

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-77/35(R)
14 Luglio 1977

G. P. Capitani, E. De Sanctis, P. Di Giacomo, C. Guaraldo,
G. Ricco, M. Sanzone, R. Scrimaglio e A. Zucchiatti:
FOTODISINTEGRAZIONE DEL DEUTERIO DA 80 MeV a 300 MeV.

G. P. Capitani, E. De Sanctis, P. Di Giacomo, C. Guaraldo, G. Ricco⁽⁺⁾, M. Sanzone⁽⁺⁾, R. Scrimaglio e A. Zucchiatti⁽⁺⁾: FOTODISINTEGRAZIONE DEL DEUTERIO DA 80 MeV a 300 MeV.

1. - INTERESSE FISICO DELL'ESPERIMENTO

Lo studio della fotodisintegrazione del Deuterio ad energie intermedie presenta alcuni aspetti interessanti.

Innanzitutto, trattandosi del nucleo con $A=2$, la misura dello spettro energetico dei protoni permette di risalire in modo diretto allo spettro energetico dei fotoni incidenti, purchè siano scelte opportunamente le condizioni sperimentali, come sarà descritto in seguito. Quindi la misura della fotodisintegrazione di questo nucleo consente di determinare alcune caratteristiche del fascio dei fotoni quasi monocromatici del LEALE.

Inoltre sulla fotodisintegrazione del Deuterio dalla soglia ad energie di diverse centinaia di MeV esistono a tutt'oggi misure sperimentali abbastanza discordanti tra di loro soprattutto ad energie superiori a 50 MeV⁽¹⁾. Infatti, fino a 30 MeV i risultati sperimentali sono in accordo con le vecchie teorie⁽²⁾ che trattano la fotodisintegrazione del Deuterio senza considerare effetti mesonici, ad energie più alte i valori sperimentali delle sezioni d'urto sono molto più grandi di quelli predetti da tali teorie e mostrano l'evidenza di una risonanza in vicinanza di 300 MeV. Ovviamente tale risonanza è da porre in corrispondenza con il picco analogo nella fotoproduzione mesonica, anche se in questo caso il mesone non viene emesso, ma è riassorbito prima della disintegrazione del Deuterio.

Da quanto detto appare chiaro come lo studio della fotodisintegrazione del Deuterio ed energie intermedie (80-500 MeV) sia strettamente legato allo studio degli effetti mesonici nell'interazione tra nucleoni.

L'interpretazione dei dati non ha fatto molti progressi nell'ultimo decennio⁽³⁾. Per quanto riguarda la risonanza, il meccanismo base d'interpretazione è quello di fotoproduzione di un pione da uno dei due nucleoni e di riassorbimento dall'altro. Per Wilson^(3c) il pione è trattato come un pione reale e l'assorbimento come da nucleone libero. Ovviamente perchè questo meccanismo avvenga occorre che i due nucleoni siano a distanza $\leq \hbar/\mu c$ e tutto il problema viene quindi risolto con considerazioni sullo spazio delle fasi.

La sezione d'urto di fotodisintegrazione si può scrivere:

$$\sigma_b = \sigma(\pi)_{np} P \frac{\rho_{np}}{\rho_\pi}$$

dove $\sigma(\pi)_{np}$ è la sezione d'urto di produzione di un mesone di qualsiasi tipo su neutrone o protone nel Deuterio; P è la probabilità di riassorbimento del mesone ed è data in prima approssimazione dalla frazione di tempo in cui i due nucleoni si trovano tra loro a distanza inferiore a $\hbar/\mu c$; ρ_{np} è la densità degli stati finali dei due nucleoni e ρ_π è la densità dello stato finale del mesone nella fotoproduzione su singolo nucleone. Wilson considera la fotoproduzione del pione in onda S e onda P e

(+) INFN - Sezione di Genova.

mostra come, sebbene il pione abbia una probabilità molto minore di essere prodotto in onda S che in onda P, esso sia però assorbito con probabilità molto più alta in onda S. Questo fa sì che entrambi i termini contribuiscono alla sezione d'urto totale e che la risonanza venga spostata verso le basse energie rispetto alla risonanza di fotoproduzione del pione in onda P. In Fig. 1 è mostrata la se-

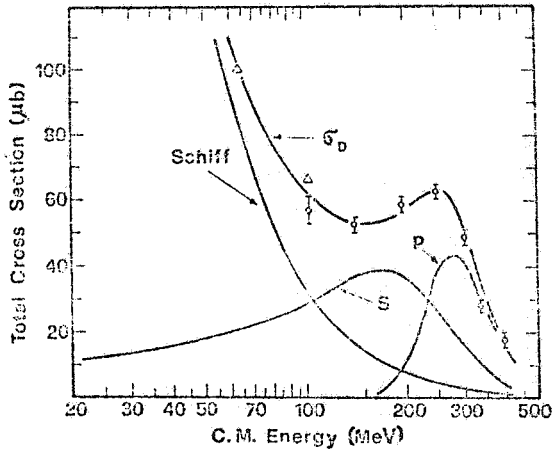


FIG. 1 - Sezione d'urto di fotodisintegrazione σ_D ; le curve S e P danno il contributo dovuto alla produzione e al riassorbimento del mesone rispettivamente in onda S e in onda P; la curva indicata con Schiff non tiene conto degli effetti mesonici. (Adattata da Ref. 3c)

zione d'urto di fotodisintegrazione σ_D , insieme con le due sezioni d'urto parziali e con la sezione di urto calcolata da Schiff^(2a) senza tener conto degli effetti mesonici.

Per quanto riguarda la distribuzione angolare, secondo l'interpretazione di Wilson, a basse energie essa dovrebbe avere l'andamento dato dalla teoria di Schiff, $(1 + \beta \cos \theta) \sin^2 \theta$; tra 30 MeV e 200 MeV dovrebbe predominare l'effetto di assorbimento mesonico in onda S e quindi la distribuzione dovrebbe diventare abbastanza isotropa; mentre tra 200 MeV e 500 MeV, predominando l'assorbimento mesonico in onda P, dovrebbe tendere a $(2 + 3 \sin^2 \theta)$.

