  $\Lambda NN$ .

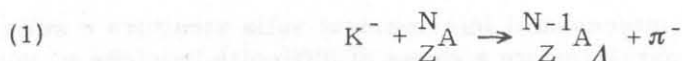
D'altro canto, esiste anche la possibilità di osservare degli ipernuclei in stati eccitati, la cui esistenza è stata recentemente provata con contatori da B. Povh et al. (Collab. CERN-Heidelber-Warsaw)<sup>(3)</sup> e, con emulsioni, dalla European  $K^-$  Collaboration<sup>(4)</sup>.

Nello spettro energetico di un ipernucleo si può semplicisticamente immaginare di distinguere, oltre a più complesse possibilità, gli stati eccitati dovuti alla sola eccitazione dei nucleoni con l'iperone nello stato fondamentale, da quelli formati innalzando la  $\Lambda$  a livelli eccitati di particella singola. Questi ultimi possono fornire informazioni sul modello a strati e sul metodo di Hartree-Fock del campo autoconsistente, di interesse per la Fisica Nucleare.

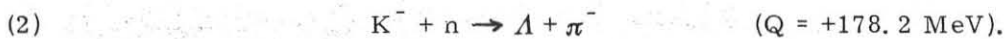
Una ipotesi particolarmente suggestiva è stata formulata da Feshbach-Kerman<sup>(5)</sup>, Lipkin<sup>(6)</sup> e Kisslinger<sup>(7)</sup> e riguarda la possibilità che esistano stati analoghi iperonici simili agli stati analoghi isobarici dei nuclei ordinari.

Si può ottenere uno stato analogo iperonico sostituendo ad esempio un neutrone con una  $\Lambda$  senza alterare la parte spaziale e di spin della funzione d'onda. La simmetria non è tuttavia perfetta poiché l'interazione  $\Lambda$ -N è diversa dall'interazione N-N e si tratta di arguire se, malgrado questo effetto che rompe la simmetria, sia possibile avere stati con larghezze osservabili ovvero se questi stati saranno confusi nel continuo. Feshbach, Kerman e Lipkin<sup>(5, 8)</sup> stimano che la larghezza di tali stati dovrebbe essere dell'ordine del MeV e la loro energia di eccitazione compresa tra 10 e 30 MeV. Ora, gli ipernuclei  $^{12}C_\Lambda$  e  $^{14}N_\Lambda$  sono stati osservati<sup>(4)</sup> in stati eccitati che decadono con emissione di protoni. L'energia di eccitazione di tali stati è di circa 10 MeV e la loro larghezza naturale non supera il MeV (0,4 MeV nel caso  $^{12}C_\Lambda^*$ ): esistono quindi le premesse per supporre che si tratti proprio degli stati analoghi iperonici suddetti.

Gli esperimenti di spettroscopia ipernucleare ricordati<sup>(3, 4)</sup>, hanno utilizzato  $K^-$  a riposo; Feshbach & Kerman<sup>(5)</sup> e Dalitz<sup>(9)</sup> hanno invece suggerito per questo tipo di indagine l'impiego di  $K^-$  in volo. Uno dei possibili processi, che risultano nella formazione di un ipernucleo, è il seguente



corrispondente alla reazione libera



Il vantaggio di usare  $K^-$  in volo anziché a riposo risiede nel fatto che con scelte cinematiche opportune è possibile minimizzare la quantità di moto  $p_\Lambda$  dell'iperone, aumentando quindi la probabilità di ottenere uno stato finale legato anziché una stella. Ad esempio, nel caso della reazione (2) con  $K^-$  a riposo si ha  $p_\Lambda \simeq 250 \text{ MeV}/c$ , mentre con  $K^-$  in volo ( $p_K \simeq 300 \div 700 \text{ MeV}/c$ )  $p_\Lambda$  è minore di  $80 \text{ MeV}/c$  se il  $\pi^-$  emerge ad un angolo prossimo a  $0^\circ$  ( $\theta_{\pi \text{LAB}} < 6^\circ$ ).

Inoltre, a basso momento trasferito, la probabilità che il barione, coinvolto nella reazione di scambio di stranezza, cambi il suo momento angolare è piccola e non si ha capovolgimento di spin se  $\theta_\pi = 0^\circ$ . In tal modo la  $\Lambda$  sostituisce nello stesso stato spaziale e di spin un neutrone nel nucleo bersaglio, dando luogo alla formazione di uno stato analogo iperonico.

L'esperimento di spettroscopia ipernucleare che viene effettuato proprio in questi giorni al PS del CERN da parte di un gruppo esclusivamente italiano (INFN-Torino) si basa appunto sulla reazione (1) indotta da  $K^-$  di  $400 \text{ MeV}/c$ <sup>(10)</sup>.

Tecnicamente, si tratta di riconoscere il  $K^-$  incidente sul bersaglio e il  $\pi^-$  emergente e di misurarne accuratamente le quantità di moto onde risalire alla massa mancante e quindi alle energie di eccitazione degli stati dell'ipernucleo formato. Il dispositivo sperimentale è rappresentato schematicamente in Fig. 1. Il riconoscimento dei mesoni  $K^-$  e  $\pi^-$  viene effettuato con sistemi di contatori Cerenkov (tipo Fitch) e di scintillatori plastici, mentre le traiettorie delle particelle nel campo magnetico sono determinate da un complesso di otto camere proporzionali multifili.

Questo esperimento è il primo ad essere effettuato con  $K^-$  in volo e, come di consueto negli esperimenti di prima generazione, la risoluzione ( $\sim 3 \text{ MeV}$ ) è stata sacrificata a vantaggio della velocità di conteggio.

Sono però già state avanzate al CERN proposte (B. Povh) per migliorare la risoluzione adottando sostanzialmente lo stesso dispositivo sperimentale dell'esperimento in corso ma introducendo il principio degli spettrometri "energy-loss" compensati.

E' facile prevedere che i risultati dell'esperimento italiano daranno informazioni di vitale importanza per gli sviluppi di questa linea di ricerca che avverranno non soltanto al CERN, ma probabilmente anche a Brookhaven (Palewski) e altrove.

2.2. - Esperimenti con fasci di pioni. - Già da tempo è stato sottolineato l'interesse di sfruttare fasci di pioni per studiare la struttura nucleare. Alcune delle ragioni di tale interesse sono le seguenti:

- 1) i pioni hanno spin isotopico  $T=1$ : si potranno quindi osservare dei livelli eccitati corrispondenti a  $\Delta T=2$  e studiare, mediante reazioni di doppio scambio di carica, stati analoghi non raggiungibili altrimenti ( $\Delta T_3 = \pm 2$ ). Inoltre a bassa energia il doppio scambio di carica avviene su due nucleoni e può quindi dare informazioni sul moto relativo di questi nel nucleo (correlazioni);
- 2) nell'intervallo di energie che ci interessano, l'interazione pione-nucleone è dominata dalla risonanza  $(3/2, 3/2)$  e si possono trascurare i contributi delle onde parziali diverse dalle onde  $s$  e  $p$ . Il comportamento del pione nel nucleo non sarà lo stesso a bassa energia e alla risonanza: il nucleo apparirà quasi ialino a bassa energia ma decisamente opaco nella regione della risonanza. Questa circostanza permette di sondare parti diverse (interno e superficie) del nucleo stesso;
- 3) il pione è un bosone e può quindi essere assorbito. Nel processo di assorbimento prendono parte solitamente almeno due nucleoni e si dovrebbe potere quindi anche per questa via indagare sulle correlazioni fra i nucleoni e sulle componenti ad alto impulso della funzione d'onda nucleare.

Purtroppo queste promesse di interessanti informazioni sulla struttura e sulla dinamica nucleare sono state mantenute solo parzialmente a causa di difficoltà teoriche e, soprattutto, sperimentali. La mediocre qualità dei fasci di pioni utilizzati (debole intensità, cattiva risoluzione energetica e alta contaminazione elettromuonica) ha impoverito l'informazione sperimentale rendendola frammentaria e incerta. Questo stato di cose non ha certo contribuito a

