

Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare
ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Genova
67/2

INFN/BE-67/7
22 Maggio 1967

R. Malvano, E. Mancini, G. Ricco e M. Sanzone: GAMMA DA
ANNICILIAZIONE DI e^+ SU IDROGENO. -

R. Malvano, E. Mancini, G. Ricco e M. Sanzone: GAMMA DA ANNICHILAZIONE DI e^+ SU IDROGENO -
(Proposta preliminare di esperienza al Linac di Frascati)

1. INTERESSE FISICO DELLA REALIZZAZIONE. -

E' noto che l'interazione dei fotoni con la materia nucleare avviene con meccanismo diverso al variare dell'energia del fotone.

Grande interesse presenta lo studio di tale interazione ad energie oltre la risonanza gigante dove il meccanismo, almeno fino a 100 MeV, è poco conosciuto dal punto di vista teorico e sperimentale mentre oltre i 100 MeV molto è stato fatto dal punto di vista teorico ma molto poco dal punto di vista sperimentale.

Nel range di energia tra 30 e 100 MeV la lunghezza d'onda del fotone è confrontabile con la distanza media dei nucleoni nella materia nucleare così da essere possibili sia eccitazioni collettive del nucleo e successivo decadimento con emissione di un nucleone, sia emissione diretta di un nucleone anche da shell più profonde.

Dal punto di vista sperimentale interazioni del primo tipo possono essere messe in evidenza da risonanze nelle sezioni d'urto di assorbimento \mathcal{T} che si riflettono ovviamente nelle sezioni d'urto parziali per emissione di fotoprotoni e di fotoneutroni. Interazioni del secondo tipo daranno invece luogo a pseudo risonanze nelle sezioni d'urto (\mathcal{T}, n) e (\mathcal{T}, p) (misurate ad energia fissa del neutrone o del protone) e tali massimi di assorbimento dovranno inoltre obbedire alla relazione cinematica

$$E_p = \frac{A-1}{A} (E_\gamma - B_1)$$

2.

(B_1 energia di legame del nucleone nella shell occupata)^(x). E' evidente che in entrambi i casi le difficoltà di misure di questo tipo con fasci γ di bremsstrahlung sono notevoli, poichè l'analisi di Penfold e Leiss⁽¹⁾ o analisi analoghe^(2, 3), che permettono di risalire dallo yield alla sezione d'urto, danno a queste energie errori molto grandi (fino a 50-100% anche nel caso di misure accurate al 3-4%).

Al di sopra di 100 MeV l'interazione del γ avviene prevalentemente con una coppia di nucleoni e più precisamente con la coppia n-p^(4, 5).

Recentemente alcune teorie^(6, 7) sono state elaborate in contrapposizione al modello schematico a "quasi deutone" di Levinger⁽⁴⁾. Queste teorie partono dal modello I. P. M. e tengono conto di interazioni possibili tra i nucleoni della coppia attraverso una appropriata funzione di correlazione e di eventuali interazioni negli stati finali e prendono il nome di Independent Pair Model. L'andamento della sezione di urto di assorbimento (γ, np) è strettamente dipendente dal tipo di correlazione che si considera^(6b) e permette, almeno in linea di principio, di avere informazioni sull'esistenza del "core" repulsivo e sulle interazioni negli stati finali.

E' quindi evidente come misure accurate delle sezioni d'urto $\sigma(\gamma, np)$ siano di notevole importanza per lo studio delle correlazioni in materia nucleare.

Tali misure possono essere fatte in vari modi.

- a) Misurando lo yield totale di fotoneutroni e risalendo indirettamente alla sezione d'urto voluta^(x).
- b) Con il metodo dell'attività residua.
- c) Rivelando in coincidenza la coppia n, p e risalendo, fatte le dovute correzioni, alla sezione d'urto di assorbimento σ_{γ} .

In tutti i casi è evidente come l'utilizzazione di fasci γ di bremsstrahlung introduca la più notevole fonte di indeterminazione nella valutazione della sezione d'urto.

Grandissimo interesse presenterebbe quindi la realizzazione di fasci γ quasi monocromatici alle energie tra 60-70 e 150 MeV. A questo scopo si è pensato alla sua realizzazione sfruttando l'annichilazione in volo di positroni su targhette a basso Z. Tale metodo è già stato

(x) - Un'esperienza in tal senso è attualmente in fase di sviluppo da parte del nostro gruppo presso il Sincrotrone di Torino.

(x) - Misure secondo questo metodo sono già state fatte da noi presso l'acceleratore lineare di Orsay e, nei limiti delle approssimazioni, sembrano confermare le teorie su accennate in contrapposizione al modello di Levinger.

realizzato ad energie più basse (15-30 MeV)⁽⁸⁾; calcoli sono stati fatti recentemente ad energie più elevate (0.5 - 30 BeV)⁽⁹⁾.

Poichè il problema appare diversamente complesso a seconda del range di energia che si considera si è ritenuto di valutare lo spettro di raggi γ di annichilazione nell'intervallo di energia a noi di interesse e precisamente ci si è attualmente limitati all'energia massima alla quale si pensa di arrivare, cioè a 150 MeV.

Nonostante calcoli di prima approssimazione⁽¹⁰⁾ avessero già permesso di valutare il rapporto tra i fotoni di annichilazione ed i fotoni di bremsstrahlung per questa energia (qualche per cento) lo studio della distribuzione energetica di essi risulta molto significativo. Alcuni accorgimenti poi (dei quali alcuni già trattati in questo progetto ed altri che saranno trattati in un secondo progetto più dettagliato) permetterebbero di aumentare in modo apprezzabile tale rapporto.

2. CALCOLO DELLO SPETTRO DEI FOTONI. -

Le reazioni predominanti che intervengono nella collisione di un positrone contro un atomo leggero sono le seguenti:

- a) $e^+ + e^- (+N) \rightarrow \gamma (+N)$
- b) $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$
- c) $e^+ + e^- \rightarrow 3\gamma$
- d) $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$
- e) $e^+ + p \rightarrow e^+ + p + \gamma$

Il contributo delle reazioni a) e c) è molto piccolo rispetto a quello delle altre reazioni e perciò è trascurato legittimamente nell'approssimazione dei nostri calcoli, così come le correzioni radiative al processo b).