Un altro modo di esaminare il processo è quello di considerare lo stato del Deutone ad energie intermedie come costituito da un sistema di un nucleone e di una $\Delta(1236)$, che interagiscono tra di loro attraverso un potenziale effettivo (configurazione isobarica (IC) del nucleo), anziché come un sistema di due nucleoni incapaci di cambiare la loro struttura interna.

Una trattazione intermedia tra le due precedenti è quella in cui si considera il nucleo composto oltre che dai nucleoni anche dai mesoni che danno il loro contributo al fattore di forma e al momento magnetico o partecipano alle interazioni elettromagnetiche mediante una corrente di scambio mesonica aggiuntiva (MEC). Entrambi questi due modelli (IC e MEC) sono stati sviluppati ampiamente in questi ultimi anni⁽⁴⁾ in particolare per il Deuterio e entrambi portano ad un incremento notevole della sezione d'urto di fotodisintegrazione, soprattutto a energie ≥ 80 MeV, rispetto al calcolo più convenzionale a suo tempo fatto da Partovi^(2b).

In Fig. 2 è mostrata la sezione d'urto con e senza effetti di interazione e il relativo contributo

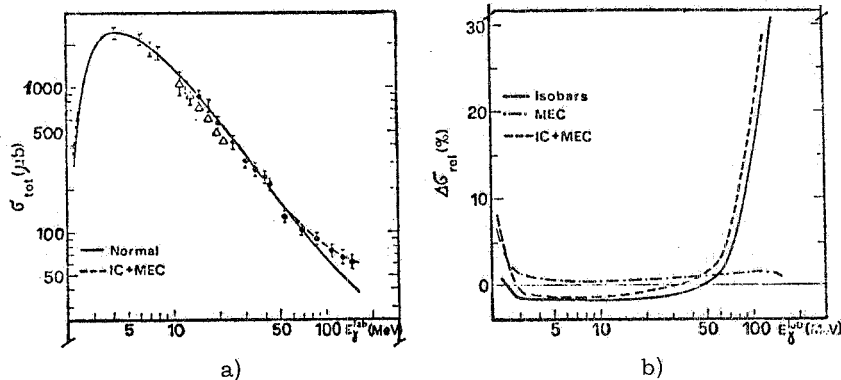


FIG. 2 - a) Sezione d'urto totale di fotodisintegrazione del Deuterio con e senza effetti di interazione (IC = isobaric configuration, MEC = meson exchange configuration); b) Percentuale del contributo degli effetti IC e MEC (Adattata da Ref. 4b).

degli effetti IC e MEC. Come si vede l'IC dà il contributo maggiore all'aumento della sezione di urto e la variazione aumenta fortemente all'aumentare dell'energia.

In Fig. 3 è mostrata la distribuzione angolare, per due energie di fotoni con e senza l'effetto

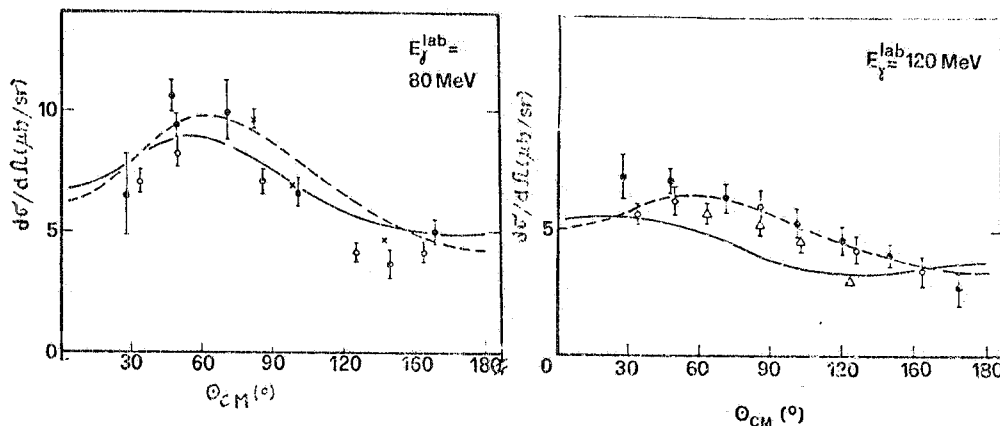


FIG. 3 - Distribuzione angolare della fotodisintegrazione del Deuterio per energie dei fotoni (nel laboratorio) di 80 MeV e di 120 MeV: linea continua, senza effetti IC e MEC; linea tratteggiata, con effetti IC e MEC. (Adattata da Ref. 4b).

delle interazioni IC e MEC. Anche qui si vede che il contributo aumenta con l'aumentare della energia.

Da quanto detto sopra appare evidente l'importanza di accurate misure sperimentali di distribuzione angolare e di sezioni d'urto assolute oltre 80 MeV data soprattutto la discrepanza tra i risultati sperimentali finora noti.

L'uso di un fascio di fotoni monocromatici dovrebbe permettere di migliorare in modo sensibile la precisione di queste misure. Inoltre, sebbene sia auspicabile eseguire la misura fino energie di 400 + 500 MeV, dato l'interesse della risonanza nell'intorno dei 320 MeV, le informazioni ottenibili con il fascio di fotoni del LEALE di energie ≤ 320 MeV dovrebbero permettere un accurato confronto con le teorie già esistenti e con eventuali auspicabili futuri calcoli.

Sarà inoltre interessante estendere questo studio ai nuclei He^3 ed He^4 . E' previsto che tali misure vengano eseguite dopo il completamento di quelle sul Deuterio.

2. - VALUTAZIONE DELLA VELOCITA' DI CONTEGGIO E DELLA RISOLUZIONE DEI FOTOPROTONI EMESSI DAL DEUTERIO.

In questo paragrafo riportiamo i calcoli effettuati per valutare la velocità di conteggio dei protoni emessi dal Deuterio e la risoluzione energetica con cui essi vengono rivelati.

