

LNF - 66/57
21 Novembre 1966

C. Guaraldo, C. Mancini, P. Picozza, C. Schaerf e R. Scrimaglio:
PROPOSTA DI ESPERIENZA PER LO STUDIO DELLA STRUT-
TURA NUCLEARE MEDIANTE PIONI. -

(Nota interna : n. 338)

Nota interna: n. 338
21 Novembre 1966

C. Guaraldo^(x), C. Mancini^(x), P. Picozza, C. Schaerf e R. Scrimaglio:
PROPOSTA DI ESPERIENZA PER LO STUDIO DELLA STRUTTURA
NUCLEARE MEDIANTE PIONI. -

INTRODUZIONE. -

L'utilizzazione del Linac dei Laboratori Nazionali di Frascati per produrre fasci di pioni di bassa energia apre una linea di ricerca che si presenta di notevole interesse.

I pioni da noi utilizzati vengono fotoprodotti a 90° nel laboratorio rispetto al fascio gamma incidente. Il fascio gamma viene prodotto dalla bremsstrahlung di elettroni in elementi pesanti; un apposito magnete impedisce agli elettroni di urtare la sorgente pioni. Il numero di pioni ottenibile può essere facilmente calcolato⁽¹⁾ usando dei valori sperimentali delle sezioni d'urto⁽²⁾ modificati per il diverso valore dell'energia degli elettroni incidenti⁽³⁾; esso risulta essere concorrenziale con quello delle altre macchine attualmente in funzione. In fig. 1 è riportato il risultato ottenuto assumendo un angolo solido del magnete deflettore di 0.01 steradiani, una sorgente di grafite lunga 5 cm, una banda di momenti accettata del 10 per cento ed un radiatore di 0.2 lunghezze di radiazione.

Usando un diamante invece della grafite, un radiatore leggermente più spesso (0.3 l. r.) ed una banda di momenti accettata del 20 per cento, questi numeri crescono di un fattore 5.

(x) - Borsisti del CNEN

2.

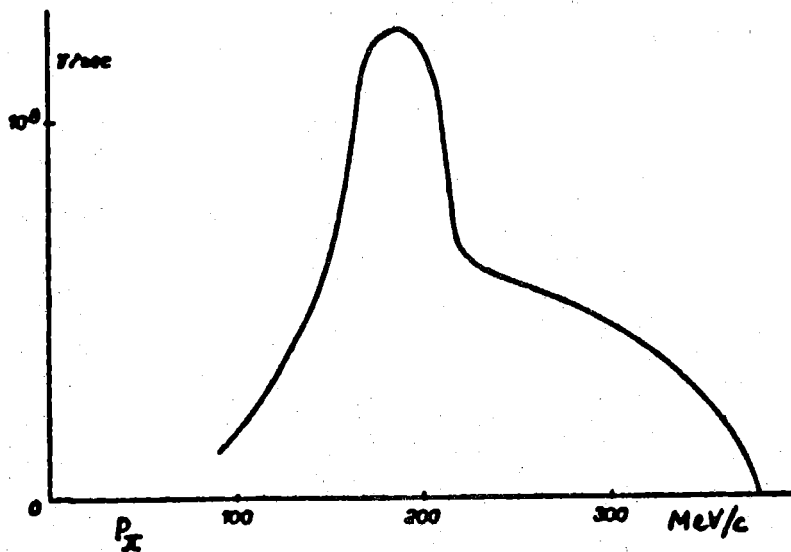


FIG. 1 - Numero di pioni previsti in funzione del loro momento.

TEORIA ED ESPERIENZE. -

Lo scattering elastico è sempre di grande importanza per ogni tipo di particelle, perchè una sua esatta comprensione, consente di compiere altri progressi sui problemi di scattering anelastico. Nel caso dei pioni i primi esperimenti, di Rainwater et al., stabilirono, in modo qualitativo che l'interazione pione-nucleo deve essere descritta con un potenziale ottico di tipo non-locale. La sua struttura può essere la seguente⁽⁴⁾:

$$V(\vec{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \left[K^2(\vec{r}) - \vec{\nabla} \frac{\alpha(\vec{r})}{1 + \frac{\alpha(\vec{r})}{3}} \vec{\nabla} \right]$$

$$K^2(\vec{r}) = 4\pi b_0 \rho(r) + [\text{termini di assorb.}] + \text{"correzioni"}$$

$$\alpha(\vec{r}) = 4\pi c_0 \rho(r) + [\text{termini di assorb.}] + \text{"correzioni"}$$

$$\rho(\vec{r}) = \text{densità di massa.}$$

b_0 e c_0 sono combinazioni lineari della "scattering lengths", πN in onda p e s - i termini di assorbimento sono connessi alle ampiezze di produzione di π in urti NN.