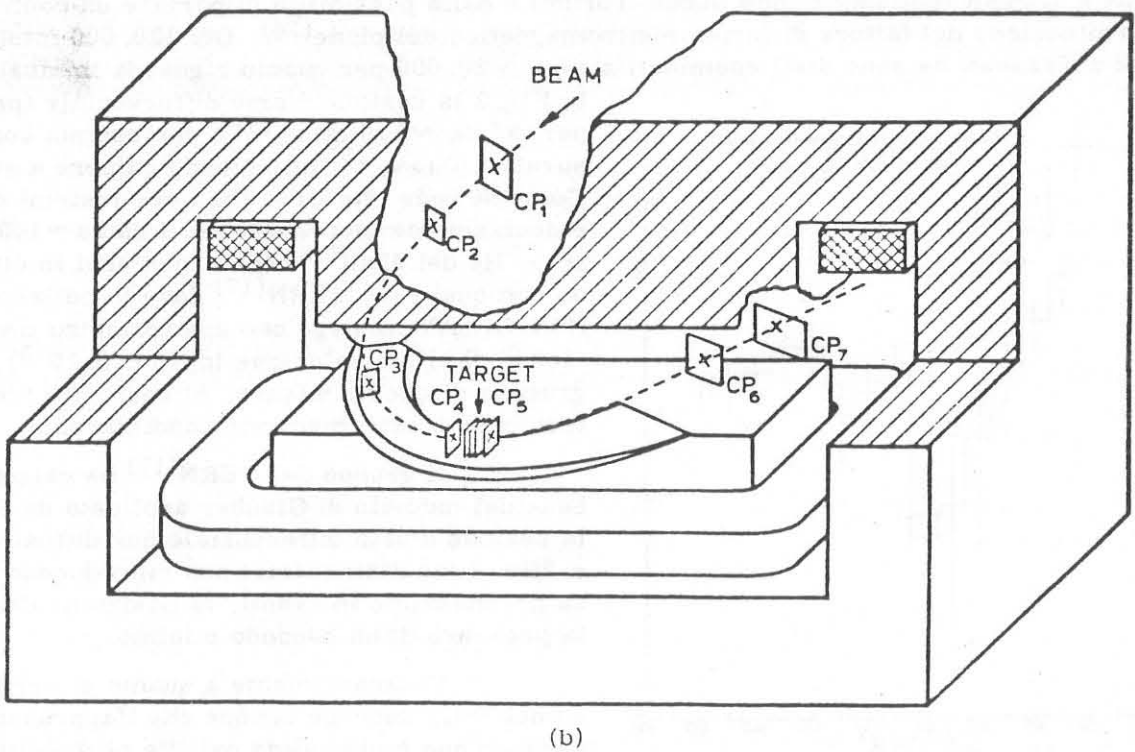
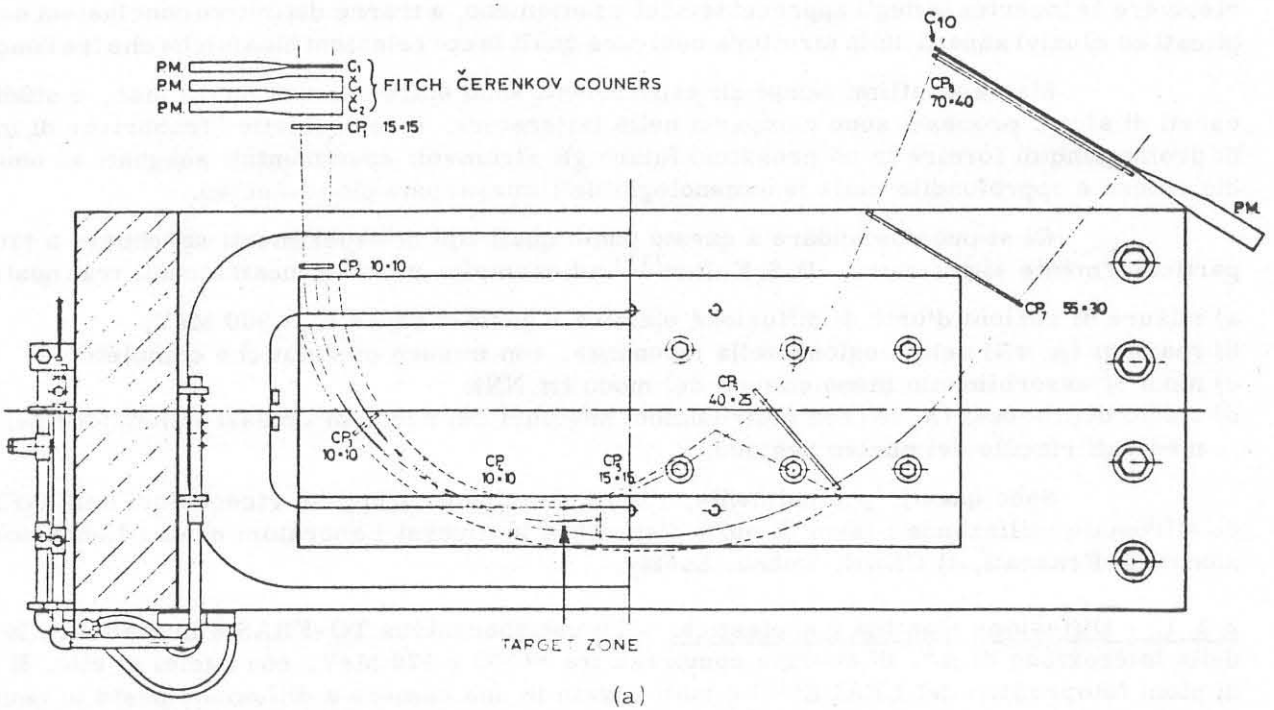


FIG. 1a) e b) - Disposizione del magnete e dei rivelatori utilizzati nell'esperimento sugli ipernuclei (CP = Camere proporzionali multifili).



risolvere le incertezze negli approcci teorici e tantomeno, a trarre definitive conclusioni su complicati ed elusivi aspetti della struttura nucleare quali le correlazioni dinamiche che fra i nucleoni.

Ma negli ultimi tempi gli esperimenti sono entrati in una nuova fase, e studi accurati di alcuni processi sono comparsi nella letteratura. E le cosiddette "fabbriche di mesoni promettono di fornire in un prossimo futuro gli strumenti sperimentali adeguati ad uno studio esteso e approfondito della fenomenologia dell'interazione pione-nucleo.

Ci si può domandare a questo punto quali tipi di esperimenti sarebbero a tal fine particolarmente significativi. D. S. Koltun<sup>(11)</sup> ad esempio, ne ha elencati alcuni, tra i quali cito:

- misure di sezioni d'urto di diffusione elastica e anelastica,  $0 < E_{\pi} < 300$  MeV;
- reazioni  $(\pi, \pi N)$  nella regione della risonanza, con misure cinematiche complete;
- modi di assorbimento meno comuni del modo  $(\pi, NN)$ ;
- studio di processi  $(\pi, 2N)$  con distribuzioni angolari dei nucleoni emessi in funzione del momento di rinculo del nucleo residuo.

Sono questi, puntualmente, i temi che alcuni gruppi di ricercatori dell'INFN hanno affrontato utilizzando i fasci di pioni disponibili in diversi Laboratori quali i Laboratori Nazionali di Frascati, il CERN, Dubna, Saclay.

**2.2.1. - Diffusione elastica e anelastica.** - La collaborazione TO-FRAS è iniziata con lo studio della interazione di  $\pi^+$ , di energia compresa tra  $\sim 100$  e 170 MeV, con nuclei di elio. Il fascio di pioni fotoprodotti del LEALE<sup>(12)</sup> è stato inviato in una camera a diffusione posta in campo magnetico (5 KGauss) e riempita con  $^4\text{He}$  a 15 Atm. In questo esperimento la risoluzione in quantità di moto è risultata migliore dell'1% e la contaminazione del fascio pari a  $\sim 12\%$ <sup>(13)</sup>. L'uso della camera a diffusione è stato suggerito dalla sua bassa sensibilità ai fondi di particelle neutre, e la scelta dell'elio come gas di riempimento dall'assenza di stati eccitati a bassa energia, dalla complementarità dei risultati ottenibili con quelli di esperimenti in programma al CERN e al JINR (collaborazione Dubna-Torino) e dalla possibilità di portare un contributo alla determinazione del fattore di forma elettromagnetico del pione<sup>(14)</sup>. Dei 120.000 fotogrammi ripresi a Frascati ne sono stati esaminati sinora  $\sim 30.000$  per quanto riguarda il canale elastico.

In Fig. 2 la sezione d'urto differenziale (preliminare per  $\pi^+$  da  $\sim 110$  MeV<sup>(15)</sup> è confrontata con quella misurata a Dubna<sup>(16)</sup> utilizzando camere a streamer. Come si vede l'accordo fra i due insiemi di misure è decisamente incoraggiante. I dati a  $\sim 100$  MeV per  $\pi^- - ^4\text{He}$  del JINR<sup>(16)</sup> sono anch'essi in ottimo accordo con quelli del CERN<sup>(17)</sup> dove la collaborazione IISN-ORSAY impiega uno spettrometro tipo "energy-loss" di alta risoluzione ( $dp/p \sim 2 \cdot 10^{-3}$ ). La congruenza di queste misure, ottenute con tre diverse tecniche, è estremamente soddisfacente.

Il gruppo del CERN<sup>(17)</sup> ha calcolato, sulla base del modello di Glauber applicato da Schmit<sup>(19)</sup>, la sezione d'urto differenziale per diffusione elastica  $\pi^- - ^4\text{He}$ . I risultati teorici non riproducono la pendenza del massimo in avanti, la posizione del primo e la presenza di un secondo minimo.

Contrariamente a quanto si verifica nel caso del  $^{12}\text{C}$ , succede dunque che l'approssimazione di Glauber non è più valida nell' $^4\text{He}$  probabilmente perché il piccolo numero di nucleoni riduce l'effetto dell'interferenza distruttiva.

Anche la fenomenologia della diffusione elastica di  $\pi^-$  su  $^4\text{He}$  e  $^{12}\text{C}$  presenta notevoli differenze. Ad esempio, nel caso dell'elio la posizione angolare ( $\sim 75^\circ$ ) del primo minimo è, diversamente da quanto si ha nella diffusione  $\pi^- - ^{12}\text{C}$ , indipendente dall'energia del pione, e la sezione d'urto nella regione del secondo massimo diminuisce

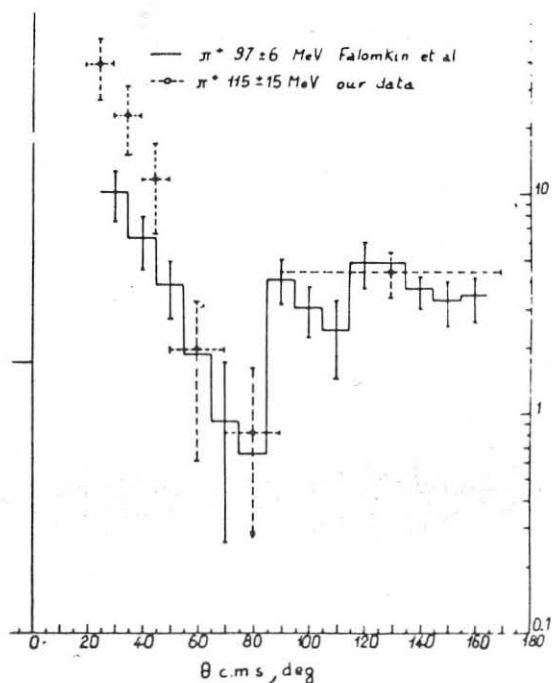


FIG. 2 - Sezioni d'urto differenziali per la diffusione elastica di  $\pi^+$  su  $^4\text{He}$  misurate a Frascati<sup>(15)</sup> e a Dubna<sup>(16)</sup>.

sce di due ordini di grandezza passando da 110 a 260 MeV, mentre nel caso del  $^{12}\text{C}$  essa è praticamente costante.

Questo fatto sottolinea l'interesse e l'importanza di indagini complete e sistematiche che per discriminare tra effetti attribuibili o al compostamento del pione nella materia nucleare o a proprietà della struttura del nucleo bersaglio.