Lo yield di protoni ottenibili può essere calcolato a partire dalla:

$$Y_p(\theta, E_p) dE_p = N_d \sigma_{\gamma p}(\theta, E_\gamma) n(E_\gamma) dE_\gamma \Omega(\theta),$$

dove:

E_p = energia del protone,

E_γ = energia del fotone,

θ = direzione di emissione del protone rispetto alla direzione del fotone incidente,

- $Y_p(\theta, E_p) dE_p$ = numero di fotoprotoni emessi al secondo in direzione θ , e con energia compresa tra E_p e $E_p + dE_p$,
 N_d = numero di Deutoni per area unitaria del bersaglio,
 $\sigma_{\gamma p}(\theta, E_\gamma)$ = sezione d'urto differenziale per energie del fotone E_γ e direzione del protone θ ,
 $n(E_\gamma) dE_\gamma$ = numero di fotoni al secondo di energia compresa tra E_γ ed $E_\gamma + dE_\gamma$ che investono il bersaglio,
 $\Omega(\theta)$ = angolo solido sotteso dal contatore.

Il fattore N_d si può anche scrivere: $N_d = \frac{N_0 \rho}{A} x$,

dove N_0 = numero di Avogrado, A = peso atomico, ρ = densità e x = spessore del bersaglio visto dal contatore.

Con riferimento alla figura riportata accanto, se il contatore vede tutto il bersaglio, $x \approx (3/4)d$, mentre, se il contatore vede solo lo spessore s del bersaglio, $x = s$.

Nel caso del bersaglio di Deuterio liquido che si pensa di utilizzare, $\rho = 0.157 \text{ g/cm}^3$ e quindi $N_d = (6 \cdot 10^{23} \cdot 0.157)x/2 = 0.47 \cdot 10^{23} x$, con x espresso in cm. Per quanto riguarda $n(E_\gamma)$, se $N(E_\gamma) dE_\gamma$ è il numero di fotoni al secondo del fascio di energia compresa nell'intervallo $E_\gamma \div (E_\gamma + dE_\gamma)$, $n(E_\gamma) dE_\gamma = N(E_\gamma) dE_\gamma$, se il diametro della cella di Deuterio è maggiore o uguale della sezione del fascio, $n(E_\gamma) dE_\gamma = \alpha N(E_\gamma) dE_\gamma$, se il diametro della cella è minore della sezione del fascio, con

$$\alpha = \frac{\text{diametro cella di Deuterio}}{\text{diametro fascio}} < 1.$$

Ovviamente E_γ , E_p e θ sono legati tra loro dalle relazioni cinematiche. Si può facilmente dimostrare che :

$$E_p = \frac{-a^2 b + 2cd - a \sqrt{a^2 b^2 - 4bcd + 4d^2}}{2(a^2 - c^2)},$$

con:

- $a = E_\gamma \cos \theta$,
- $b = 2 m_p$,
- $c = E_\gamma - B_e + A m_p$,
- $d = B_e(E_\gamma - B_e/2) - (A - 1) m_p (E_\gamma - B_e)$,

dove: m_p è la massa del protone e B_e è l'energia di legame del protone in quel nucleo. Nel caso del Deuterio $B_e = 2.25 \text{ MeV}$, $A = 2$.

Nella Fig. 4 è riportato l'andamento dell'energia dei fotoprotoni emessi dal Deuterio per θ com-

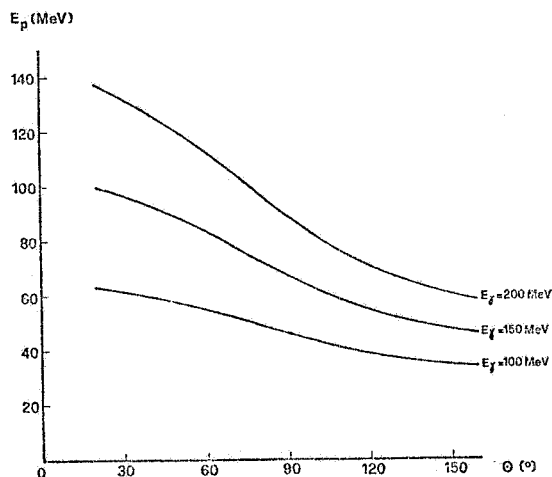
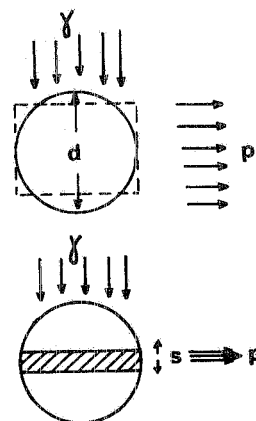


FIG. 4 - Andamento dell'energia dei fotoprotoni emessi dal Deuterio in funzione dell'angolo θ nel laboratorio per fotoni di 100 MeV, 150 MeV e 200 MeV.



preso tra 20° e 160° per tre valori dell'energia dei fotoni ($E_\gamma = 100$ MeV, 150 MeV e 200 MeV).

La risoluzione energetica dei protoni rivelati dipende dai seguenti fattori:

a) indeterminazione dell'angolo di emissione dei protoni raccolti: $\Delta E_p(\vartheta)/E_p$.

La forte variazione dell'energia del protone in funzione dell'angolo di emissione (cfr. Fig. 4), fa sì che questo contributo sia uno dei più importanti nel calcolo della risoluzione energetica dei protoni. In Fig. 5 viene riportata, come esempio, la variazione percentuale dell'energia

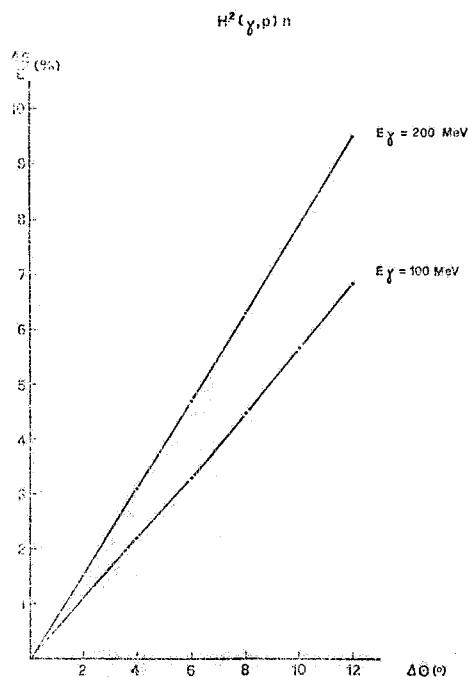


FIG. 5 - Variazione percentuale della energia del protone in funzione della indeterminazione nell'angolo di emissione per due valori dell'energia dei fotoni: 100 MeV e 200 MeV.