Il termine $(1 + \frac{1}{3}\alpha(\vec{r}))$ deriva da una anticorrelazione a breve "range" che ci si attende per i nucleoni del nucleo (connessa con la funzione di correlazione di coppie); la ragione fisica di questo termi-

ne è simile a quella del noto effetto Lorentz-Lorentz nei dielettrici. L'interesse sperimentale deriva dal fatto che uno studio accurato mostra che tale dipendenza non lineare del potenziale dalla densità dovrebbe essere presente nei nuclei e può essere messo in evidenza con esperienze di scattering. La presenza di un accoppiamento $(\vec{I} \cdot \vec{I})/A$, tra lo spin nucleare ed il momento orbitale del π , determina una struttura iperfina d'interazione forte. Questo può avere analogie con l'elettromagnetismo (V. Telegdi). Gli effetti iperfini ordinari sono determinati dalla natura vettoriale dei fotoni scambiati. Quindi gli scambi di un ρ possono dare origine ad un analogo effetto forte. Tale effetto può essere messo in evidenza con esperimenti sui nuclei.

Weinberg⁽⁵⁾ ha mostrato, servendosi delle teorie della dispersione, dell'algebra delle correnti assiali, delle correnti assiali parzialmente conservate e nel limite di $m_\pi = 0$ - che la lunghezza di scattering πN si può scrivere :

$$a = - \frac{g_v^2 m_\pi}{2\pi F^2} \left(1 + \frac{m_\pi}{M}\right)^{-1} (\vec{t} \cdot \vec{T}) \simeq -0.11 m_\pi^{-1} \left(1 + \frac{m_\pi}{M}\right)^{-1} (\vec{t} \cdot \vec{T})$$

g_v = costante debole di accoppiamento vettoriale;

F = ampiezza di decadimento del π ,

per gli isospin 1/2, 3/2 si ha

$$\text{teorici} - a_{1/2} = 0.20 m_\pi^{-1} \qquad a_{3/2} = -0.10 m_\pi^{-1}$$

$$\text{sperimentali} - a_{1/2} = (0.184 \pm 0.015) m_\pi^{-1}$$

$$a_{3/2} = (-0.109 \pm 0.010) m_\pi^{-1}$$

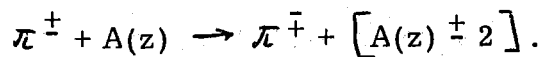
nel caso dei nuclei si ha lo stesso risultato se $\bar{m}_\pi \simeq \nu$. In pratica si ha (poichè i pioni sono reali) che tale risultato vale per sistemi non molto più grandi della lunghezza d'onda Compton del pione. Allora per i nuclei leggeri, a cui tale relazione si applica approssimativamente, si prevede

- 1) piccole lunghezze di scattering per i nuclei con $T = 0$;
- 2) effetti di isospin relativamente grandi per i nuclei $T \neq 0$.

Un altro uso dei pioni in fisica nucleare è quello della produzione di elementi leggeri con eccesso di p o di n, di cui il caso limite è il tetra-neutrone. Batusov et al. ⁽⁶⁾, in emulsione, hanno ottenuto l' ^8He dalla reazione $\pi^- + ^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{He} + ^2\text{He} + ^1\text{H}$.

Cerny et al. ⁽⁷⁾ con contatori, hanno osservato l' ^8He con la reazione $^{26}\text{Mg}(\alpha, ^8\text{He})^{22}\text{Mg}$ ed hanno stabilito per la sua energia di legame $(M-A) = 31.65 \pm 0.12$ MeV da 10 eventi. Reazioni analoghe possono essere ottenute attraverso il doppio scambio di carica, su nuclei

4.