I dati di Dubna<sup>(16)</sup> sono stati sottoposti ad analisi in onde parziali usando tre sfasamenti complessi<sup>(16, 18)</sup>. I dati sperimentali sono ben riprodotti considerando le onde s, p e d, e l'onda p appare nettamente dominante come avviene nella diffusione pione nucleone. Quando però si confrontano tra loro i risultati dell'analisi di dati sperimentali disponibili nella letteratura si notano alcune discordanze. In particolare appaiono diversi gli sfasamenti desunti dalle misure di Block<sup>(20)</sup> e da quelle di Crowe<sup>(21)</sup>, per quanto le misure stesse siano sostanzialmente in accordo, salvo a grandi angoli, ove Block trova una sezione d'urto maggiore. Ora, l'importanza dei dati a grandi angoli ai fini dell'analisi in onde parziali è stata posta in chiara evidenza da Beiner e Huguenin<sup>(22)</sup>. Essi hanno dimostrato che differenti insiemi di sfasamenti, che riproducono ugualmente bene la sezione d'urto differenziale (es. diffusione elastica di  $\pi^-$  da 80 MeV su  $^{12}\text{C}$ ) sino a  $\sim 120^\circ$ , danno risultati a  $180^\circ$  che differiscono fra loro di almeno due ordini di grandezza.

Conseguentemente, è stato approntato nella sala pioni del LEALE uno spettrometro a camera a streamer (esperimento TO-FRAS 2)<sup>(23)</sup> che in modo molto semplice (v. Fig. 3)

consente di misurare la diffusione a grandi angoli ( $\sim 180^\circ$ ) di pioni (o altre particelle cariche) da bersagli solidi posti immediatamente oltre la finestra d'uscita della camera. Con questa strumentazione sono in corso misure preliminari di retro-diffusione di  $\pi$  da 80 MeV con bersaglio di  $^{12}\text{C}$ . La risoluzione in energia prevista è di circa 2 MeV, che tuttavia consente per questo esperimento la separazione della sezione d'urto elastica da quella anelastica.

Inoltre, sempre presso il LEALE, stanno per iniziare con lo spettrometro tipo "energy-loss" misure di diffusione elastica e anelastica di  $\pi^\pm$  da 30 a 80 MeV su vari nuclei. Lo spettrometro ha dimostrato, in misure preliminari, di possedere il potere risolutivo previsto (1%) e consentirà quindi di sviluppare, in modo qualitativamente comparabile, un programma di ricerche complementari a quelle condotte in altri Laboratori.

2.2.2. - Reazioni ( $\pi, \pi N$ ). - Il più semplice meccanismo che può essere pensato per descrivere reazioni di questo tipo è, naturalmente, quello della diffusione quasi libera del pione su un singolo nucleone, che viene ad essere così sospinto fuori dal nucleo. Coerentemente con questa interpretazione, ci si aspetta che la sezione d'urto in funzione della energia del pione ricalchi quella del processo su nucleone libero, presentando ad esempio la risonanza (3, 3) soltanto un pò allargata a causa del moto di Fermi dei nucleoni nel nucleo, e che alla risonanza, come nel caso del nucleone libero, sia

$$R = \frac{\sigma(\pi^-, \pi^- n)}{\sigma(\pi^+, \pi^+ n) + \sigma(\pi^+, \pi^0 p)} = 3.$$

Ora, i risultati sperimentali<sup>(25, 25)</sup> sono effettivamente in ottimo accordo con i calcoli basati su questo semplice modello<sup>(26)</sup> per quanto riguarda l'andamento della sezione d'urto, ma il gruppo di Oxford<sup>(25)</sup> al CERN trova, a 180 MeV, che R sorprendentemente vale  $1 \pm 0.1$  nel caso dei

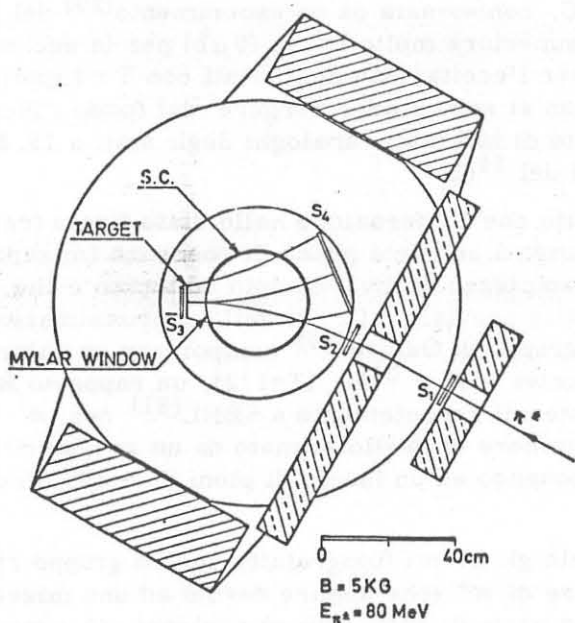


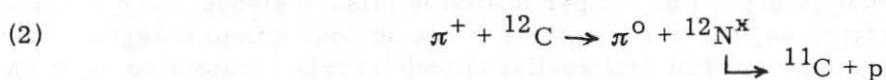
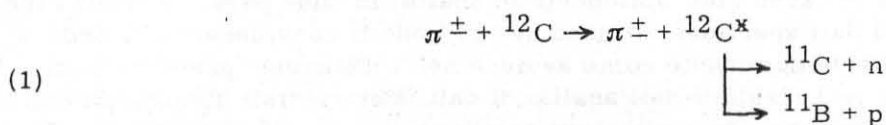
FIG. 3 - Dispositivo sperimentale per la misura della diffusione a grandi angoli ( $170^\circ \div 180^\circ$ ) di  $\pi^\pm$ . I pioni incidenti e quelli retrodiffusi attraversano una camera a streamer (S. C.) posta in campo magnetico. Una coincidenza  $S_1 S_2 \bar{S}_3 S_4$  ( $S_i$  = scintillatori plastici) comanda l'applicazione dell'impulso di H. T. alla camera a streamer.

sonanza, come nel caso del nucleone libero, sia



tre nuclei  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$  e  $^{16}\text{O}$ .

E' possibile spiegare in modo verosimile questo risultato supponendo che avvenga sul nucleo bersaglio la diffusione anelastica coerente del pione con l'eccitazione (che sarà indipendente dal segno della carica del pione) di uno stato virtuale di spin isotopico ben definito ( $T = 0, 1$ ) nella regione della Risonanza Gigante. Questo stato successivamente decade attraverso a uno dei canali energeticamente aperti: ad esempio



Gli stati rappresentati da  ${}^{12}\text{N}^*$  sono gli analoghi con  $T_3 = -1$  degli stati  $T = 1$   $T_3 = 0$  del  ${}^{12}\text{C}$ . Quindi misurando (come ha fatto il gruppo di Oxford<sup>(25)</sup>) l'attività del  ${}^{11}\text{C}$  ci si dovrebbe aspettare un rapporto 1 se vengono eccitati stati con  $T = 0$  e 5/7 se invece  $T = 1$ <sup>(25)</sup>. Ericson<sup>(27)</sup> e, più recentemente, Seki<sup>(28)</sup> hanno stimato che l'interazione  $\pi$ -nucleo risulti preferenzialmente nell'eccitazione di stati con  $T = 0$ .

Questa congettura è stata, per il  ${}^{12}\text{C}$ , confermata da un esperimento<sup>(29)</sup> del gruppo di Torino al CERN, che ha stabilito un limite superiore molto basso ( $5 \mu\text{b}$ ) per la sezione d'urto, integrata sulla geometria sperimentale, per l'eccitazione degli stati con  $T = 1$  ipotizzata per la reazione (2). Sperimentalmente infatti non si sono visti emergere dal fondo i picchi di protoni che ci si attenderebbero dal decadimento di tali stati, analoghi degli stati a 19.3, 22.7 e 25.5 MeV del  ${}^{12}\text{C}$ , allo stato fondamentale del  ${}^{11}\text{C}$ .

D'altro canto, Robson<sup>(30)</sup> ha suggerito che l'interazione nello stato finale fra il nucleone uscente e il nucleo residuo possa dare luogo a un certo grado di coerenza (misurabile con un parametro  $\chi$  che varia tra 0 e 1) tra le ampiezze di diverso spin isotopico e che, conseguentemente, sia lecito attendersi deviazioni dalle previsioni ( $R = 3$ ) della approssimazione impulsiva con onde piane. I risultati ottenuti dal gruppo di Oxford<sup>(25)</sup> comportano un valore di  $\chi \simeq 0.25$  che a sua volta fornisce, nel caso dei nuclei  ${}^{19}\text{F}$  e  ${}^{31}\text{P}$ , ( $T = 1/2$ ), un rapporto  $R \approx 1.3$  in discreto accordo con i risultati sperimentali ottenuti recentemente a SREL<sup>(31)</sup> con  $\pi$  da 184 MeV. Il valore  $\chi = 0.25$  è invece nettamente minore di quello stimato da un gruppo di Milano<sup>(32)</sup> utilizzando dati sperimentali ottenuti esponendo ad un fascio di pioni di  $\sim 130$  MeV (Saclay) una camera a bolle a propano.

Analizzando con accuratezza e cautela gli eventi fotografati, questo gruppo ricava risultati che riguardano l'assorbimento nucleare di  $\pi^+$  (che appare dovuto ad una miscela di meccanismi tutti riconducibili all'assorbimento da parte di substrutture nucleari più o meno complesse), e, come già accennato, reazioni tipo  $(\pi, \pi N)$  con o senza scambio di carica. Ad esempio, nella reazione  ${}^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$  la distribuzione di frequenza delle energie mancanti  $E_m = T_{\pi\text{in}} - T_{\pi\text{out}} - T_p$  (essendo  $T_x$  l'energia cinetica del pione incidente o uscente o del protone) mostra con sufficiente evidenza (v. Fig. 4) i picchi corrispondenti all'emissione di protoni degli strati s e p del  ${}^{12}\text{C}$  con un rapporto tra le sezioni d'urto  $\sigma_p / \sigma_s = 1.5 \pm 0.2$ . L'analisi dei dati sperimentali in approssimazione impulsiva ha poi consentito la determinazione del fattore di forma per il decadimento virtuale  ${}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{B}$  per i protoni degli stati s e p.

**2.2.3. - Assorbimento nucleare di pioni.** - L'assorbimento di un pione, in volo o a riposo ( $\pi^-$ ) comporta la cessione al nucleo di una notevole quantità di energia e di una ben definita quantità di moto. La maggior parte dei modi in cui il nucleo può "liberarsi" dell'energia in eccesso contempla l'emissione di più nucleoni.

I molti corpi che si hanno solitamente nello stato finale costituiscono una delle principali difficoltà che si incontrano nello studio dei processi di assorbimento.