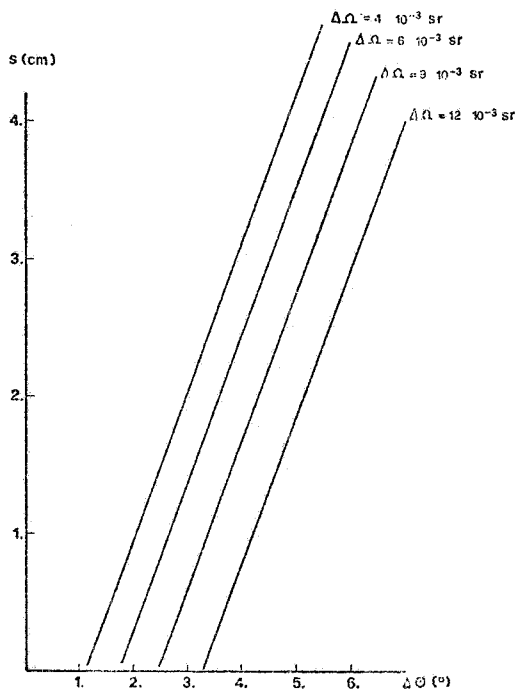


FIG. 6 - Andamento dello spessore del bersaglio "visto" da un contatore di angolo solido $\Delta\Omega$ in funzione dell'indeterminazione nell'angolo di rivelazione. (Il caso riportato è relativo a una distanza contatore-bersaglio di 60 cm).

del protone in funzione dell'indeterminazione dell'angolo di emissione per $\theta = 90^\circ$ e per due valori dell'energia del fotone: $E_\gamma = 100$ MeV e 200 MeV.

Per ridurre questa indeterminazione occorre quindi limitare l'angolo di raccolta dei protoni e questo equivale a ridurre lo spessore del bersaglio visto dal contatore e l'angolo solido di accettazione del contatore stesso.

In Fig. 6 è mostrato l'andamento dello spessore del bersaglio visto dal contatore in funzione dell'indeterminazione angolare, per una distanza contatore-bersaglio $d = 60$ cm. (Si è scelto questo valore per tener conto delle dimensioni d'ingombro del bersaglio di Deuterio e delle schermature);

b) perdita di energia nel bersaglio: $\Delta E_p(r)/E_p$.

Nella fig. 7 è mostrata la perdita di energia specifica in Deuterio liquido, per protoni di energia compresa tra 10 MeV e 300 MeV. Si vede, ad esempio, che in 1 cm protoni di 100 MeV perdono 1.2 MeV, mentre protoni di 50 MeV perdono 2.15 MeV. Si può allora valutare, per un bersaglio di spessore 4 cm, una indeterminazione energetica di 2.4% per protoni di 100 MeV e di 8.6% per protoni da 50 MeV dovuta alla indeterminazione sul punto del bersaglio in cui sono stati prodotti;

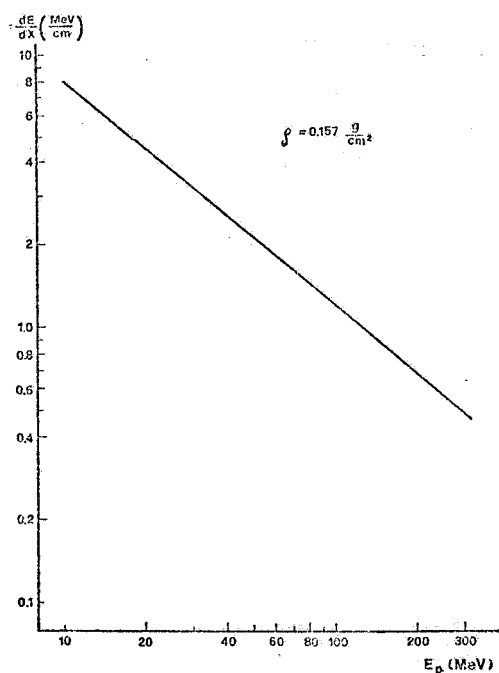


FIG. 7 - Perdita di Energia per unità di percorso in Deuterio liquido per protoni di energia compresa tra 10 MeV e 300 MeV.

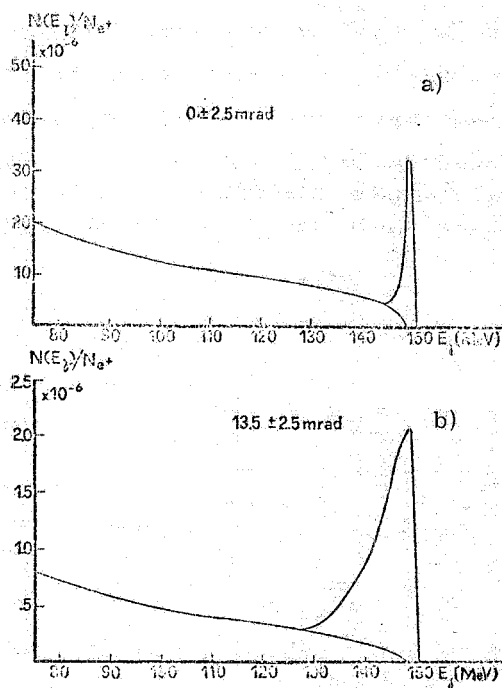


FIG. 8 - Spettri energetici dei fotoni prodotti dalla annichilazione di positroni di energia 150 MeV su bersaglio di H liquido di spessore 0,111 lunghezza di radiazione. I due grafici si riferiscono a fotoni raccolti rispettivamente a (0 ± 2.5) mrad (a) e a (13.5 ± 2.5) mrad (b).

c) indeterminazione energetica del fascio di fotoni: $\Delta E_p(\gamma)/E_p$.

Nella Fig. 8 sono mostrati due tipici spettri energetici dei fotoni prodotti dalla annichilazione di positroni da $E_{e^+} = 150$ MeV su un bersaglio di H_2 liquido di 0.7 g/cm². I due spettri⁽⁵⁾ sono relativi ai fotoni raccolti rispettivamente a 0 mrad ed a 13.5 mrad rispetto alla direzione dei positroni incidenti e in un cono di apertura angolare 2.5 mrad in entrambi i casi. Come si vede l'indeterminazione energetica del picco è $\Delta E_\gamma \simeq 2.0$ MeV ($\Delta E_\gamma / E_\gamma \simeq 1.3\%$) nel primo caso (Fig. 8a), $\Delta E_\gamma \simeq 7$ MeV ($\Delta E_\gamma / E_\gamma \simeq 4.7\%$) nel secondo caso (Fig. 8b).