Nella annichilazione in volo del positrone (processo b)) lo spettro di fotoni prodotto è limitato ad un intervallo di energia tanto più piccolo quanto più piccolo è l'angolo di emissione del γ rispetto al β^+ incidente che si considera, mentre lo spettro di fotoni dovuto alla bremsstrahlung su elettrone e su nucleo (reazione d) ed e)) si estende su tutto l'intervallo di energia da 0 a $\approx E_{\beta^+}$. Poichè la probabilità di emissione di un fotone per la reazione b) e d) è proporzionale a Z mentre la probabilità di emissione per la reazione e) è proporzionale a Z^2 , per minimizzare il contributo della bremsstrahlung rispetto all'annichilazione si è considerata una "targhetta" di idrogeno liquido, il massimo spessore

4.

considerato essendo dell'ordine di $0,7 \text{ gr/cm}^2$ pari a $\sim 10 \text{ cm}^{(*)}$.

La sezione d'urto per il processo b) è quella data da Heitler⁽¹¹⁾ e nel sistema del laboratorio è espressa dalla⁽⁸⁾

$$\frac{d\sigma}{dk} = \pi Z \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{2k_0 - 1}{(k_0^2 - 2k_0 + 1)(k_0 + \frac{1}{2})} \left[-1 + \frac{2 + \frac{2k_0}{1+\delta}}{1 + 2\delta(k_0 - k) - (k_0 - k)^2(1 - \delta^2)} \right. \\ \left. - \frac{2}{\left[1 + 2\delta(k_0 - k) - (k_0 - k)^2(1 - \delta^2) \right]^2} \right]$$

La corrispondenza tra l'energia del γ e l'angolo di emissione è data da

$$k = \frac{1}{1 - \delta \cos \theta}$$

dove k energia del fotone emesso in unità mc^2

k_0 energia massima del fotone in unità mc^2

$$\delta = \left(\frac{E_0 - 1}{E_0 + 1} \right)^{1/2}$$

E_0 energia totale del β^+ in unità mc^2

θ angolo di emissione del γ rispetto alla direzione del β^+ incidente.

Nell'approssimazione valevole in questo caso, in cui $k_0 \gg 1$, $\delta \approx 1$, la sezione d'urto si riduce a

$$\frac{d\sigma}{dk} = \pi Z \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{2}{k_0^2} \left[\frac{k_0}{1 + 2(k_0 - k)} - \frac{1 + 4(k_0 - k)^2}{\left[1 + 2(k_0 - k) \right]^2} \right]$$

Per quanto riguarda la bremsstrahlung da positrone su nucleo e su elettrone, ci si è valsi delle sezioni d'urto relative alla bremsstrahlung da elettrone. La validità di questa approssimazione è evidente nel caso del nucleo, meno evidente nel caso dello elettrone. Ci si ripromette di calcolare, nel progetto definitivo di esperienza, in modo rigoroso i limiti di questa approssimazione, molto importante nel nostro caso in quanto

(*) - La dissipazione energetica anche tenuto conto dell'alto flusso di β^+ ($\approx 10^{12}$ al secondo) non è incompatibile con la possibilità pratica di realizzazione della targhetta.

si vuole sottrarre il contributo dovuto ai fotoni della bremsstrahlung facendo la differenza degli spettri di fotoni prodotti dall'interazione di β^+ e di β^- di uguale energia sulla stessa targhetta. Una prima valutazione della differenza tra le sezioni d'urto dei due processi:

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \gamma$$

ci permette di dire che essa non è certamente superiore al percento ^(9, 12). La sezione d'urto calcolata per il processo e) è quella ricavata in approssimazione di Born e tenendo conto o no di uno schermo del campo coulombiano del nucleo sull'elettrone da parte degli altri elettroni ^(11, 13). In pratica si è presa una media dei valori ottenuti nei due casi. L'espressione della sezione d'urto è quindi data dalla

con schermo completo

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 Z^2}{137 k} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_0 - k}{E_0}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_0 - k}{E_0} \right] \ln(183 Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{E_0 - k}{9 E_0} \right\}$$

senza schermo

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 Z^2}{137 k} \left[1 + \left(\frac{E_0 - k}{E_0}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_0 - k}{E_0} \right] \left[\ln\left(\frac{2E_0(E_0 - k)}{k}\right) + \frac{1}{2} \right]$$

Per quanto riguarda il processo d) infine poichè si ha a che fare con targhetta a basso Z, non vale più l'approssimazione di sostituire nella sezione d'urto di bremsstrahlung su nucleo $Z(Z+1)$ al posto di Z^2 . La sezione d'urto in approssimazione relativistica della bremsstrahlung elettrone-elettrone, più rigorosamente, è data dalla ^(12, 13)

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{4\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 Z}{137 k} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_0 - k}{E_0}\right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_0 - k}{E_0} \right] \left[\ln\left(\frac{2E_0(E_0 - k)}{k}\right) - \frac{3}{2} \right] - \frac{E_0 - k}{9 E_0} \right\}$$

La dipendenza della sezione d'urto di bremsstrahlung su elettrone e su nucleo dall'angolo di emissione del fotone è data dalle formule ^(9, 14)

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dk} = f \frac{2\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 E_0^2}{137 \pi k} \left(\frac{1}{E_0^4 \theta^4} + \frac{1}{4E_0^2} \right) \left\{ 2(2-2y+y^2) \ln \left[2E_0 (y^{-1}-1) \right] - 3+3y-y^2 \right\}$$

per il processo $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$

6.

dove θ = angolo fra il β^+ scatterato ed il \mathcal{Z}

$$y = \frac{k}{k_{\max}} = \frac{k}{E_0} \left(1 + \frac{E_0 \theta^2}{2}\right) \quad Z = E_0 \frac{\theta^2}{2}$$

$$f = (1 - 0.1 \sqrt{1 - \left(\frac{1-Z}{1+Z}\right)^2}) (1-y) e^{-3(1-y)^{1/3}}$$

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dk} = \frac{2 \left(\frac{e}{mc^2}\right)^2 E_0^2}{137 \pi k} \left\{ \frac{161(1-\eta)}{(1+i)^4} - \frac{(2+\eta)^2}{(1+i)^2} + \left[\frac{2-2\eta + \eta^2}{(1+i)^2} - \frac{41(1-\eta)}{(1+i)^4} \right] 2 \ln \left[2 E_0 (\eta^{-1} - 1) \right] \right\}$$

dove $I = E_0^2 \theta^2$

$$\eta = \frac{k}{E_0}$$

per il processo $e^+ + p \rightarrow e^+ + p + \mathcal{Z}$ (formula di Sommerfeld-Schiff⁽¹⁵⁾).