Dal punto di vista sperimentale, si può affermare che la qualità degli esperimenti è solo recentemente sensibilmente migliorata ma, pur esistendo ora alcune misure, riguardanti nuclei leggeri, abbastanza complete cinematicamente, il campo di indagine resta larga-

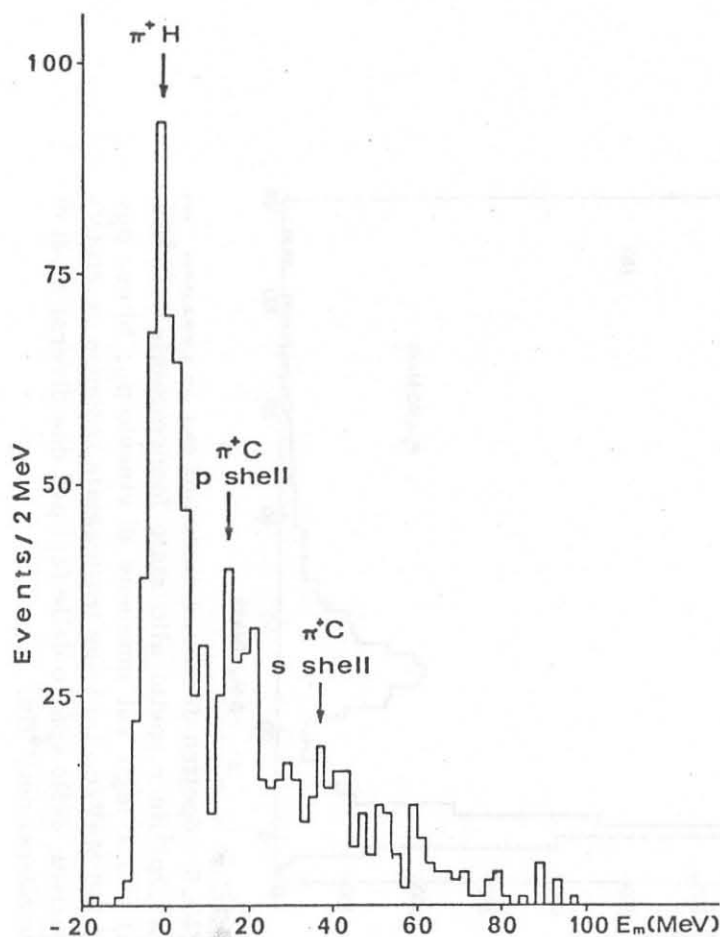


FIG. 4 - Distribuzione delle energie mancanti  $E_m$  relative alla reazione  $^{12}\text{C}(\pi^+, \pi^+ p)$ . I valori approssimativi di  $E_m$  per la diffusione elastica su H e per la separazione di protoni degli strati 1s e 1p sono indicati.

due nucleoni emessi testimoniano sperimentalmente la correttezza di questa interpretazione.

Il meccanismo delle reazioni  $(\pi^-, NN)$  con  $\pi^-$  a riposo è stato estesamente investigato dalla collaborazione Trieste-Padova al CERN. In particolare, la reazione  $(\pi^-, 2n)$  in  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$  e  $^{12}\text{C}$  è stata accuratamente studiata<sup>(36)</sup> misurando con tempi di volo gli spettri energetici dei due neutroni correlati a  $\sim 180^\circ$  in coincidenza. La Fig. 5 fornisce un esempio ( $^6\text{Li}$ ) dei risultati ottenuti. I due picchi nello spettro delle energie mancanti corrisponderebbero all'assorbimento del  $\pi^-$  da parte di due nucleoni degli stati p ed s, rispettivamente, del  $^6\text{Li}$ . Risultati simili sono stati ottenuti da altri autori<sup>(37)</sup> nel caso della reazione simmetrica di carica  $^6\text{Li}(\pi^+, 2p)$  (Fig. 6).

Il gruppo di Trieste-Padova ha ottenuto anche interessanti risultati dallo studio di reazioni tipo  $(\pi^-, np)$  e  $(\pi^-, nd)$  sugli stessi nuclei<sup>(38)</sup>. L'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia mancante mostra, ad esempio nel caso del  $^6\text{Li}$ , un unico picco piuttosto largo e centrato a  $\sim 20$  MeV, il che suggerisce che l'assorbimento del  $\pi^-$  avviene essenzialmente su due protoni dello strato s e che quindi la correlazione tra protoni negli stati s e p è molto debole in questo nucleo.

Come già accennato, l'assorbimento da parte di una coppia di nucleoni non esaurisce tutte le possibilità. Negli ultimi anni è stata infatti raggiunta chiara evidenza sperimentale di una considerevole emissione di deutoni e anche di tritoni di elevata energia<sup>(39)</sup>. Questo fatto indica la possibilità di un importante contributo all'assorbimento da parte di substrutture di tipo quasi- $^3\text{He}$  e quasi-alfa.

mente aperto; dal lato teorico, una descrizione quantitativamente corretta dei fenomeni osservati non è stata ancora formulata.

L'assorbimento di pioni da parte di singoli nucleoni è un modo fortemente soppresso per ovvie ragioni cinematiche; solo la "coda" della distribuzione di impulsi dei nucleoni entro il nucleo può contribuire infatti alla sezione d'urto del processo. Sperimentalmente la frequenza di questo modo d'assorbimento rispetto al totale è dell'ordine del 1'1%<sup>(33, 34)</sup> nei nuclei leggeri. In questi nuclei, d'altra parte, si sa che la formazione di un nucleo composto con successiva evaporazione di alcuni nucleoni è, al contrario di quanto succede nei nuclei pesanti, praticamente trascurabile. E' lecito dunque pensare a modi di assorbimento che coinvolgono substrutture nucleari, composte da almeno due nucleoni, i cui frammenti, proiettati fuori dal nucleo, possono essere rivelati consentendo così illazioni sulla natura della substruttura interessata nel processo.

L'esperimento con  $\pi^-$  a riposo di Nordberg et al.<sup>(35)</sup> ha messo quantitativamente in evidenza l'importanza dell'assorbimento da parte di una coppia di nucleoni, la cui frequenza è nei nuclei leggeri  $\approx 20\%$ , la forte correlazione angolare a  $180^\circ$  e lo spettro energetico con il massimo a  $\sim 60$  MeV, dei

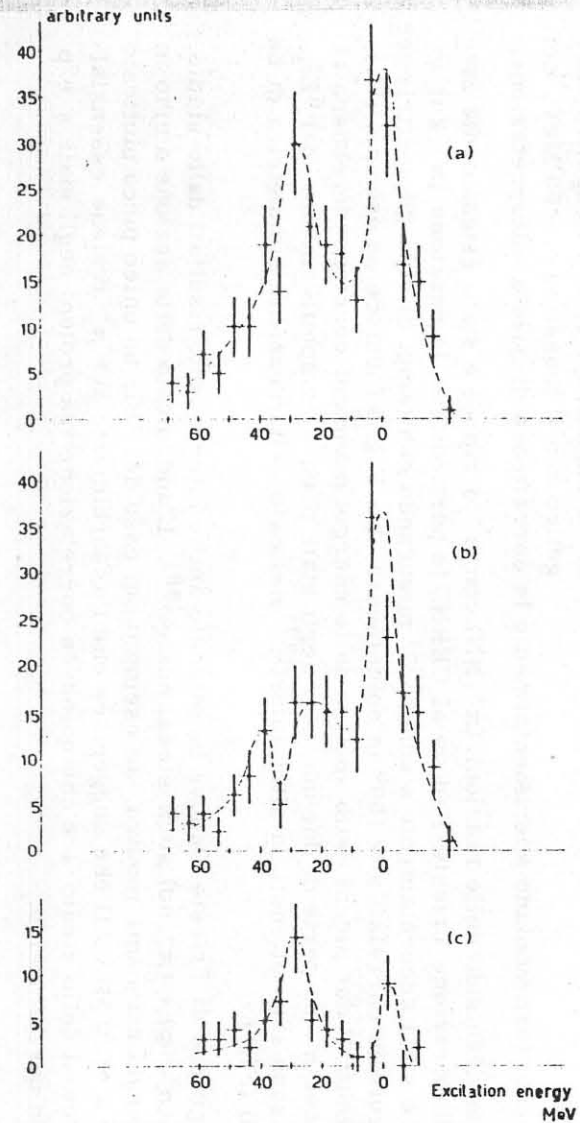


FIG. 5 -  ${}^6\text{Li}(\pi^-, 2n)$ . Spettri di energie di eccitazione per diversi intervalli della quantità di moto di rinculo del nucleo residuo: a) 0-230 MeV/c; b) 0-100 MeV/c; c) 100-230 MeV/c.

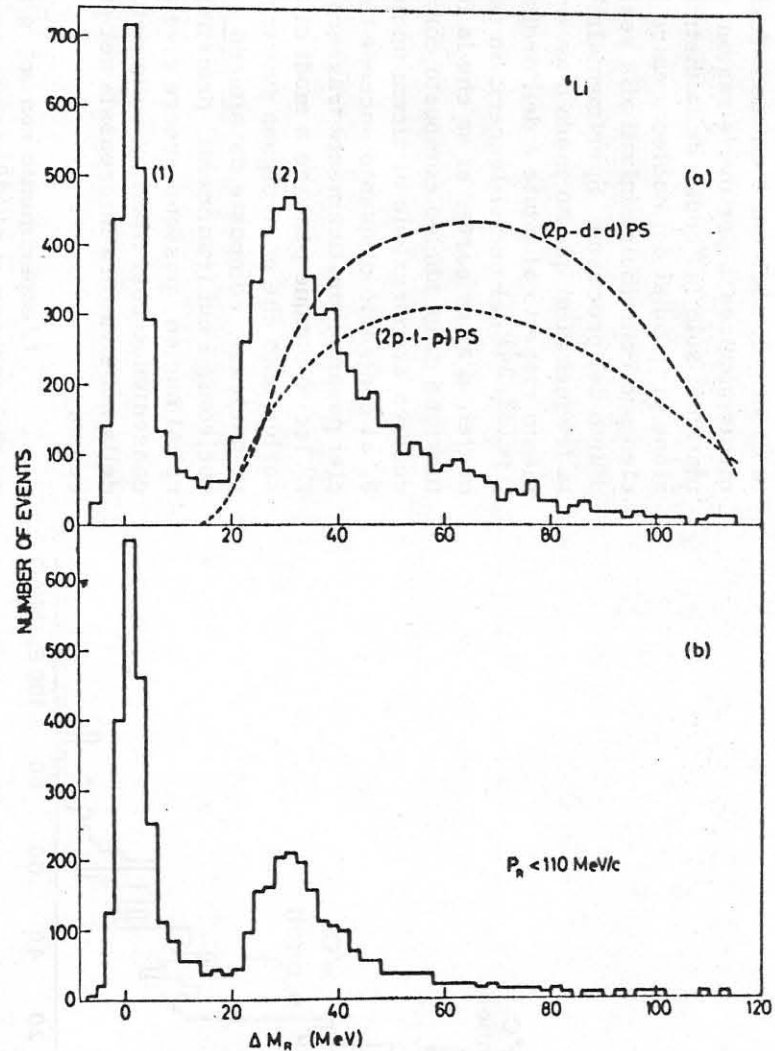


FIG. 6 - Spettro di masse mancanti per le reazioni  $(\pi^+, 2p){}^4\text{He}$  rispetto allo stato fondamentale dell' ${}^4\text{He}$ . a) senza tagli sul momento di rinculo  $p_R$ ; b) con  $p_R < 110$  MeV/c. Le linee tratteggiate indicano la distribuzione dello spazio delle fasi per due diversi modi di scindersi dell' ${}^4\text{He}$ .