Ovviamente l'indeterminazione energetica dei fotoni porta il suo contributo all'indeterminazione energetica dei protoni; in Fig. 9 sono mostrati gli spettri dei protoni fotoprodotti dal Deuterio a 30° e 70° tenendo conto solo dell'indeterminazione energetica dovuta agli spettri dei fotoni selezionati a 0 mrad e a 13.5 mrad;

d) indeterminazione energetica del fascio di positroni: $\Delta E_p(e^+)/E_p$.

Nel calcolare lo spettro energetico dei fotoni (e quindi anche nel calcolare lo spettro energetico dei protoni) non si è tenuto conto dell'indeterminazione energetica del fascio primario di positroni. Da misure eseguite risulta che per energie dei positroni ≥ 150 MeV questa indeterminazione è pari a $1.4 \pm 1.5\%$ quando le fenditure di definizione energetica sono completamente aperte⁽⁶⁾. E' quindi possibile rendere questo contributo trascurabile rispetto agli altri, regolando opportunamente le fenditure energetiche a spese dell'intensità;

e) risoluzione del rivelatore di protoni: $\Delta E_p/E_p$.

Ovviamente questo contributo dipende dal tipo di spettrometro che si intende utilizzare. Nel

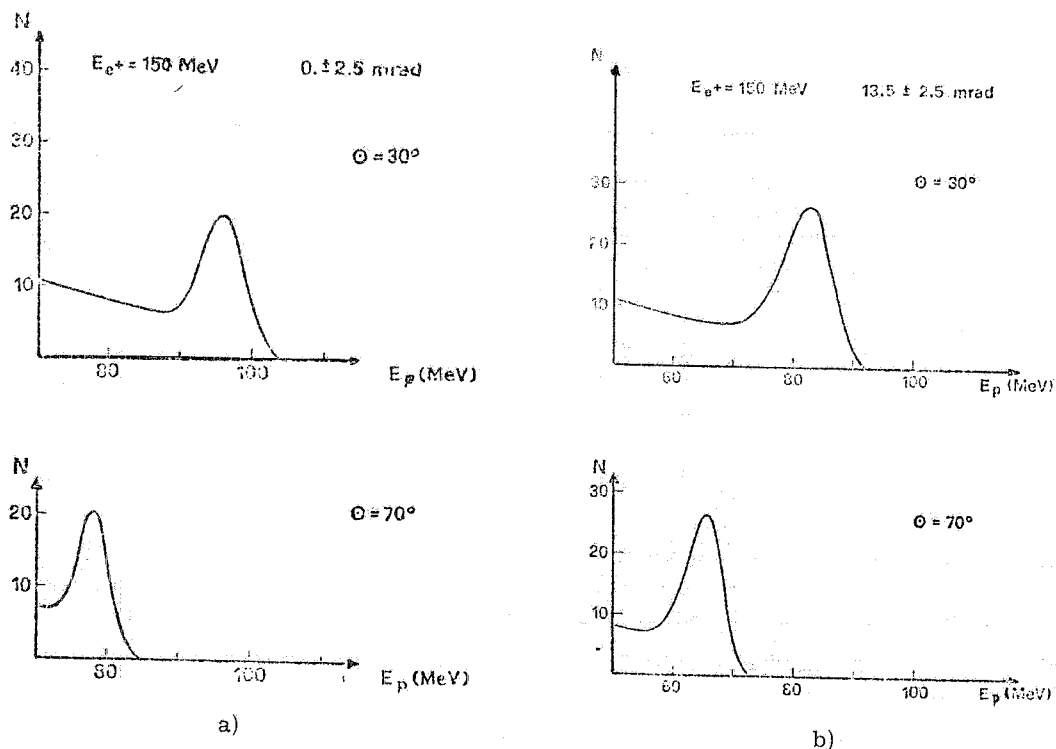


FIG. 9 - Spettri energetici dei fotoprotoni emessi dal Deuterio agli angoli di 30° e 70° . Le due figure si riferiscono a fotoni di energia 150 MeV (lab.) raccolti rispettivamente a $(0, \pm 2,5)$ mrad (a) e $(13,5 \pm 2,5)$ mrad (b). Le unità in ordinata sono arbitrarie.

nostro caso si useranno telescopi di contatori a scintillazione del tipo $E - dE/dx$ ⁽⁷⁾ per energie fino a 120 MeV e un telescopio di range per energie oltre 80 MeV⁽⁸⁾. La risoluzione prevista è $\Delta E_p/E_p \lesssim 2\%$.

Ricordiamo che lo spettro di fotoni oltre al picco monocromatico presenta una grossa coda di bremsstrahlung a bassa energia e inoltre che il fascio ha un cattivo duty-cycle ($\approx 8 \cdot 10^{-4}$). E' pertanto prevedibile la presenza di un alto fondo che dipende da fattori poco controllabili in fase di progetto e che si può ridurre con opportune schermature di rivelatori e con buona collimazione del fascio di fotoni. E' difficile quindi prevedere a priori se sarà più conveniente utilizzare il fascio di fotoni in condizione di miglior rapporto fotoni di picco/fotoni di fondo, ma di peggior risoluzione e intensità (angolo di raccolta medio 13.5 mrad), oppure in condizioni di miglior risoluzione ed intensità, ma di peggior rapporto fotoni di picco/fotoni di fondo (angolo di raccolta medio 0 mrad).

La valutazione della velocità di conteggio e della risoluzione energetica dei protoni è stata pertanto fatta nelle seguenti condizioni:

- energia del fascio di positroni: 150 MeV;
- bersaglio di annichilazione: $0,7 \text{ g/cm}^2$ di H_2 liquido;
- angolo di emissione dei protoni: 90° ;
- caratteristiche del fascio di fotoni: come indicato nella Tabella I.