Gli spettri di raggi \mathcal{Z} ottenibili a partire dalle sezioni d'urto date sono ovviamente quelli relativi ad una targhetta infinitamente sottile cioè per la quale è possibile trascurare sia la perdita di energia per ionizzazione del β^+ sia la sua deviazione dalla direzione iniziale dovuta allo scattering multiplo.

La targhetta da noi considerata non può certamente essere approssimata ad una targhetta sottile, per cui abbiamo tenuto conto di ciò dividendola in un numero opportuno di sezioni e calcolando la distribuzione energetica e la distribuzione angolare a seguito dello scattering, del β^+ in ciascun settore. Il numero di parti in cui è stata divisa la targhetta è stato scelto più grande possibile compatibilmente però con l'esigenza che il numero medio di scattering non fosse inferiore a 20. Questo per la validità della distribuzione angolare dovuta allo scattering multiplo secondo la teoria di Molire^(16, 17). A partire dalla teoria di Molire si può ricavare⁽⁸⁾ facilmente la probabilità che un β^+ passando attraverso una targhetta di spessore t sia diffuso in una direzione qualunque e produca un \mathcal{Z} emesso in direzione tra $\theta_{\mathcal{Z}}$ e $\theta_{\mathcal{Z}} + d\theta_{\mathcal{Z}}$ rispetto alla direzione del β^+ iniziale ed in direzione θ_a rispetto alla direzione del β^+ diffuso. Essa è data da:

$$P(\theta_\gamma, t) d\theta_\gamma = \frac{2\theta_\gamma d\theta_\gamma}{\langle \theta_s^2 \rangle} e^{-\frac{\theta_a^2 + \theta_\gamma^2}{\langle \theta_s^2 \rangle}} I_0\left(\frac{2\theta_a \theta_\gamma}{\langle \theta_s^2 \rangle}\right)$$

dove

$I_0\left(\frac{2\theta_a \theta_\gamma}{\langle \theta_s^2 \rangle}\right)$ è la funzione di Bessel modificata di grado zero ⁽¹⁸⁾

$\langle \theta_s^2 \rangle$ è l'angolo medio di scattering

$$\langle \theta_s^2 \rangle = \chi_c^2 (-0.17 + 0.565 \ln(\chi_c^2 / \chi_a^2))$$

$$\chi_c^2 = 0.15 \frac{t}{E^2} \frac{Z(Z+1)}{A}$$

$$\chi_a^2 = 0.57 \times 10^{-4} \frac{Z^{2/3}}{E^2}$$

con t spessore della targhetta in gr/cm^2

E energia del β^+ in MeV.

La distribuzione energetica dei β^+ a seguito della perdita di energia per ionizzazione è stata calcolata tenendo conto che:

- La distribuzione delle energie perse dall'elettrone nella materia, secondo la teoria di Landau, è ottenuta come combinazione lineare di quattro gaussiane ⁽¹⁹⁾.
- L'approssimazione dovuta al caso relativistico permette di porre $\beta = 1$.
- Quando si considera il passaggio di particelle relativistiche nella materia ⁽²⁰⁾ compare un fattore di correzione dovuto all'effetto densità.
- Per ottenere la distribuzione energetica dei positroni ⁽²¹⁾ si pone una correzione alla distribuzione energetica degli elettroni.

Sotto queste condizioni si ha:

$$f(W)dW = \sum_k^4 \frac{C_k \gamma_k}{(\gamma_k^{2+b^2})^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{(\lambda - \lambda_k)^2}{\gamma_k^{2+b^2}}\right] \exp(-\alpha^+ \lambda - \alpha^+ \ln \alpha^+) d\lambda$$

dove

W energia perduta dal β^+ per ionizzazione

$$= \frac{W}{Gt} - \left\{ \ln t + \ln \frac{Gmc^2}{(h \nu p)^2} + 1,114 \right\}$$

$$G = 2\pi \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 mc^2 \cdot N_o \cdot \frac{Z}{A}$$

8.

t = spessore della targhetta in gr/cm^2

$$v_p = \left(\frac{e^2}{m\pi} \cdot \frac{N_o \rho Z}{A} \right)^{1/2} \quad \rho \text{ densità della targhetta}$$

$$b^2 = \frac{qWZ^{4/3}}{(Gt)^2} \quad q = 20 \text{ eV}$$

$$\alpha^+ = \frac{2Gt}{E - mc^2}$$

σ_k, C_k, λ_k costanti calcolate per tener conto della migliore rappresentazione delle curve di Landau⁽²²⁾.

3. RISULTATI OTTENUTI. -

Gli spettri di fotoni a seguito di collisione di β^+ su targhetta di Idrogeno sono stati calcolati per diverse condizioni di angolo di emissione e di angolo di collimazione del fascio e per diversi spessori di targhetta.

In Figg. 1, 2, 3, 4, 5, 6 sono mostrati i risultati per un angolo di emissione tra $0^\circ \div 1^\circ$, tra $0^\circ \div 30'$ e tra $0^\circ \div 20'$ e per due valori dello spessore di targhetta di Idrogeno ($0.7 \text{ gr}/\text{cm}^2$ e $0.35 \text{ gr}/\text{cm}^2$).

E' stata considerata la possibilità di porre un induritore a HLi sul fascio γ prodotto, in modo da diminuire il numero di fotoni di bremsstrahlung soprattutto a basse energie ed aumentare così il rapporto $N_\gamma(\text{annich})/N_\gamma(\text{bremsst.}) \geq 15 \text{ MeV}$. Lo spessore più significativo è risultato $200 \text{ gr}/\text{cm}^2$ di HLi.