Anche ai fini della comprensione di quanto può avvenire nei nuclei complessi, sono quindi particolarmente interessanti gli esperimenti sull'assorbimento di pioni in  $^3\text{He}$  e  $^4\text{He}$ , come quello effettuato al CERN da Ziocck, Cernigoi e Gorini<sup>(40)</sup>, in cui si sono misurati gli spettri energetici delle particelle cariche associate ai tre possibili stati finali risultanti dall'assorbimento di  $\pi^-$  su  $^4\text{He}$ .

### 3. - RICERCHE CON FASCI DI ELETTRONI E DI FOTONI. -

Son ben noti a tutti gli importanti risultati ottenuti, nello studio della struttura dei nucleoni e dei nuclei, mediante l'uso di sonde ad interazione elettromagnetica. Tale successo è in buona parte dovuto al fatto che l'interazione è ben conosciuta e che la sua intensità è intermedia, cosicché la sonda non perturba troppo gravemente la struttura del bersaglio studiato. Quest'ultimo aspetto comporta che le sezioni d'urto siano piuttosto piccole (e dal punto di vista dello sperimentatore si vede molto bene questo rovescio della medaglia) e quindi molti tipi di esperimenti presentano serie difficoltà, per superare le quali sono state costruite, o sono in costruzione, in molti altri Paesi, macchine acceleratrici di grande potenza, principalmente acceleratori lineari di elettroni con elevatissime correnti e alto fattore di utilizzazione.

Per comodità di presentazione, descriverò separatamente le ricerche condotte con fasci di elettroni e di fotoni. Questo equivale a dividere la cosiddetta superficie dell'intensità di eccitazione nucleare in due parti, l'una per cui è  $q_\mu^2 > 0$  l'altra per cui  $q_\mu^2 = 0$ . Tecnicamente è estremamente difficile con la diffusione di elettroni avvicinare la linea fotonica ( $q = \omega$ ) o perché il picco elastico tende a mascherare ogni altro effetto, o perché le correzioni radiative sono enormi. Esiste quindi la premessa perché misurazioni fatte con elettroni e con fotoni siano fra loro complementari per quanto riguarda l'informazione sulle proprietà nucleari.

Un tema frequente delle ricerche svolte in entrambi questi settori riguarda gli aspetti a particella singola della struttura nucleare ed eventuali modificazioni del modello a particelle indipendenti quale l'introduzione di correlazioni dinamiche fra i nucleoni.

3.1. - Esperimenti con fasci di elettroni di alta energia possono essere realizzati al fine di ottenere informazioni "localizzate", riguardanti cioè essenzialmente uno o comunque pochi dei molti nucleoni che formano un nucleo.

Ad esempio, con misure di diffusione elastica su due nuclei isotoni si ottengono fattori di forma longitudinali che danno informazioni sulla differenza delle distribuzioni di carica dovuta essenzialmente alla presenza del protone in più, e, d'altra parte, molti esperimenti di diffusione anelastica coinvolgono l'eccitazione di stati di particelle singole. Ma gli esperimenti di diffusione quasi-elastica di elettroni sono forse quelli che più direttamente sondano la struttura a particella singola dei nuclei atomici.

Gli esperimenti nella regione del picco quasi-elastico (che nell'insieme dello spettro anelastico è la parte dominante eppure meno intensamente studiata) possono essere realizzati sia rivelando unicamente l'elettrone diffuso, sia con misure in coincidenza del tipo ( $e, e'x$ ) che richiedono però l'uso di macchine acceleratrici con alto fattore di utilizzazione, circostanza che ha escluso l'impiego dei LINAC convenzionali.

Presso l'Elettrosincrotrone di Frascati, il gruppo della Sanità da quasi 10 anni svolge un coerente ed impegnativo programma di studi sulle reazioni ( $e, e'p$ ) in nuclei leggeri e medi, ottenendo risultati di notevole rilievo, costantemente citati nella letteratura mondiale.

Le informazioni che si traggono dagli esperimenti ( $e, e'p$ ) riguardano principalmente spettri di eccitazione del nucleo residuo (misurati sperimentalmente come spettri in energia mancante i cui picchi vengono interpretati come energie di separazione di protoni dai diversi strati nucleari) e distribuzioni di quantità di moto dei protoni nel nucleo bersaglio (misurate sperimentalmente come distribuzioni angolari del protone rivelato rispetto alla direzione calcolata cinematicamente nell'ipotesi che il protone sia inizialmente fermo).

Queste sono essenzialmente le stesse informazioni che si ottengono dagli esperimenti ( $p, 2p$ ). Molto brevemente si può ricordare però che, se a favore delle reazioni ( $p, 2p$ ) giocano la velocità di conteggio e la risoluzione, a loro svantaggio pesano le difficoltà teoriche



connesse con il fatto che l'interazione in questo caso è forte, e le rilevanti distorsioni che limitano seriamente lo studio degli strati più interni.

L'attività del gruppo di Sanità si è concretizzata in una serie di misure su Be, C, Al, S, Ca e As<sup>(41)</sup>, che hanno messo in evidenza gruppi di protoni corrispondenti a diverse e anche elevate energie di separazione. Nel caso del <sup>12</sup>C e del <sup>40</sup>Ca sono state inoltre misurate in tempi diversi, le distribuzioni delle quantità di moto iniziali dei protoni emessi<sup>(42, 43)</sup>. La

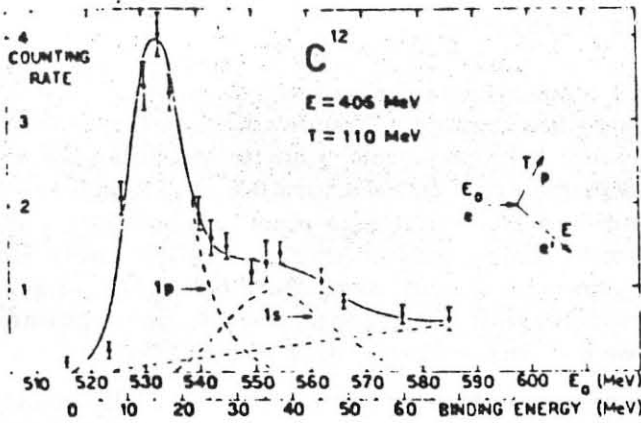


FIG. 7 - Velocità di conteggio di coincidenze (e', p) nel <sup>12</sup>C, in funzione dell'energia dell'elettrone incidente.

Fig. 7, che si riferisce al carbonio, esemplifica i risultati ottenuti. La risoluzione (~10 MeV) non era tale da consentire, nello spettro delle energie mancanti, la netta separazione tra i protoni emessi dallo strato s e quelli dallo strato p. Tuttavia, i valori desunti delle energie di separazione sono in accordo con quelli ricavati da recenti esperimenti (p, 2p)<sup>(44)</sup> ed (e, e'p)<sup>(45)</sup>. Inoltre le distribuzioni angolari misurate (Fig. 8) tolgono ogni dubbio sul fatto che si tratti effettivamente dell'emissione di protoni inizialmente in stati di momento angolare l = 0 ed l = 1. I valori dei parametri q<sub>OS</sub> (157 ± 18 MeV/c) e q<sub>OP</sub> (94 ± 8 MeV/c), ottenuti dalla analisi delle distribuzioni angolari con un potenziale di oscillatore armonico, sono in ottimo accordo con quelli desunti da altri esperimenti (p, 2p) ed (e, e'p) di Liverpool e Tokio<sup>(44, 45)</sup>.

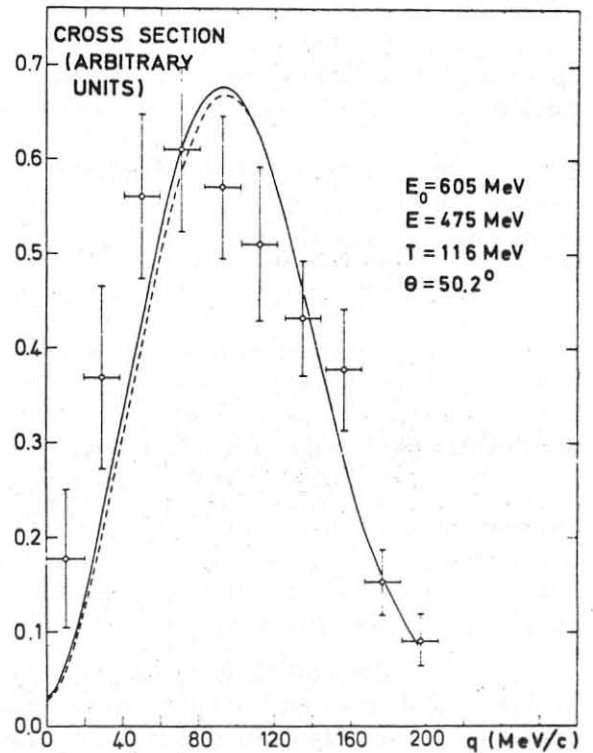
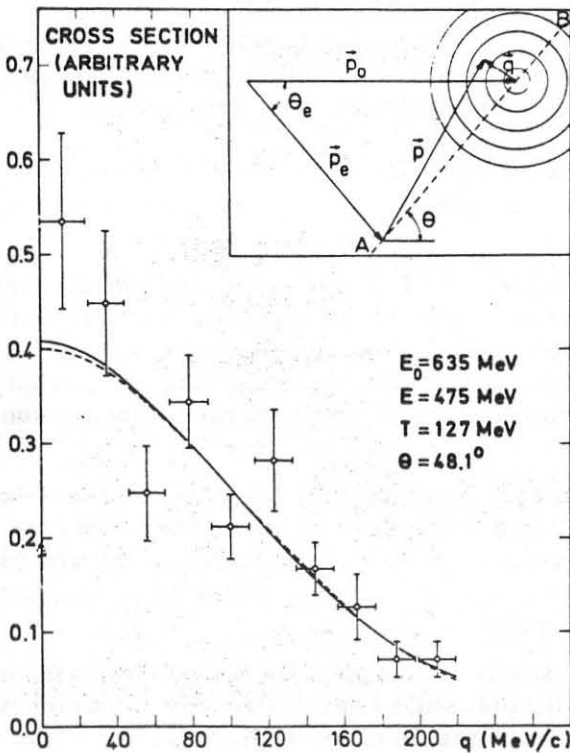


FIG. 8 - Distribuzioni di quantità di moto dei protoni 1s e 1p. Le linee tratteggiate e continue rappresentano i risultati dei calcoli con potenziali di oscillatore armonico e a buca quadrata. Nell'inserito è riprodotto un diagramma cinematico della reazione.