Il termine nel potenziale nucleare, nel caso di un'interazione di contatto responsabile di questo processo è un termine d'interazione isotensoriale del tipo: $(\vec{t} \cdot \vec{T})/A^2$. Tale reazione può essere utile per studiare la correlazione dei nucleoni nei nuclei e la validità dei modelli del tipo "shell" o "cluster"⁽⁸⁾; l'eccitazione di livelli nucleari individuati nel nucleo finale e la sovrapposizione di due stati nucleari differenti tra loro solo per le particolari assegnazioni del livello nel modello considerato⁽⁹⁾; l'applicabilità di modello d'interazione che prevedono la formazione di un isobaro nello stato intermedio⁽¹⁰⁾.

Con il fascio di pioni ottenuto dal LINAC abbiamo intenzione di eseguire i seguenti esperimenti :

- a) Scattering elastico ed inelastico di pioni su nuclei.
- b) Scattering con doppio scambio di carica. Queste reazioni rendono possibile lo studio di processi con $\Delta T_z = \pm 2$ con creazione di stati finali altrimenti inaccessibili.
- c) Confronto fra lo scattering di pioni positivi e negativi sullo stesso nucleo. Ciò permette di studiare la parità isotopica dei vari stati.
- d) Confronto fra lo scattering di pioni positivi e negativi sui diversi nuclei di spin isotopico nullo. Questa esperienza permette di misurare l'interferenza tra l'interazione nucleare e l'interazione elettromagnetica. Recentemente è stata avanzata l'ipotesi che una accurata misura di questo tipo permetta la determinazione del fattore di forma del pione.

APPARATO SPERIMENTALE. -

Per effettuare queste esperienze occorre un apparato con un potere risolutivo capace di distinguere lo scattering elastico da quello dei livelli eccitati; sarà perciò necessariamente una risoluzione in momento migliore di una parte su cento. Ciò comporterebbe una intensità utile di pioni nettamente inferiore a quella precedentemente indicata.

Il sistema da noi progettato⁽¹¹⁾ e già costruito ci permetterà invece di utilizzare tutta la banda di momenti accettabile dal magnete permettendo tuttavia di separare lo scattering elastico da quello inelastico. Esso è indicato schematicamente nella fig. 2; la fotografia mostra uno dei due magneti. Il sistema consiste di un canale magnetico simmetrico costituito da due magneti a poli piani con un angolo di deflessione di 70° in ogni magnete. Il sistema ha un fuoco radiale intermedio nel suo piano di simmetria ed è, per sua natura, a dispersione totale nulla (acromatico). In questo modo particelle emesse dal