In Fig. 7 è mostrato, come esempio, lo spettro risultante a partire dallo spettro di Fig. 1.

Nelle figure 8, 9 si può facilmente vedere come le risoluzioni energetiche degli spettri γ di annichilazione variano al variare delle condizioni sperimentali considerate.

Poichè il rapporto tra la sezione d'urto di annichilazione e la sezione d'urto di bremsstrahlung su nucleo cresce con l'angolo, per angoli dell'ordine di qualche grado (alle nostre energie) è possibile migliorare il rapporto $N_\gamma(\text{ann})/N_\gamma(\text{bremsst.})$, anche se al di sopra di un certo angolo il rapporto tra sezione d'urto di annichilazione e sezione d'urto di bremsstrahlung su elettrone decresce all'aumentare dell'angolo. Ciò evidentemente è fatto a danno del numero totale di fotoni quasi monocromatici.

Partendo da queste considerazioni abbiamo calcolato gli spettri

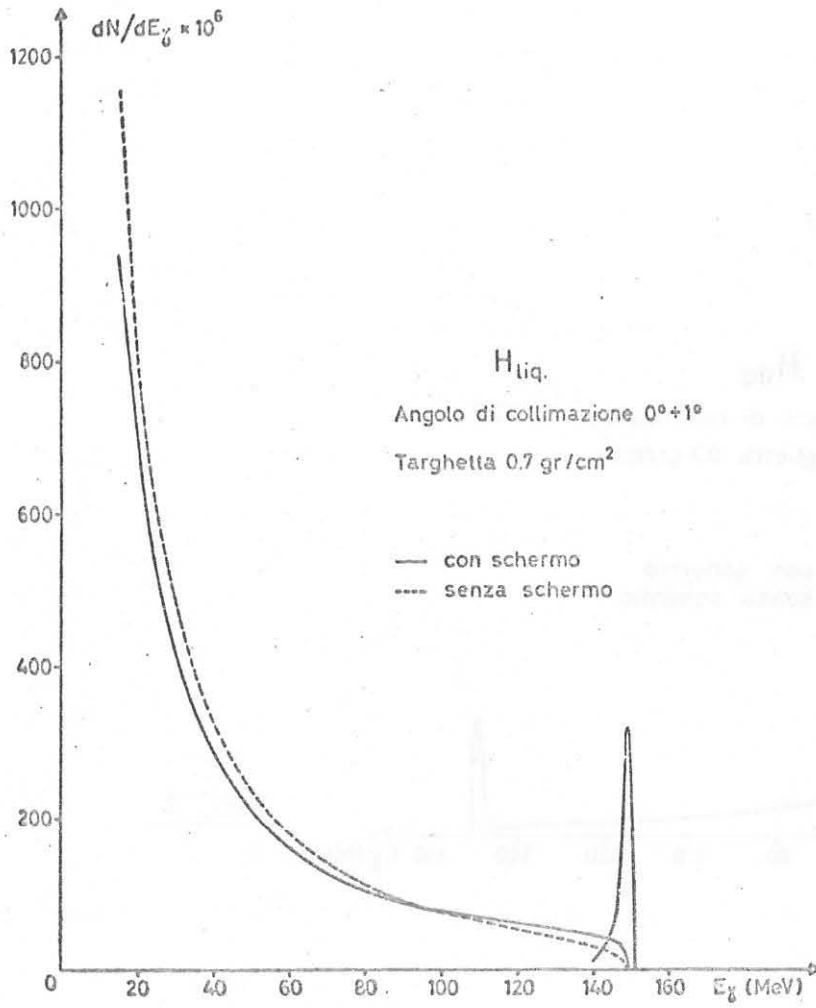


FIG. 1

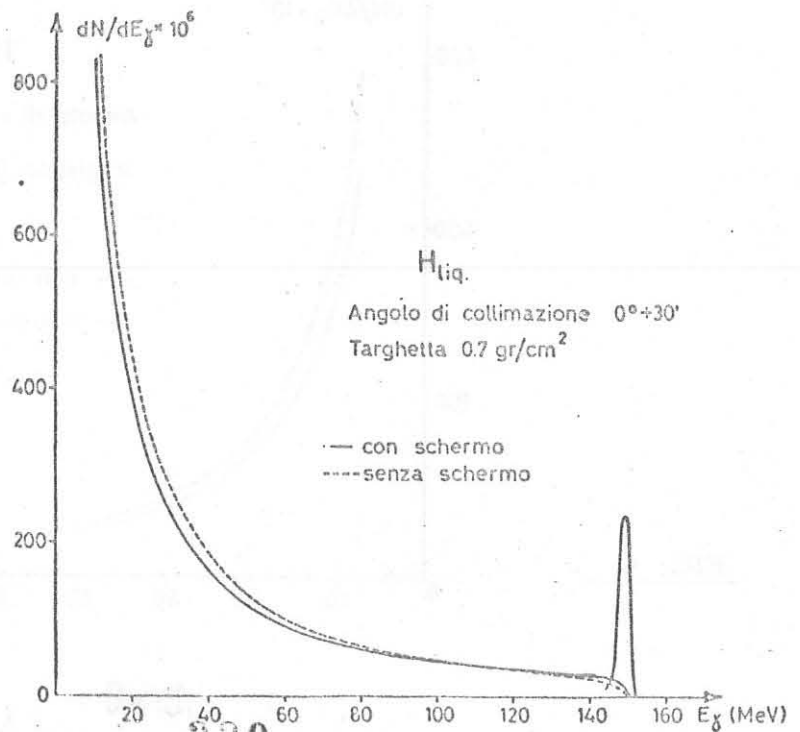
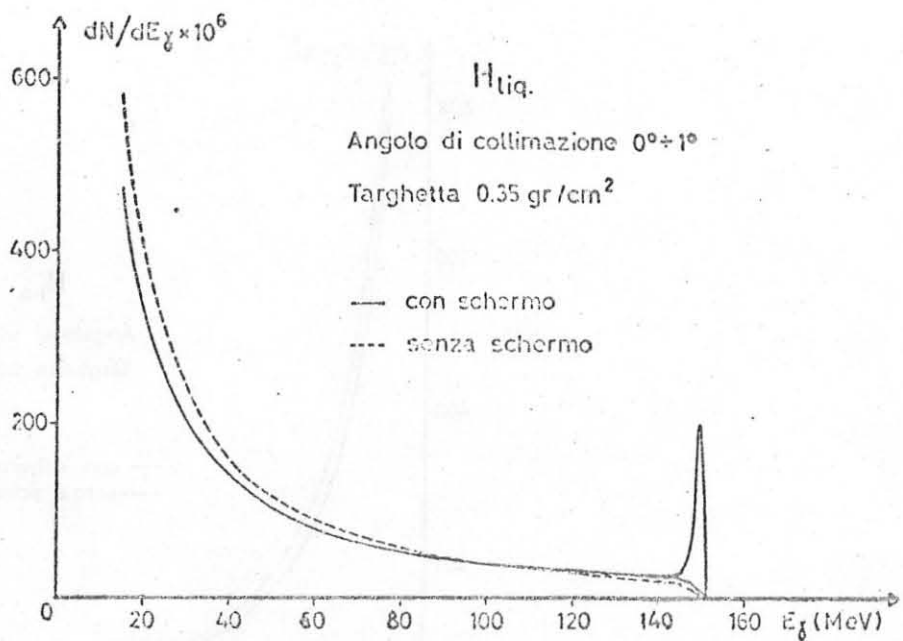
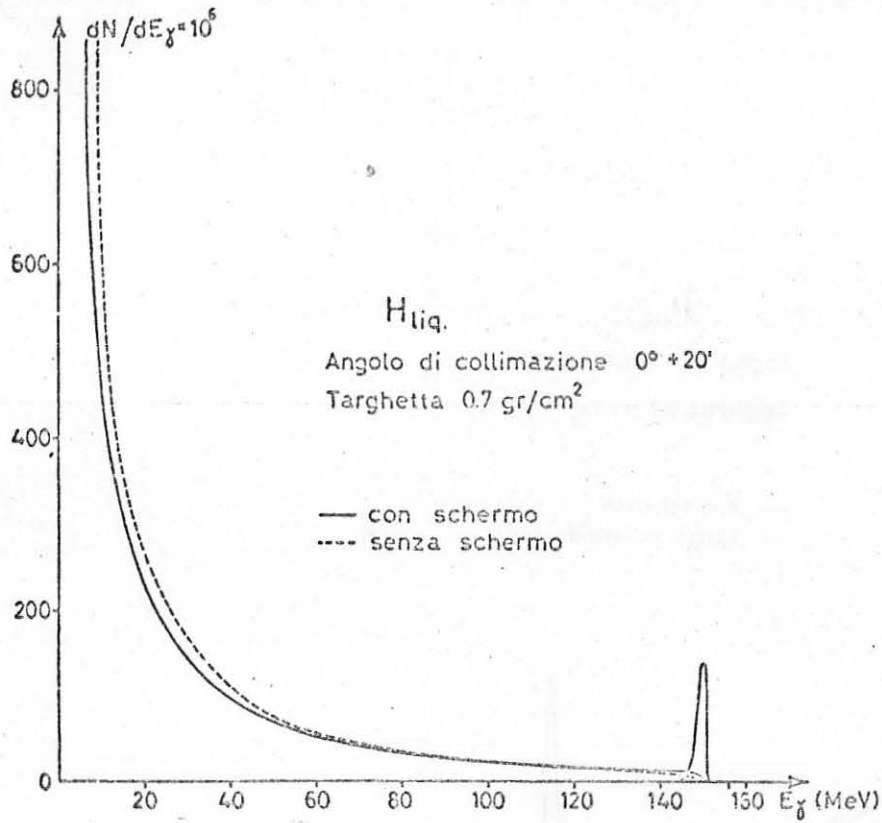


FIG. 2

10.