Nel caso del <sup>40</sup>Ca la situazione è più oscura. I risultati dell'esperimento di Frascati<sup>(43)</sup> sono, per quanto riguarda lo spettro delle energie mancanti, in accordo con i dati delle reazioni (p, 2p) limitatamente al caso dei livelli più esterni, in quanto vi è forte divergenza al riguardo dei protoni emessi dallo stato 1S<sub>1/2</sub>. Infatti il gruppo della Sanità trova che per energie mancanti di ~80 MeV l'andamento della distribuzione di quantità di moto dei protoni



emessi è tipicamente quella di particelle di stato  $s$ , mentre i gruppi di Liverpool<sup>(46)</sup> e del CERN<sup>(47)</sup> non individuano protoni dallo strato  $1s$  ad energie mancanti superiori a 60 MeV.

Senza entrare, in questa occasione, nel campo delle ipotesi che potrebbero spiegare un così grave disaccordo, vorrei unicamente sottolineare come anche questa circostanza dimostri l'interesse di proseguire su questa linea di ricerca, possibilmente con una strumentazione di migliore potere risolutivo e cercando di diminuire l'errore statistico sui punti sperimentali.

Il gruppo della Sanità e Frascati ha in effetti costruito un nuovo apparato sperimentale con camere a scintilla e telescopi di scintillatori, dotato di ottima risoluzione in energia ( $\sim 1$  MeV sul canale  $e^-$ ;  $\sim 2$  MeV sul canale  $p$ ) e che consente di esaminare simultaneamente un intervallo di circa 100 MeV di energie mancanti e di misurare con maggiore efficienza e precisione la distribuzione angolare dei protoni, il tutto in modo completamente automatizzato. Inoltre una prima fase di misure su reazioni ( $e$ ,  $e'n$ ) è già iniziata e interessanti sviluppi per questa linea di ricerca sono previsti sul nuovo fascio estratto. D'altra parte, la sostituzione dell'iniettore dell'Elettrosincrotrone ha negli ultimi anni migliorato sensibilmente l'intensità della corrente disponibile (più di  $10^{11}$  elettroni/sec sul fascio estratto, con un fattore di utilizzazione  $\approx 3\%$ ), rendendo questo acceleratore competitivo per lo studio dei processi ( $e$ ,  $e'x$ ) coi LINAC dell'ultima generazione.

In tale situazione, è auspicabile che l'esercizio dell'Elettrosincrotrone sia, così come nel passato, garantito anche in futuro nelle migliori condizioni.

Se con la diffusione quasi-elastica, in approssimazione impulsiva, si misura la trasformata di Fourier della funzione d'onda di particella singola, con la diffusione elastica si misura la trasformata del quadrato della funzione d'onda. Pertanto, una descrizione coerente basata sul modello a strati del nucleo dovrebbe spiegare simultaneamente con lo stesso potenziale i fattori di forma elastici e quasi-elastici. Questa circostanza, ad esempio nel caso del  $^{12}\text{C}$ , non si verifica, in quanto con i parametri del potenziale ricavati dai dati ( $e$ ,  $e'p$ ) non è possibile riprodurre i risultati di Stanford sulla diffusione elastica, e viceversa. Per riuscire ad ottenere, in modo unificato, entrambi i fattori di forma, Ciofi degli Atti<sup>(48)</sup> ha suggerito di modificare le funzioni d'onda del modello a particelle indipendenti tenendo conto della forte repulsione fra i nucleoni a piccole distanze. L'introduzione di correlazioni dinamiche (Jastrow) modifica drasticamente la distribuzione delle quantità di moto dei nucleoni per valori maggiori di  $\sim 1.5 \text{ fm}^{-1}$ , lasciandola invece sostanzialmente invariata nella regione ove è essenzialmente sensibile la reazione ( $e$ ,  $e'p$ ), e cioè sino a poco più di  $1 \text{ fm}^{-1}$ . In tal modo, una interpretazione almeno qualitativamente valida e coerente di entrambi i processi, elastico e quasi elastico, è stata raggiunta<sup>(49)</sup>.

Similmente, l'introduzione di correlazioni dinamiche fra nucleoni ha consentito di riprodurre i dati sperimentali relativi alla diffusione elastica di elettroni da diversi nuclei a grandi valori dell'impulso trasferito. Un esempio è costituito dall' $^4\text{He}$ , analizzato in tale modo e con buoni risultati da Ciofi degli Atti e Kallio<sup>(50)</sup>, Malecki e Picchi<sup>(51)</sup> e da Stovall e Vinciguerra<sup>(52)</sup> (collaborazione Catania-Orsay).

La collaborazione Catania-Orsay dura ormai da diversi anni, ed ha prodotto sia interessanti risultati teorici riguardanti, ad esempio, una interpretazione coerente<sup>(53)</sup>, sulla base di un modello tipo Nilsson modificato, di tutti i fattori di forma elastici, e di qualcuno anelastico, relativi ai nuclei dello strato  $p$ , sia accurate misure di fattori di forma elastici ed anelastici tra cui, in tempi recenti, quelle relative al  $^9\text{Be}$  e all'  $^3\text{He}$  ad alti impulsi trasferiti<sup>(54, 55)</sup>. Tali misure saranno riprese con bersagli gassosi, rivelando il rinculo del nucleo colpito mediante fogli di Makrofol, tecnica molto simile a quella già utilizzata dal gruppo di Roma<sup>(56)</sup> che sta studiando con successo il meccanismo dell'elettrodisintegrazione del  $^{12}\text{C}$  a  $\sim 1$  GeV, con particolare interesse ad evidenziare interazioni dirette con substrutture nucleari.

3.2. - Esperimenti con fasci di fotoni. - Uno tra i fatti più interessanti che emergono dallo studio del foto-effetto nei nuclei leggeri a energie intermedie, è costituito dall'emissione, predominantemente verso l'avanti, di singoli nucleoni di energia elevata, tale da lasciare il nucleo residuo nello stato fondamentale o in stati molto poco eccitati. Con un fotone da, diciamo, 100 MeV/c si ha, cioè, nello stato finale un nucleone dotato di una quantità di moto di circa 450 MeV/c.

In una descrizione del processo basata sul modello a particelle indipendenti, questo fatto richiede che il nucleone possieda già entro il nucleo una quantità di moto ben superiore al momento di Fermi; quindi, il fotoeffetto a  $E_\gamma \sim 100$  MeV potrà sondare quantità di moto iniziali comprese approssimativamente tra  $1.5$  e  $2.5 \text{ fm}^{-1}$ , regione, come si è visto, non facilmente accessibile agli esperimenti (e, e'p).

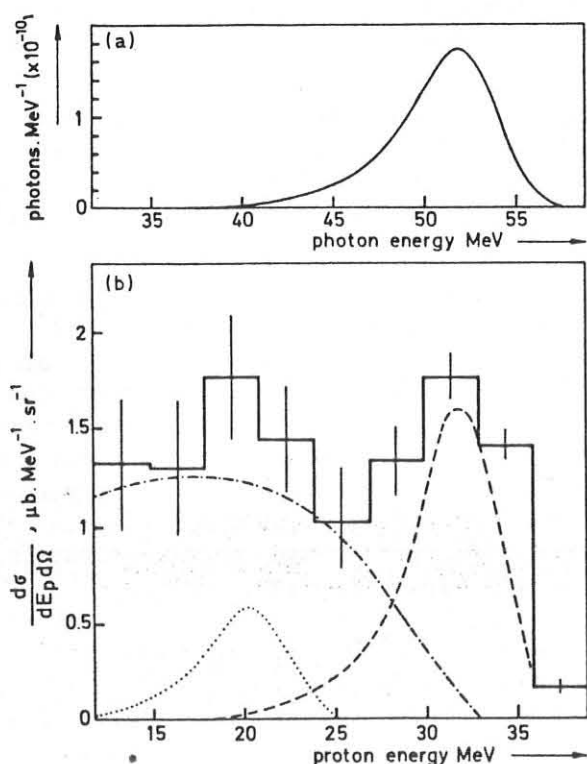
Il modello a particella singola è stato applicato da diversi autori alle reazioni  $(\gamma, N)$  nei nuclei leggeri. Nella regione di energie che ci interessano ( $100 \pm 50$  MeV) le sezioni d'urto sperimentali di questi processi solitamente eccedono quelle calcolate. Anche una recente e rigorosa analisi del problema ha mostrato che, se si usano correttamente funzioni d'onda ortogonali per gli stati iniziale e finale, le sezioni d'urto calcolate con tale modello sono inferiori per circa un ordine di grandezza a quelle sperimentali<sup>(57)</sup>.

La diagnosi più verosimile è che la trasformata di Fourier delle funzioni d'onda di particella singola non si estenda con sufficiente ampiezza, alle regioni di alto impulso, onde la terapia dovrebbe consistere nell'introduzione di un meccanismo che modifichi nella giusta direzione le funzioni d'onda. Per questo scopo, le correlazioni a corto "range" appaiono un ottimo candidato.

Correlazioni fra i nucleoni sono state introdotte in diversi modi: fra questi, col modello a quasi-deutone<sup>(58)</sup> e con fattori di correlazione tipo Jastrow<sup>(59)</sup>.