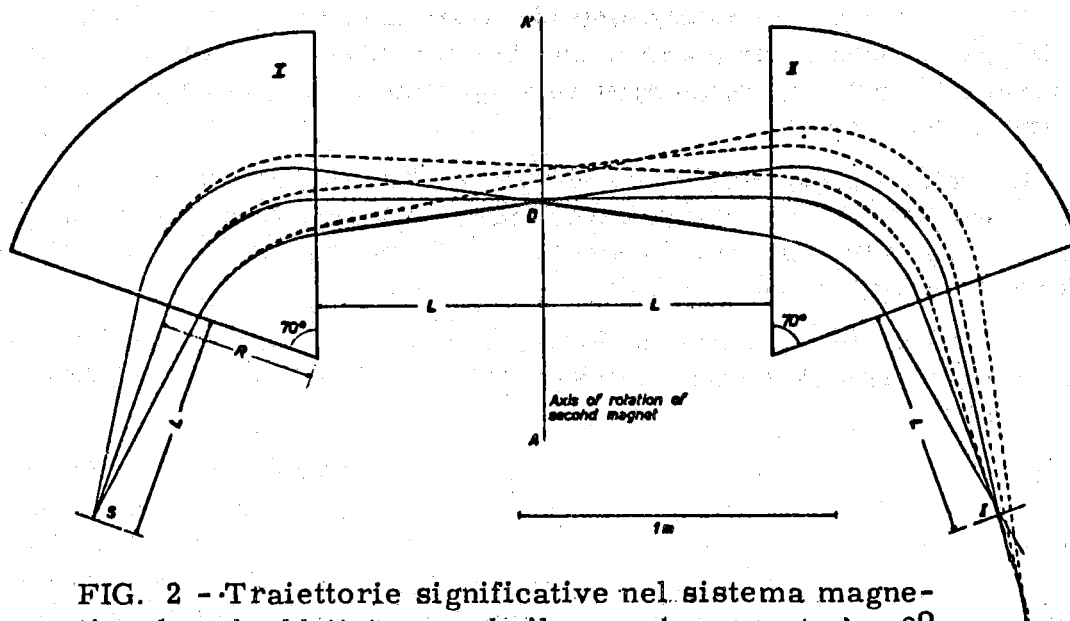


FIG. 2 - Traiettorie significative nel sistema magnetico da noi adottato quando il secondo magnete è a 0° , ed in assenza di scattering. La linea continua rappresenta la traiettoria delle particelle con momento principale. La linea tratteggiata corrisponde a particelle con un $\Delta p/p = 0.1$.

la sorgente con qualsivoglia energia andranno a rifocalizzarsi tutte lungo una linea indipendentemente dal loro momento nel piano focale del secondo magnete. Pertanto se introdurremo il nostro bersaglio tra i due magneti nel piano di simmetria del sistema avremo che le particelle si distribuiranno nel piano focale del secondo magnete a seconda del momento perso nell'attraversare questo bersaglio.

Abbiamo scelto dei magneti a campo costante ed a focalizzazione singola onde poter mantenere il cammino dei pioni dalla sorgente al rivelatore più corto possibile. Infatti avendo a che fare con pioni di bassa energia ciò è necessario per evitare un eccessivo decadimento in volo.

Questo sistema ci permetterà anche di effettuare delle misure di distribuzione angolare a vari angoli ruotando il secondo magnete intorno ad un'asse intersezione del piano di simmetria del sistema e del piano mediano (anch'esso di simmetria) dei due magneti. Questa rotazione non altera la proprietà del sistema dei due magneti di avere dispersione totale nulla.

Questo sistema permette inoltre di usare bersagli di notevole spessore. Infatti, allineando il bersaglio secondo la bisettrice dell'angolo formato dai due magneti, tutte le particelle deflesse avranno attraversato lo stesso spessore di bersaglio e pertanto avranno perso la stessa quantità di energia.

Il potere risolutivo di questo sistema è limitato dalle dimensioni della sorgente di pioni. Sperimentalmente infatti si correggeranno le aberrazioni del canale magnetico con opportuna sagomatura delle scarpe polari.

La soluzione indicata dovrebbe permettere un potere risolutivo dell'1% sul momento delle particelle analizzate, rendendo così possibile la separazione dei vari livelli nucleari per una energia dei pioni di un centinaio di MeV.

Nel piano focale del secondo magnete metteremo i nostri rivelatori che sono costituiti da contatori a scintillazione e da un odoscopio.