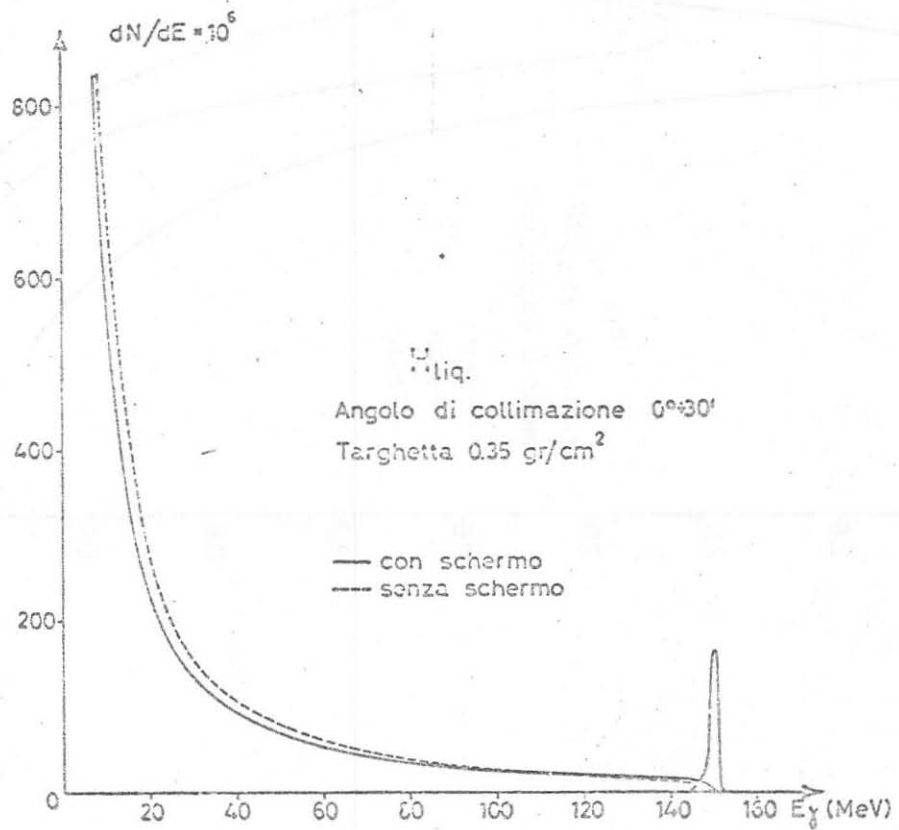


FIG. 5

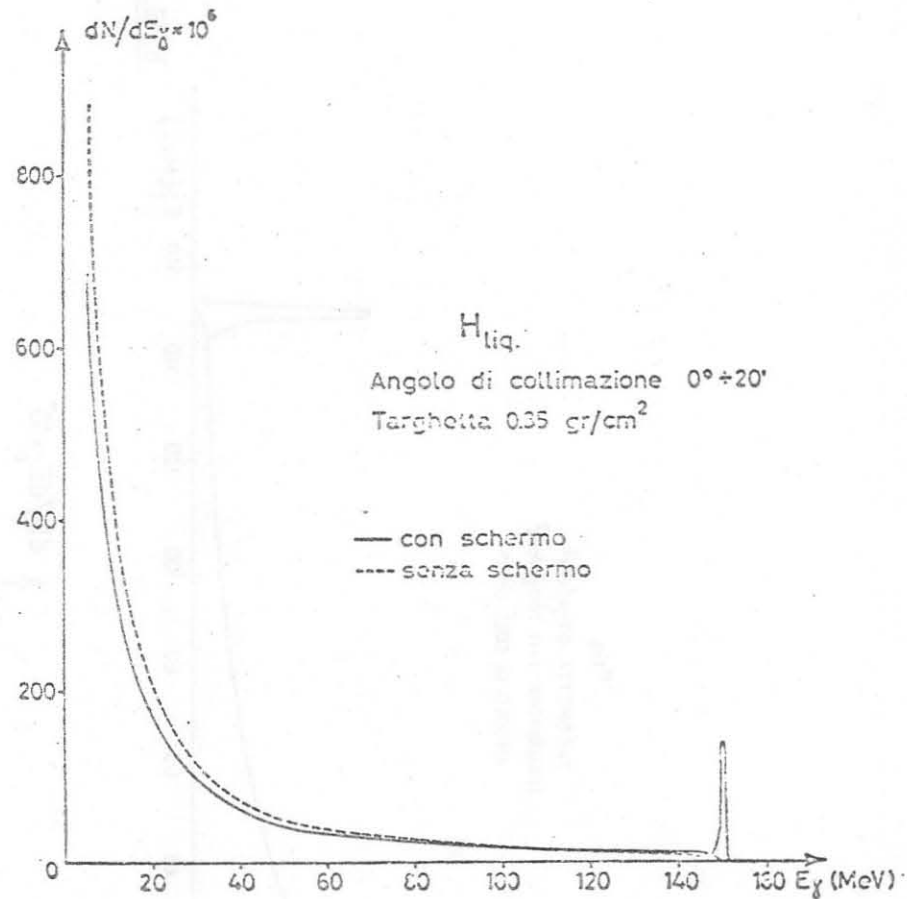


FIG. 6

12.