Le colonne 3 e 4 danno il numero totale di fotoni di annichilazione prodotti rispettivamente per positrone incidente e al secondo. Per l'intensità di positroni è stato usato il valore 10^{11} sec^{-1} , misurato usando il convertitore elettroni-positroni di rame e con una frequenza di impulsi di fascio pari a 100 Hz. Perciò lavorando a 200 Hz si dovrebbe disporre di una corrente doppia. La colonna 5 dà la risoluzione percentuale FWHM del picco di annichilazione. L'ultima colonna dà il rapporto tra il numero totale di fotoni di annichilazione e quello di fotoni di bremsstrahlung di energia $\geq 10 \text{ MeV}$.

TABELLA I

Angolo di raccolta (mrad)	ϕ del fascio sul bersaglio di Deuterio	N_γ / N_{e^+}	N_γ (sec ⁻¹)	$\Delta E_\gamma / E_\gamma$ %	N_A / N_B %
0 ± 2.5	2	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^7$	1.3	1.4
0 ± 5.0	4	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^7$	1.5	1.8
13.5 ± 2.5	2	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^6$	4.7	13.0
13.5 ± 5.0	4	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^6$	5.0	15.0

I valori scelti per E_γ e per θ_p consentono di valutare dei valori medi della velocità di conteggio e della risoluzione; infatti la sezione d'urto totale è pressochè costante da quest'energia fino a ~ 300 MeV e a 90° la sezione d'urto differenziale assume il suo valor medio ($\sim 4 \mu\text{b/sr}$).

Nella Tabella II sono riportati i valori calcolati per la velocità di conteggio N_p e per la riso-

TABELLA II

$\Delta\Omega$ (sr)	s (cm)	N_p (sec ⁻¹)	$\Delta E_p(\theta)/E_p$ %	$\Delta E_p(r)/E_p$ %	$\Delta E_p(\text{tot})/E_p^{(1)}$ %
$6 \cdot 10^{-3}$	1.8	$4 \cdot 10^{-2}$	2	1	2.5
$6 \cdot 10^{-3}$	1.8	$4 \cdot 10^{-3}$	2	1	6
$4 \cdot 10^{-3}$	0.7	$4 \cdot 10^{-2}$	1	2	2.5
$4 \cdot 10^{-3}$	0.7	$4 \cdot 10^{-3}$	1	2	6

luzione totale $\Delta E_p(\text{tot})/E_p$ (insieme ai due contributi più importanti $\Delta E_p(\theta)/E_p$ e $\Delta E_p(r)/E_p$) per due valori di s (spessore del bersaglio visto da un contatore) e per due valori dell'angolo solido $\Delta\Omega$.

E' stato infine valutato il contributo di fondo di protoni dovuto alle pareti di mylar (spessore totale $\sim 0,075$ mm) del bersaglio di Deuterio liquido costruito nei LNF (vedi Fig. 10). (La cella è di forma cilindrica di altezza 10 cm e di diametro di base pari a 2 cm. E' disponibile anche una cella di 4 cm di diametro). Tenuto conto della densità del mylar (1.4 g/cm^3) e della sua composizione chimica $C_{10}O_4H_8$, il numero N di atomi per cm^2 di bersaglio di Carbonio e Ossigeno rispetto a quello di Deuterio sono dati in Tabella III (N_0 è il numero di Avogadro).

In Fig. 11 è riportata la relazione cinematica energia-angolo di emissione dei protoni fotomessi da C^{12} e O^{16} nella reazione (γ, p) con il nucleo residuo nello stato fondamentale. A parità di energia del fotone si vede, dal confronto con la relazione analoga per il Deuterio (Fig. 4), che l'energia dei protoni emessi da C^{12} e O^{16} è molto più alta.

Occorre però tenere presente che:

- per fissata energia del fotone, lo spettro dei protoni emessi dai nuclei con $A > 2$ presenta, oltre a uno o più picchi di definita energia dovuti all'interazione diretta fotone-protoni nelle varie shell, anche una coda continua, che si estende fino a $E_p = 0$ MeV, dovuta all'interazione del fotone con coppie di nucleoni⁽⁹⁾;

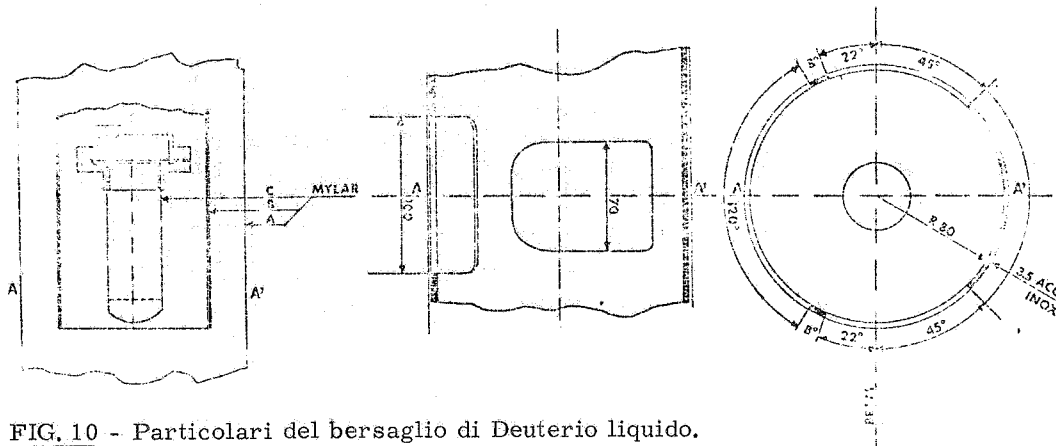


FIG. 10 - Particolari del bersaglio di Deuterio liquido. A, B, C=spessori di mylar della finestra, degli schermi termici e delle pareti della cella ($A=0.175 \cdot 10^{-3}$ inch, $B=0.04 \cdot 10^{-3}$ inch, $C=0.08 \cdot 10^{-3}$ inch).