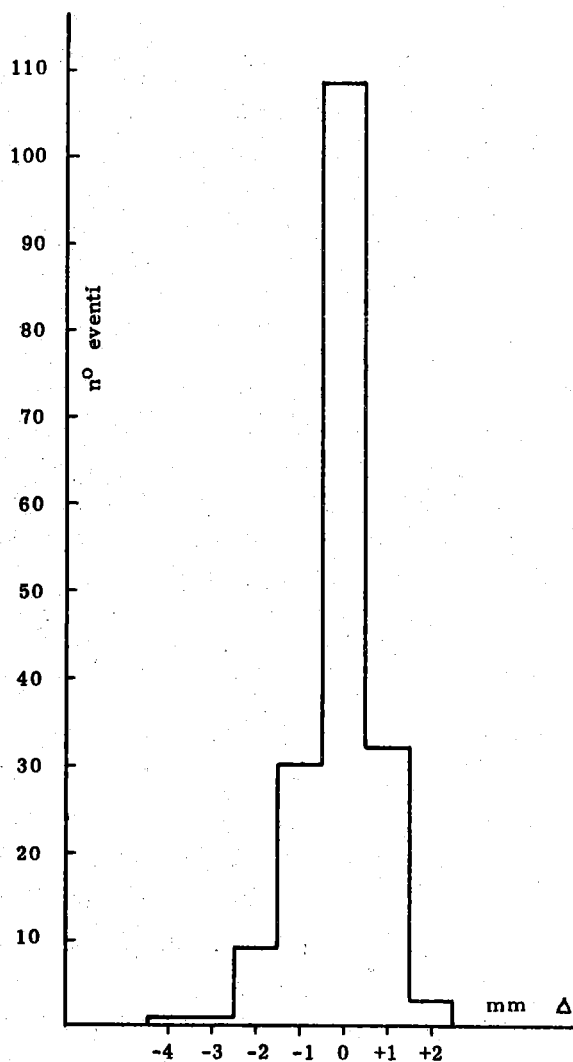
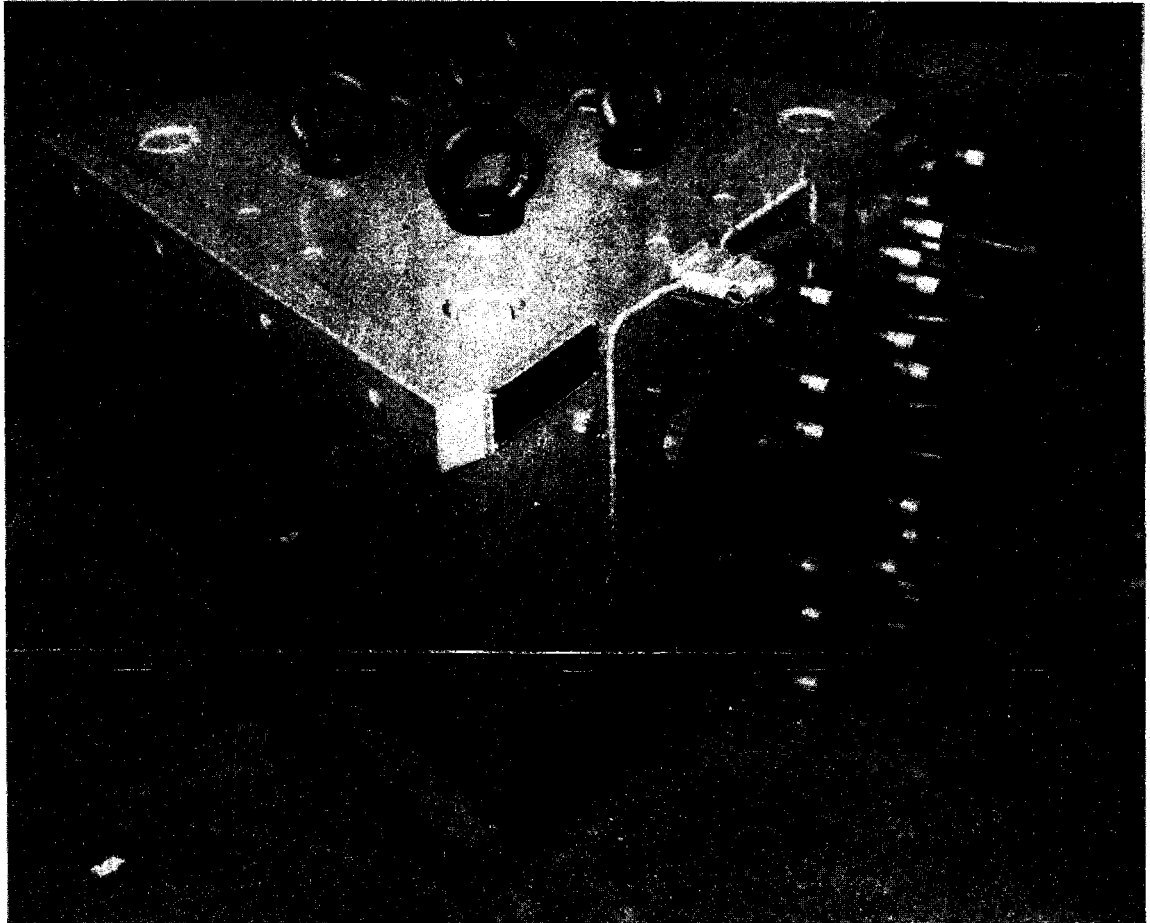


FIG. 3 - Istogramma indicativo del potere risolutivo delle camere a magnetostrizione.

Non è possibile calcolare il fondo di neutroni che si avrà in vicinanza dei nostri rivelatori a causa della complessa geometria del sistema. Poichè presumiamo che questo fondo sarà piuttosto elevato stiamo mettendo a punto degli scintillatori liquidi a esafluorobenzene; questo composto, che ci è stato fornito spettralmente puro, è privo di idrogeno per cui viene annullata la possibilità di scattering n-p nello scintillatore. Questa è la principale reazione che contribuisce alla rivelazione dei neutroni.