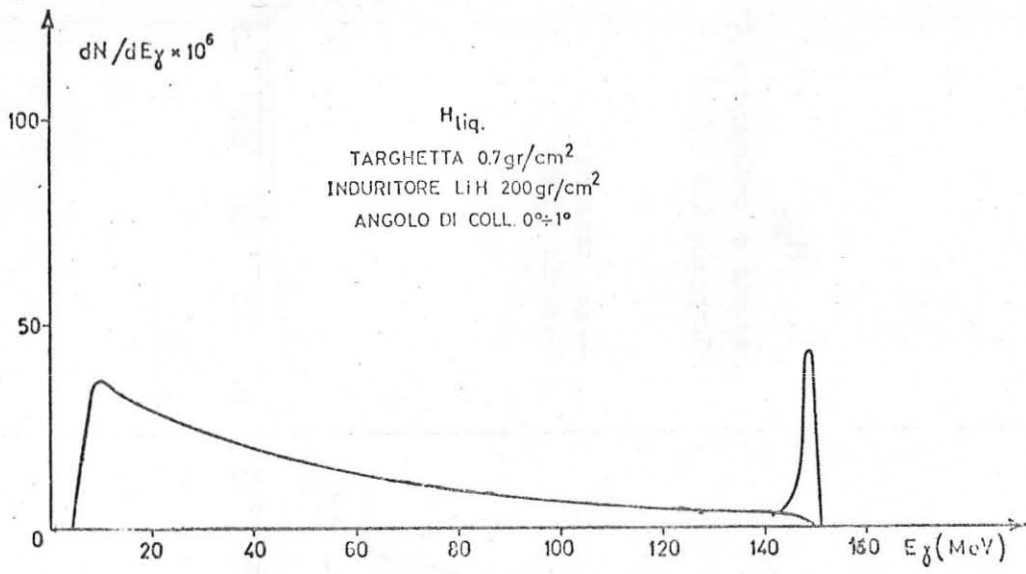


FIG. 7

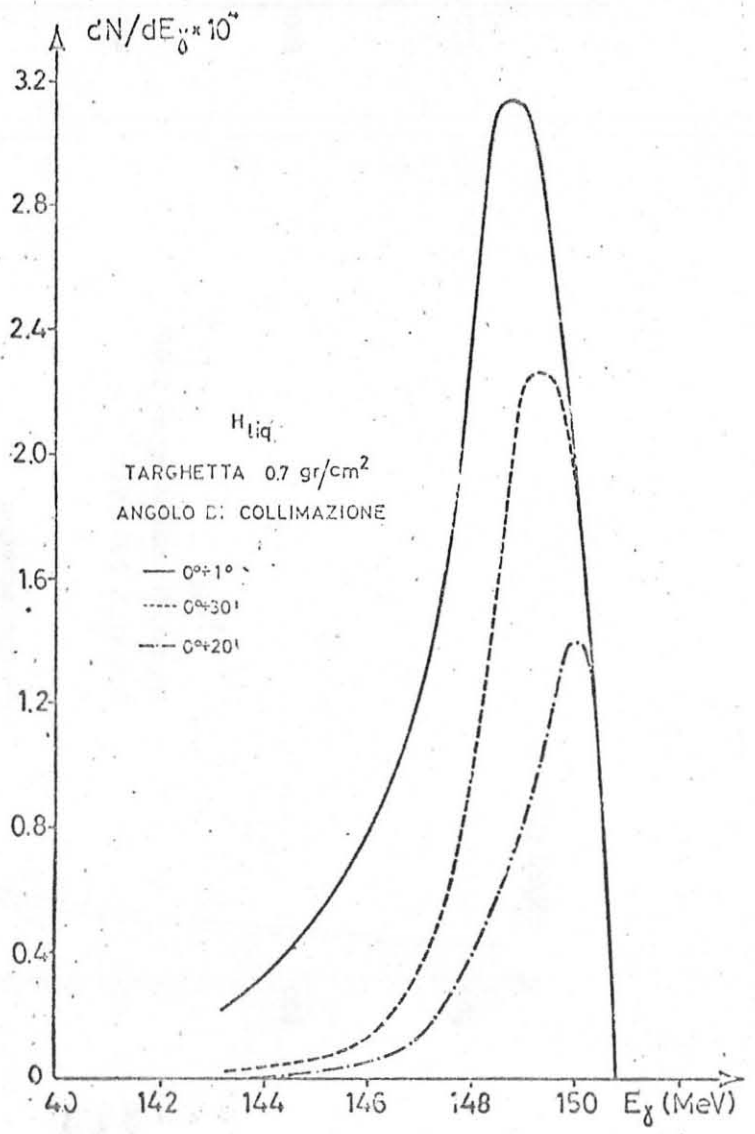


FIG. 8

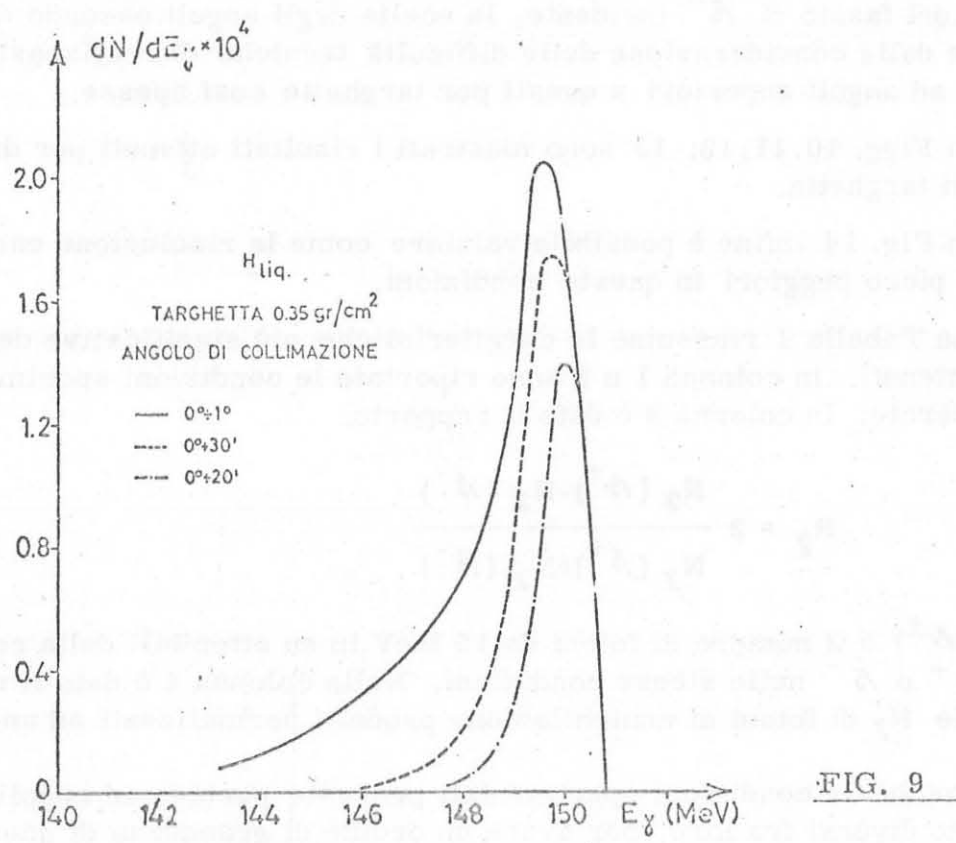


FIG. 9

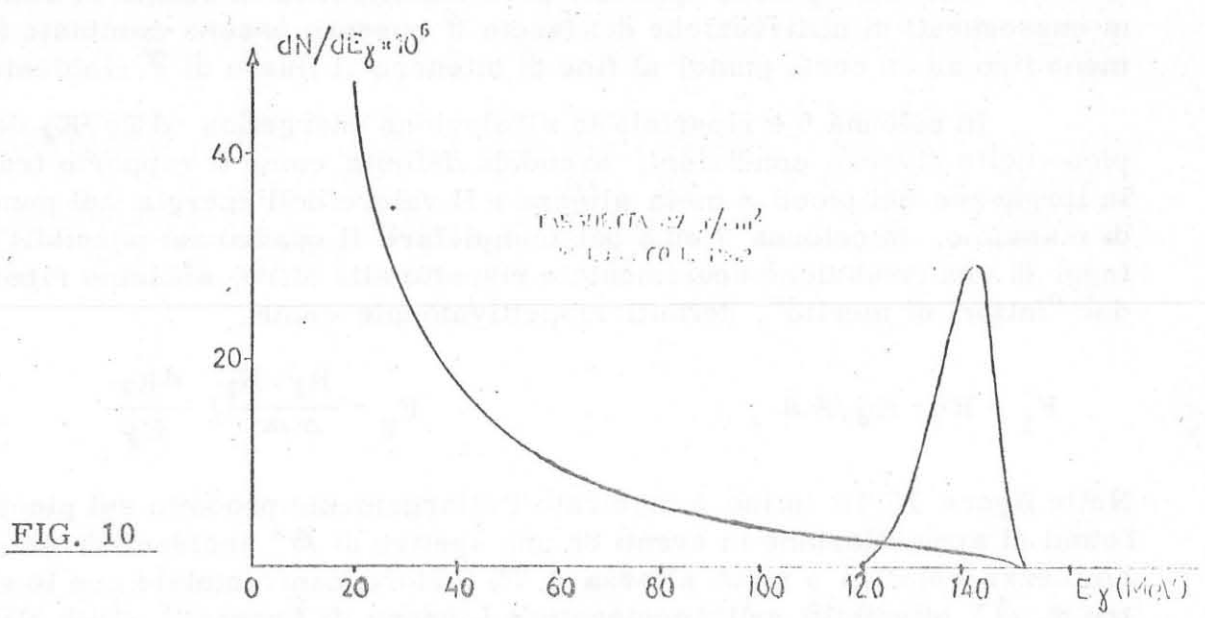


FIG. 10

dei raggi γ emessi ad angoli tra 1° e 2° e tra 1° e $1^\circ 30'$ rispetto alla direzione del fascio di β^+ incidente, la scelta degli angoli essendo derivata anche dalla considerazione delle difficoltà tecniche di realizzazione di fasci γ ad angoli superiori a questi per targhette così spesse.