TABELLA III

Elemento	Spessore (g/cm ²)	N/N ₀
C ¹²	13.17	$1.1 \cdot 10^{-3}$
O ¹⁶	7.03	$0.45 \cdot 10^{-3}$
D ($\beta=2$ cm) ⁽²⁾	314.0	$157 \cdot 10^{-3}$
D ($\beta=4$ cm) ⁽²⁾	628.0	$314 \cdot 10^{-3}$

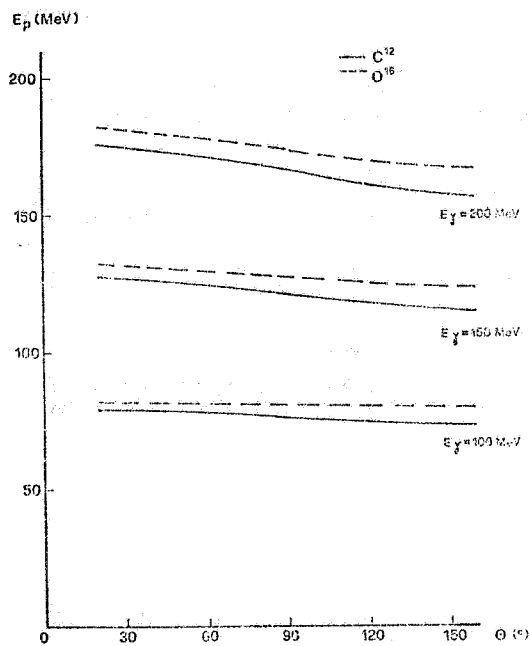


FIG. 11 - Relazione conometrica energia-angolo di emissione (lab.) per protoni fotoemessi da C¹² e O¹⁶, con nucleo residuo nello stato fondamentale.

- lo spettro energetico dei fotoni utilizzati ha una coda continua a basse energie dovuta alla bremsstrahlung.

Questi contributi sono stati valutati tenendo conto dello spettro dei fotoni e usando, per le sezioni d'urto $\sigma_{\gamma p}(E_p, E_\gamma)$ su Carbonio e su Ossigeno, i valori noti per energie fino a 80 - 100 MeV e i valori ottenuti per estrapolazione di quelli per energie superiori. Ricordiamo al proposito che l'andamento della sezione d'urto $\sigma_{\gamma p}(E_p, E_\gamma)$ in funzione di E_p , per E_γ fissato, è determinato unicamente dalle relazioni cinematiche, mentre l'andamento del valore assoluto della sezione di urto integrata $\sigma_{\gamma p}(E_\gamma)$, in funzione di E_γ , non è noto, ma decresce fortemente al crescere di E_γ .

I calcoli eseguiti hanno fornito una valutazione del contributo del fondo non superiore, nelle condizioni più pessimistiche (angoli in avanti ed energie $E_\gamma \sim 100$ MeV), al 10%.

3. - APPARATO SPERIMENTALE.

In Fig. 12 è mostrata la parte finale del sistema di trasporto del fascio di positroni, e il percorso del fascio di fotoni dal bersaglio di annichilazione fino al quantmetro⁽¹⁰⁾.

I collimatori di rame mobili, C_5 ed C_6 ed i quadrupoli, Q_8 e Q_9 , insieme al visualizzatore di fascio V servono a verificare il buon allineamento del fascio di positroni come descritto in Ref. 6. M è un monitor a induzione che consente di verificare su oscillografo, durante le misure la stabilità dell'intensità del fascio di positroni per confronto con un segnale di riferimento. La misura assoluta della corrente di positroni viene fatta mediante una tazza di Faraday, usata anche come pozzo di spegnimento, posta nel piano focale del magnete P.

Poichè, come è già stato detto precedentemente, può risultare conveniente raccogliere i fotoni ad angoli diversi da 0° rispetto alla direzione dei positroni incidenti, si è ritenuto più conveniente mantenere fissa nel laboratorio la direzione di volo del fascio di fotoni e variare la direzione di incidenza del fascio di positroni sul bersaglio di annichilazione utilizzando i magneti B_5 e B_6 . Il fascio di fotoni passa attraverso un foro aperto nel giogo di un grosso magnete, PS, a poli piani, che verrà utilizzato come spettrometro a coppie (oltre che come pulitore di fascio) per la misura contemporanea durante gli esperimenti dello spettro di fotoni⁽¹¹⁾.

L'apparato di rivelazione dei protoni consiste di 5 telescopi E-dE/dx di contatori di scintillazione⁽⁷⁾ per i protoni di energia fino a 120 MeV e di un telescopio di range costituito da 10 scintillatori plastici e un Cerenkov⁽⁸⁾ per i protoni di energia ≥ 80 MeV. In Fig. 12 è mostrata una delle possibili disposizioni dei telescopi.

Come mostrato schematicamente in figura i telescopi sono montati su supporti rotanti su di una piattaforma, fissata al pavimento ma spostabile con opportune rotaie, onde facilitare la variazione di angolo dei singoli telescopi.

La distanza tra il centro del bersaglio di Deuterio e i rivelatori è di 60 cm per i contatori E-dE/dx, e di 120 cm per il telescopio di range. Intorno al bersaglio è posta una schermatura di Pb (7.5 cm di spessore) e di paraffina (22.5 cm di spessore), mentre intorno ai rivelatori sono stati posti blocchi di cemento (vedi Fig. 12) secondo le indicazioni sull'entità dei fondi ricavate in turni di parassitaggio.

Inoltre, per evitare l'influenza del campo magnetico residuo sui fototubi del contatore all'indietro, secondo quanto descritto in Ref. 12, è stato montato uno schermo magnetico, costituito da lastre di ferro di spessore 2 cm collegate con le espansioni polari dello spettrometro a coppie.