L'odoscopio è una camera a scintilla a magnetostrizione di dimensioni utili 20x40 cm. Dalle prove fatte su un prototipo delle stesse dimensioni si è già ottenuta una precisione della posizione delle particelle analizzate di ± 0.5 mm. In fig. 3 diamo l'istogramma ottenuto durante le misure di prova.

L'informazione della camera raccolta in forma analogica viene digitizzata e quindi trasferita nella memoria di un analizzatore Laben a 1024 canali.



Uno dei magneti per l'analisi del fascio dei pioni

VELOCITA' DI CONTEGGIO. -

Facciamo ora una stima approssimata delle velocità di conteggio che si avranno nelle varie esperienze proposte. I bersagli che noi useremo saranno nuclei di materiali leggeri come il litio, il berillio ed il carbonio.

Consideriamo lo scattering elastico pione-carbonio. Le sezioni d'urto per questo processo sono state misurate⁽¹²⁾ per un momento del pione di 160 MeV/c ed a larghi angoli il valore trovato è di circa 3 millibarn.

Il nostro bersaglio di carbonio avrà uno spessore di 1 gr/cm². Ricordiamo che il secondo magnete, essendo identico al primo, avrà anch'esso un angolo solido di 10⁻² steradiani.

Pertanto per il numero di eventi rivelati si ha :

$$n = N_{\pi} N_e \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega$$

ove :

$$\begin{aligned} N_{\pi} &\approx 10^6/\text{sec} & N_e &= 5 \times 10^{22} \\ d\sigma/d\Omega &= 3 \times 10^{-27} & \Delta\Omega &= 10^{-2} \text{ sr} \end{aligned}$$

da cui avremo :

$$n = 1.5/\text{sec},$$

cioè un centinaio di eventi al minuto per lo scattering elastico. La sezione d'urto per il processo di scattering pione-nucleo in cui il nucleo di carbonio rimane nel suo livello eccitato è di circa 0.3 millibarn. Pertanto per questo secondo processo avremo circa 10 eventi al minuto.

Con il nostro apparato questi eventi inelastici verranno misurati simultaneamente a quelli elastici.

Consideriamo ora l'esperienza di scattering pione-nucleo con doppio scambio di carica. La sezione d'urto in carbonio per questo processo non è nota, ma sulla base di altri esperimenti⁽⁸⁾ può essere assunta tra 10⁻²⁹ e 1.4 x 10⁻³⁰ cm²/sr. Pertanto in questo caso avremo tra i 2 e i 15 conteggi l'ora. In queste condizioni una esperienza limitata è senz'altro fattibile sebbene risulti piuttosto laboriosa.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - C. Schaerf, Sulla utilizzazione del Linac per effettuare della sperimentazione con pioni, LNF-64/16 (1964).
- (2) - W. S. C. Williams, K. M. Crowe and R. M. Friedman, Phys. Rev. 105, 1840 (1957).
- (3) - J. R. Waters, Phys. Rev. 113, 1133 (1959).
- (4) - T. E. O. Ericson, Pion interactions with nuclei, International Conference on Nuclear Physics, Gatlinburg, Tennessee, U. S. A., September 1966.
- (5) - S. Weinberg, Phys. Rev. Letters 17, 616 (1966).
- (6) - Yu. A. Batusov, S. A. Bunyatov, V. M. Sidorov and V. A. Yarba, International Conference on Nuclear Physics, Gatlinburg, Tennessee, U. S. A., September 1966.
- (7) - S. Cerny, S. W. Cospers, Q. W. Butler, E. S. Goulding, D. A. Landis and C. Detraz, Phys. Rev. Letters 16, 469 (1966).
- (8) - L. Gilly, M. Sear, R. Mennier, M. Shighel, S. P. Duterl and A. Rode, Phys. Letters 11, 244 (1964).
- (9) - R. G. Parsons, J. S. Trefil and S. D. Drell, SLAC-Publ. 63 (November 1964).
- (10) - F. Becker and Z. Maric, Nuovo Cimento 41 B, 173 (1966).
- (11) - C. Schaerf and R. Scrimaglio, Nuclear Instr. and Meth. 30, 359 (1964).
- (12) - T. Ericson, Interactions of pions with complex nuclei, CERN 63-28 (1963).