Già da qualche tempo, una collaborazione fra gruppi di Genova e Torino ha affrontato questo tipo di problematica, con esperimenti effettuati presso il Laboratorio del Sincrotrone di Torino.

I risultati sinora ottenuti consentono di abbozzare un'interpretazione del fotoeffetto a energie intermedie, secondo la quale, a grandi linee, l'interazione a Q. D. (preponderante ad energie superiori a  $\sim 100$  MeV come numerosi esperimenti hanno provato<sup>(60)</sup>) svolge un ruolo importante nell'assorbimento fotonucleare anche ad energie inferiori<sup>(61)</sup>. Questo meccanismo d'interazione non è però in grado di giustificare l'emissione, osservata sperimentalmente, di fotoparticelle di elevata energia, prossima al massimo valore consentito. In Fig. 9 è rappresentata la sezione d'urto differenziale per l'emissione a  $\sim 60^\circ$  nel laboratorio di protoni dal  $^9\text{Be}$ <sup>(62)</sup> irradiato con fotoni quasi-monocromatici (ottenuti col metodo della "Bremsstrahlung marcata"<sup>(63)</sup>); la sezione d'urto calcolata col modello a Q. D., mentre spiega come andamento e valore assoluto la emissione di protoni di più bassa energia, non può in alcun modo giustificare il picco di protoni di alta energia, attribuito all'emissione "diretta" dalla strato 1p. Le sezioni d'urto per emissione diretta di protoni



sono state inoltre ricavate, per alcuni nuclei dello stato 1p<sup>(64 + 66)</sup>, dall'analisi delle curve di resa misurate per energie  $E_p$  prestabilite del protone emesso. Queste sezioni d'urto (ad  $E_p$  fissa) presentano, in funzione di  $E_\gamma$ , un andamento risonante con massimo ad  $E_\gamma \approx \approx A/(A-1)E_p + B_1$  (essendo  $B_1$  l'energia di separazione del protone rivelato) e inoltre una "coda" a più bassa energia. La Fig. 10 mostra le curve di resa e le sezioni d'urto ottenute nel caso del  $^7\text{Li}$ <sup>(65)</sup>. Il valore di  $B_1$  ricavato coincide con l'energia di separazione di protoni dallo strato 1p determinata per altra via.

FIG. 9 -  $^9\text{Be}(\gamma, p)$ - a) Spettro fotonico utilizzato nell'esperimento. b) Sezione d'urto differenziale sperimentale a  $60^\circ$  (istogramma). La curva a tratto e a punto è il risultato del calcolo col modello a quasi-deutone<sup>(58)</sup>.

Le curve a punti e a tratti rappresentano le previsioni del modello a particella singola<sup>(67)</sup> (non in valore assoluto) per l'emissione di protoni degli strati 1s e 1p, rispettivamente.

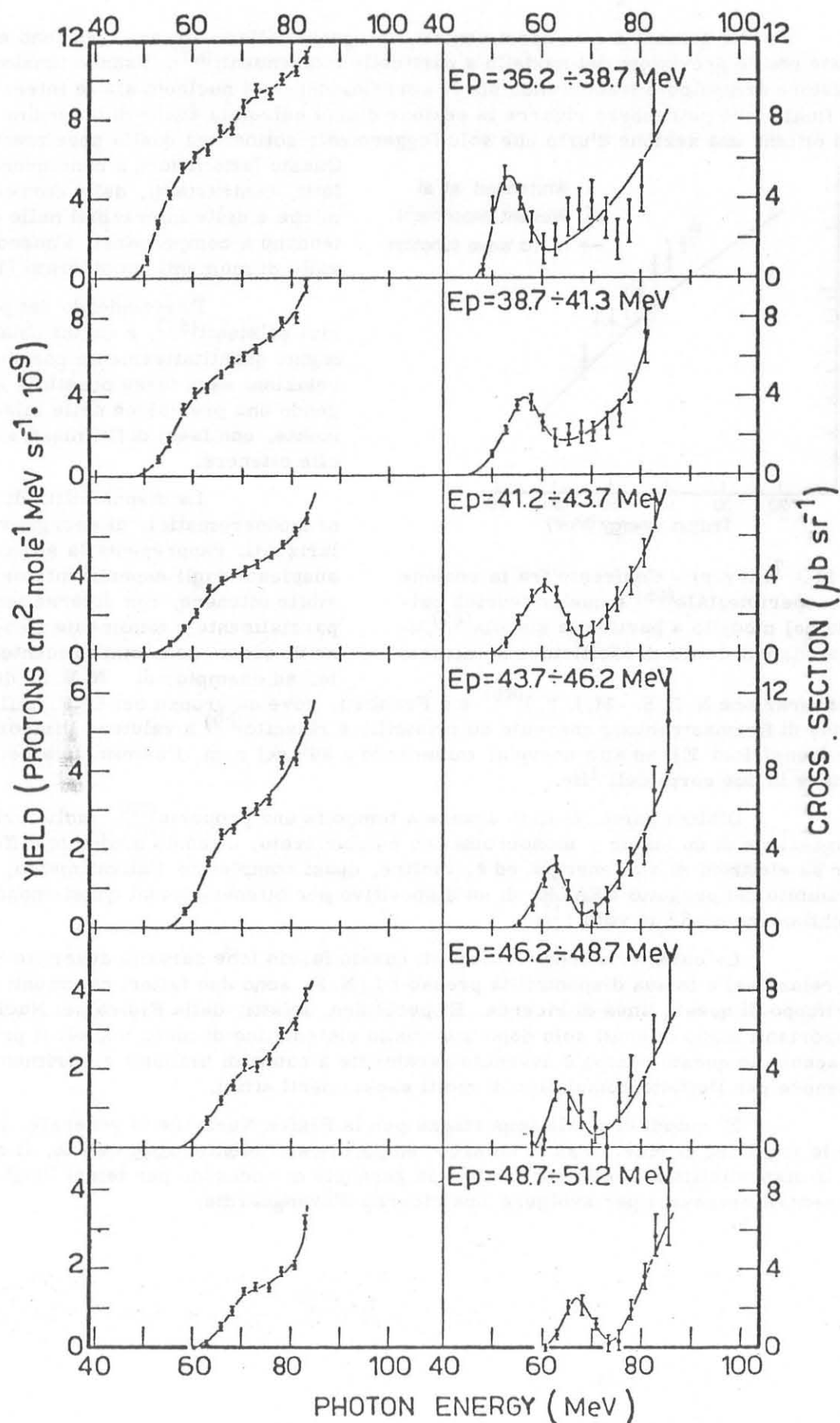


FIG. 10 -  ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$ . Curve di resa e sezioni d'urto (a  $\sim 45^\circ$ ) per protoni di energia fissata ( $\pm 1.25$  MeV).

Le sezioni d'urto sperimentali, integrate sulla risonanza, possono essere confrontate con le previsioni del modello a particelle indipendenti<sup>(67)</sup>. Usando funzioni d'onda di oscillatore armonico e trascurando sia le correlazioni fra i nucleoni sia le interazioni nello stato finale (che potrebbero ridurre la sezione d'urto calcolata anche di un ordine di grandezza) si ottiene una sezione d'urto che solo leggermente sottostima quella sperimentale (Fig. 11)

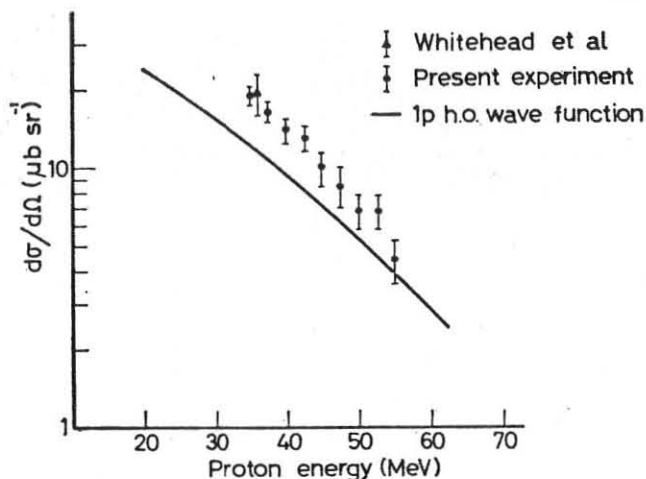


FIG. 11 -  ${}^7\text{Li}(\gamma, p)$  - Confronto fra la sezione d'urto sperimentale<sup>(65)</sup> e quella teorica calcolata col modello a particella singola<sup>(67)</sup> usando funzioni d'onda di oscillatore armonico.

(Collaborazione N. B. S. - M. I. T.)<sup>(68)</sup> e a Frascati, dove un gruppo dei LNF, utilizzando la produzione di Bremsstrahlung coerente su cristalli, è riuscito<sup>(69)</sup> a valutare l'importanza relativa delle transizioni E1 ad alta energia, misurando a  $90^\circ$  nel c. m. l'asimmetria nella fotodisintegrazione in due corpi dell' ${}^3\text{He}$ .

D'altra parte, è stata avanzata tempo fa una proposta<sup>(70)</sup>, molto brillante, per la realizzazione di un fascio  $\gamma$  monocromatico e polarizzato, ottenuto mediante diffusione di luce laser su elettroni di alta energia, ed è, inoltre, quasi completato l'allestimento, a Frascati, nell'ambito del progetto LEALE, di un dispositivo per ottenere fotoni quasi-monocromatici da annichilazione di  $\beta^+$  in volo<sup>(71)</sup>.

Le caratteristiche tecniche di questo fascio (che saranno descritte in una successiva relazione) e la sua disponibilità presso i L. N. F. sono due fattori parimenti importanti per lo sviluppo di questa linea di ricerca. È peculiare, infatti, della Fisica dei Nuclei che risultati importanti siano ottenuti solo dopo uno studio sistematico di molti nuclei: il progresso delle conoscenze in questo campo è avvenuto raramente a causa di brillanti esperimenti isolati, quasi sempre per l'effetto cumulativo di molti esperimenti affini.

È quindi di vitale importanza per la Fisica Nucleare in generale, il poter sviluppare le sue linee di ricerca su di un arco temporale sufficientemente esteso, il che presuppone o la disponibilità a livello nazionale o la garanzia di accesso, per tempi lunghi, ai mezzi strumentali necessari per svolgere una ricerca d'avanguardia.