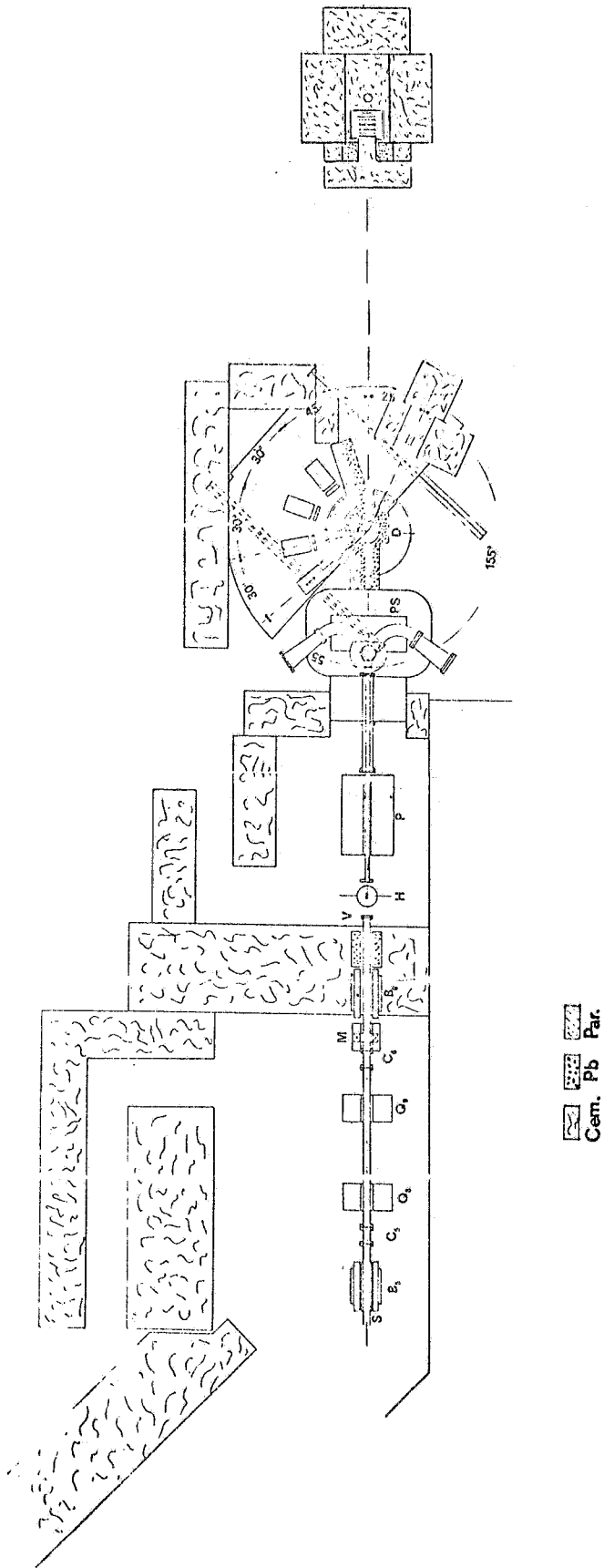


FIG. 12 - La figura comprende: a) parte finale del sistema di trasporto del fascio dei positroni; b) il percorso del fascio di fotoni; c) l'apparato di rivelazione. C₅, C₆= collimatori (diametro 7 mm e 6 mm rispettivamente); B₅, B₆= magneti deflettori in verticale; S= bobine di correzione della direzione del fascio nel piano radiale; Q₈, Q₉= quadrupoli; M= monitor a induzione; V= schermo fluorescente; H= bersaglio di Idrogeno liquido; P= magnete pulitore del fascio di positroni; TF= tazza di Farady (pozzo di spengimento positroni); PS= spettrometro a coppie; D= bersaglio di Deuterio; Q= quantametro.

BIBLIOGRAFIA

- 1a) - R. Kose, W. Paul, K. Stockhorst and K. H. Kissler, *Z. Physik* 202, 364 (1967).
- 1b) - A. M. Smith, S. J. Hall, B. Mann and D. T. Stewart, *Journal J. Physics* 1A, 553 (1968).
- 1c) - J. Buon, V. Gracco, J. Lefroncois, P. Lehmann, B. Markel and Ph. Roy, *Phys. Letters* 26B, 595 (1968).
- 1d) - R. L. Anderson, R. Prepost and B. H. Wlück, *Phys. Rev. Letters* 22, 651 (1969).
- 2a) - L. Schiff, *Phys. Rev.* 78, 733 (1950).
- 2b) - F. Partovi, *Ann. Phys.* 27, 79 (1964).
- 3a) - N. Austern, *Phys. Rev.* 100, 1522 (1955).
- 3b) - F. Zachariasen, *Phys. Rev.* 101, 371 (1955).
- 3c) - R. R. Wilson, *Phys. Rev.* 104, 218 (1956).
- 3d) - L. D. Pearlstein and A. Klein, *Phys. Rev.* 118, 193 (1960).
- 4a) - H. Arenhövel and H. J. Weber, *Springer Tracks in Modern Physics* (Springer, 1972), Vol. 65, pag. 58.
- 4b) - H. Arenhövel, W. Fabiam and H. G. Miller, *Phys. Letters* 52B, 303 (1974).
- 4c) - H. Arenhövel, *Proc. Symp. on Interaction Studies in Nuclei*, Mainz (ed. da H. Jochim e B. Ziegler) (Amsterdam 1975) pag. 727.
- 4d) - H. J. Weber, *idem* pag. 749.
- 5) - E. Mancini and M. Sanzone, *Nuclear Inst. and Meth.* 66, 87 (1968).
- 6) - G. P. Capitani, E. De Sanctis, C. Guaraldo, R. Scrimaglio, G. Ricco, M. Sanzone and A. Zucchiatti, *Lett. Nuovo Cimento* 16, 453 (1976) e Report LNF in via di pubblicazione e Proc. Gordon Conf. (1976).
- 7) - A. Zucchiatti, M. Sanzone and E. Durante, *Nuclear Instr. and Meth.* 129, 467 (1975).
- 8) - G. P. Capitani, E. De Sanctis, S. Faini, C. Guaraldo, R. Malvano, R. Ricco, M. Sanzone e R. Scrimaglio, Report LNF-72/99 (1972).
- 9a) - G. Manuzio, G. Ricco, M. Sanzone and L. Ferrero, *Nuclear Phys.* A133, 225 (1969).
- 9b) - M. Sanzone, G. Ricco, S. Costa and L. Ferrero, *Nuclear Phys.* A153, 401 (1970).
- 9c) - E. Mancini, G. Ricco, M. Sanzone, S. Costa and L. Ferrero, *Nuovo Cimento* 15A, 705 (1973).
- 10) - A. P. Komar, S. P. Kruglov and I. V. Lopatin, *Nuclear Instr. and Meth.* 82, 125 (1970).
- 11) - S. Pasquini, *Tesi di Laurea* (1976); A. R. Reolon, *tesi di Laurea* (1977).
- 12) - A. Zucchiatti, Report LNF-75/44(1975).