Questo fatto induce a concludere che gli effetti, contrastanti, delle correlazioni dinamiche e delle interazioni nello stato finale tendono a compensarsi, almeno nell'intervallo di momenti considerato ( $1.4 \pm 0.2 \text{ fm}^{-1}$ )

Prescindendo dai problemi teorici esistenti<sup>(57)</sup>, è quindi chiaro che un'indagine quantitativamente corretta sulle correlazioni sarà forse possibile solo raggiungendo una precisione nelle misure che attualmente, con fasci di Bremsstrahlung, è difficile ottenere.

La disponibilità di fasci di fotoni monocromatici, di energia variabile e polarizzati, rappresenta la situazione ideale auspicata dagli sperimentatori. Ora, è possibile ottenere, con diverse tecniche, fotoni parzialmente o totalmente polarizzati: alcune di queste sono state recentemente applicate, ad esempio, al N. B. S. di Washington



## BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - M. Danysz and J. Pniewski, *Phi. Mag* 44, 348 (1953).
- (2) - A. Gal, *High Energy Physics and Nuclear Structure* (Ed. da S. Devons, N. Y., 1970) p. 516.
- (3) - A. Bemberger et al., *Proc. Los Angeles Conf. on Few Part. Probl.* (1972) (in corso di stampa).
- (4) - Eur. K<sup>-</sup> Collaboration, *Nuclear Phys.* 24B, 248 (1970); 47B, 36 (1972).
- (5) - H. Feshbach and A. K. Kerman, *Preludes in Theor. Phys.* (ed. da A. de Shalit, H. Feshbach e L. Van Hove, Amsterdam, 1966), p. 260.
- (6) - H. J. Lipkin, *Phys. Rev. Letters* 14, 18 (1965).
- (7) - L. Kisslinger, *Phys. Rev.* 157, 1358 (1967).
- (8) - H. J. Lipkin and A. K. Kerman, *XV Solvay Conference, Bruxelles* (1970).
- (9) - R. H. Dalitz, *Proc. Int. Conf. on Hypernucl. Phys.* (ed. da A. R. Bodmer e L. G. Hyman, Argonne 1960), p. 708.
- (10) - G. C. Bonazzola, T. Bressani, E. Chiavassa, L. Pasqualini, C. Rubbia e G. Venturillo, *INFN/BE-70/8* (1970) e ref. ivi cit.
- (11) - D. S. Koltun, *Adv. Nuclear Phys.* 3, 71 (1969).
- (12) - R. Barbini, S. Faini, C. Guaraldo, P. G. Picozza, C. Schaerf e R. Scrimaglio, *LNF-72/39* (1972); *LNF-72/40* (1972).
- (13) - R. Barbini, L. Busso, S. Costa, R. Garfagnini, C. Guaraldo, G. Piragino and R. Scrimaglio, *Nuclear Instr. and Meth.* 102, 1 (1972).
- (14) - G. C. Oades and G. Rasche, *Nuclear Phys.* 20B, 333 (1970) e ref. ivi cit.
- (15) - R. Barbini, L. Busso, S. Costa, R. Garfagnini, C. Guaraldo, G. Piragino and R. Scrimaglio, *LNF-72/62* (1972); *Proc. Los Angeles Conf. on Few Part. Probl.* 1972, (in corso di stampa).
- (16) - I. V. Falomkin, M. M. Kulyukin, V. I. Lyashenko, F. Nichitiu, G. Piragino, G. B. Pontecorvo and Yu. A. Scherbakov, *Lett. Nuovo Cimento* 3, 461 (1972).
- (17) - J. P. Stroot, *4<sup>a</sup> Int. Conf. on High-Energy Phys. and Nucl. Structure, Dubna* (1971).
- (18) - I. V. Falomkin et al., *Lett. Nuovo Cimento* 5, 1125 (1972).
- (19) - C. Schmit, *Thèse, Faculté des Sciences d'Orsay* (1971) e ref. ivi cit.
- (20) - M. M. Block et al., *Phys. Rev.* 196, 1074 (1968).
- (21) - K. M. Crowe, A. Fainberg, J. Miller and A. Parson, *Phys. Rev.* 180, 1349 (1969).
- (22) - J. Beiner and P. Huguenin, *Helv. Phys. Acta* 42, 550 (1969).
- (23) - R. Barbini, L. Busso, S. Costa, R. Garfagnini, C. Guaraldo, G. Piragino e R. Scrimaglio, *LNF-71/2 int.* (1971).
- (24) - P. L. Reeder and S. S. Markowitz, *Phys. Rev.* 133B, 639 (1964).
- (25) - D. T. Chivers et al., *Nuclear Phys.* A126, 129 (1969).
- (26) - V. M. Kolybasov, *Sov. Jour. Nuclear Phys.* 2, 101 (1966).
- (27) - T. E. O. Ericson, *Report US-AEC TID-24667* (1967), p. 622.
- (28) - R. Seki, *Nuovo Cimento* 9A, 235 (1972).
- (29) - G. C. Bonazzola et al., *Boll. SIF*, 93, 96 (1972).
- (30) - D. Robson, *Ann. Phys. (N. Y.)*
- (31) - H. S. Plendl et al., *Proc. Int. Sem. on  $\pi$  Meson-Nucleus Inter. Strasbourg* (1971), p. II 79.
- (32) - E. Bellotti, S. Bonetti, D. Cavalli and C. Matteuzzi, *Boll. SIF* 93, 96 (1972).
- (33) - M. P. Locher, *Proc. Int. Sem. on  $\pi$ -Meson Nucleus Inter., Strasbourg* (1971), p. V 1.
- (34) - K. Gotow, *High Energy Phys. & Nucl. Str.* (ed. da S. Devons, New York & London, 1970), p. 374.
- (35) - M. E. Nordberg, K. F. Kinsey and R. L. Burman, *Phys. Rev.* 165, 1096 (1968).
- (36) - F. Calligaris, C. Cernigoi, I. Gabrielli and F. Pellegrini, *Nuclear Phys.* A126, 209 (1969).
- (37) - T. Bressani et al., *Nuclear Phys.* A169, 540 (1971).
- (38) - F. Calligaris et al., *High Energy Phys. and Nucl. Structure* (ed. da S. Devons, New York e London, 1970), p. 367.
- (39) - A. O. Vaisenberg et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* 11, 26 (1970); P. J. Castlebury et al., *Phys. Letters*, 34B, 57 (1971).
- (40) - K. Ziock et al., *Phys. Letters* 33B, 471 (1970).
- (41) - U. Amaldi jr., G. Campos Venuti, G. Cortellessa, G. Fronterotta, A. Reale, P. Salvadori and P. Hillman, *Phys. Rev. Letters* 13, 341 (1964); U. Amaldi jr. et al., *Rend. Accad. Naz. Lincei*, 38 (VIII), 470 (1965); 41 (VIII), 494 (1966); *Phys. Letters* 22, 593 (1966).



- (42) - U. Amaldi jr. et al. , Phys. Letters 25B, 24 (1967).
- (43) - G. Campos Venuti, G. Capitani, G. Cortellessa, E. De Sanctis, G. Farchi, S. Frullani, R. Giordano, P. Salvadori e K. Takamatsu, ISS-72/9 (1972).
- (44) - A. N. James et al. , Nuclear Phys. A133, 89 (1969).
- (45) - S. Hiramatsu et al. , University of Tokio, INS J-122 (1970).
- (46) - A. N. James et al. , Nuclear Phys. A140, 201 (1970).
- (47) - G. Landaud et al. , Nuclear Phys. A173, 337 (1971); S. Kullander et al. , Nuclear Phys. A173, 357 (1971).
- (48) - C. Ciofi degli Atti, Nuclear Phys. A106, 215 (1968).
- (49) - C. Ciofi degli Atti, Nuovo Cimento 55B, 570 (1968); Nuclear Phys. A129, 350 (1969).
- (50) - C. Ciofi degli Atti and A. Kallio, Phys. Letters 36B, 433 (1971).
- (51) - A. Malecki and P. Picchi, Phys. Rev. Letters 21, 1395 (1968).
- (52) - T. Stovall and D. Vinciguerra, Lett. Nuovo Cimento 1, 100 (1969); 2, 17 (1969).
- (53) - D. Vinciguerra and T. Stovall, Nuclear Phys. A132, 410 (1969).
- (54) - M. Bernheim et al. , Phys. Letters 30B, 412 (1969).
- (55) - M. Bernheim et al. , Lett. Nuovo Cimento 5, 431 (1972).
- (56) - G. Baroni, S. di Liberto, S. Petrerà e G. Romano, Boll. SIF 93, 98 (1972).
- (57) - M. Fink et al. , Nuclear Phys. A186, 353 (1972) e ref. ivi cit.
- (58) - K. Gottfried, Nuclear Phys. 5, 557 (1958).
- (59) - M. Danos et al. , Z. Physik 236, 176 (1970); W. Weise and M. G. Huber, Nuclear Phys. A162, 330 (1970).
- (60) - I. L. Smith et al. , Nuclear Phys. B1, 483 (1967) e ref. ivi cit.
- (61) - S. Costa, L. Ferrero, L. Pasqualini and E. Mancini, Lett. Nuovo Cimento 2, 665 (1971).
- (62) - S. Costa, L. Ferrero, L. Pasqualini and M. Sanzone, Lett. Nuovo Cimento 1, 448 (1971).
- (63) - S. Costa, L. Ferrero, G. Galliano e L. Pasqualini, Boll. SIF 93, 37 (1972).
- (64) - G. Manuzio, G. Ricco, M. Sanzone and L. Ferrero, Nuclear Phys. A133, 225 (1969).
- (65) - M. Sanzone, G. Ricco, S. Costa and L. Ferrero, Nuclear Phys. A153, 401 (1970).
- (66) - G. Ricco, M. Sanzone, S. Costa and L. Ferrero, Boll. SIF 93, 97 (1972).
- (67) - G. M. Shklyarevskij, Sov. Phys. -JETP, 9, 1057 (1959).
- (68) - W. C. Barber et al. , preprint Sendai Conf. Electr. Acc. (1972).
- (69) - F. L. Fabbri, P. Picozza and C. Schaerf, Lett. Nuovo Cimento 3, 63 (1972).
- (70) - A. Marino, G. Matone, R. Roccella and C. Schaerf, LNF-72/57 (1972).
- (71) - G. P. Capitani, E. De Sanctis, S. Faini, C. Guaraldo, R. Malvano, G. Ricco, M. Sanzone e R. Scrimaglio, LNF-72/99 (1972).