In Figg. 10, 11, 12, 13 sono mostrati i risultati ottenuti per due spessori di targhetta.

In Fig. 14 infine è possibile valutare come la risoluzione energetica del picco peggiori in queste condizioni.

La Tabella I riassume le caratteristiche più significative dei risultati ottenuti. In colonna 1 e 2 sono riportate le condizioni sperimentali considerate. In colonna 3 è dato il rapporto

$$R_\gamma = 2 \frac{N_\gamma(\beta^+) - N_\gamma(\beta^-)}{N_\gamma(\beta^+) + N_\gamma(\beta^-)}$$

dove $N_\gamma(\beta^\pm)$ è il numero di fotoni da 15 MeV in su ottenibili dalla colli-
sione di β^+ o β^- nelle stesse condizioni. Nella colonna 4 è dato il numero totale N_γ di fotoni di annichilazione prodotti normalizzati ad un β^+ incidente.

Poichè le condizioni sperimentali proposte portano ad angoli solidi molto diversi fra loro, per avere un ordine di grandezza di queste diverse situazioni in colonna 5 abbiamo riportato il valore $\Delta\Omega$ dell'angolo solido nei vari casi.

Non abbiamo ritenuto di dare il numero di fotoni/sterad nelle diverse condizioni perchè questo è poco significativo in quanto le condizioni susseguenti di utilizzazione del fascio γ possono essere cambiate (almeno fino ad un certo punto) al fine di ottenere il flusso di γ richiesto.

In colonna 6 è riportata la risoluzione energetica $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ del picco nelle diverse condizioni, avendola definita come il rapporto tra la larghezza del picco a metà altezza e il valore dell'energia nel punto di massimo. In colonna 7 ed 8 per completare il quadro sui possibili vantaggi di una condizione sperimentale rispetto alle altre, abbiamo riportato due "fattori di merito", definiti rispettivamente come

$$F_1 = R_\gamma \cdot N_\gamma / \Delta\Omega \qquad F_2 = \frac{R_\gamma \cdot N_\gamma}{\Delta\Omega} / \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma}$$

Nelle figure 15, 16 infine è mostrato l'allargamento prodotto sul picco di fotoni di annichilazione in avanti da uno spettro di β^+ incidenti di semi-ampiezza relativa a metà altezza 0,7% (valore confrontabile con lo spettro di β^+ ottenibile dall'Acceleratore Lineare di Frascati). Tale allargamento è trascurabile per gli spettri non in avanti e perciò non è riportato.

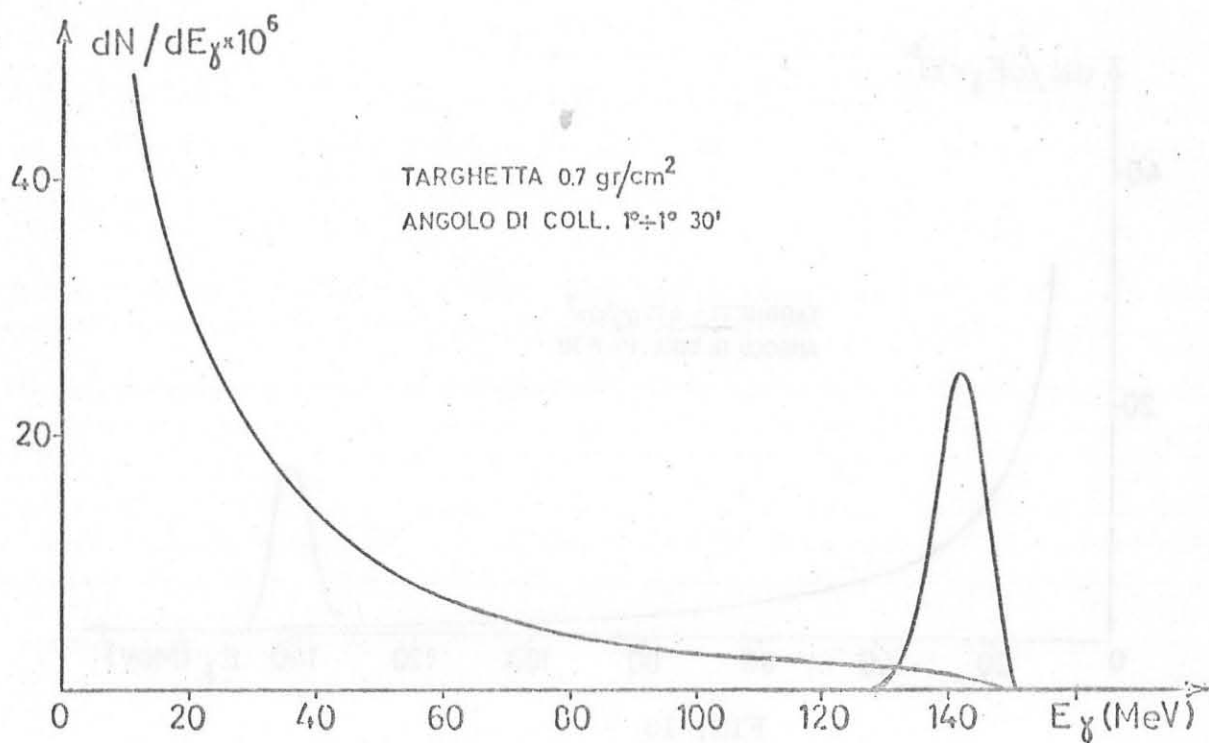


FIG. 11

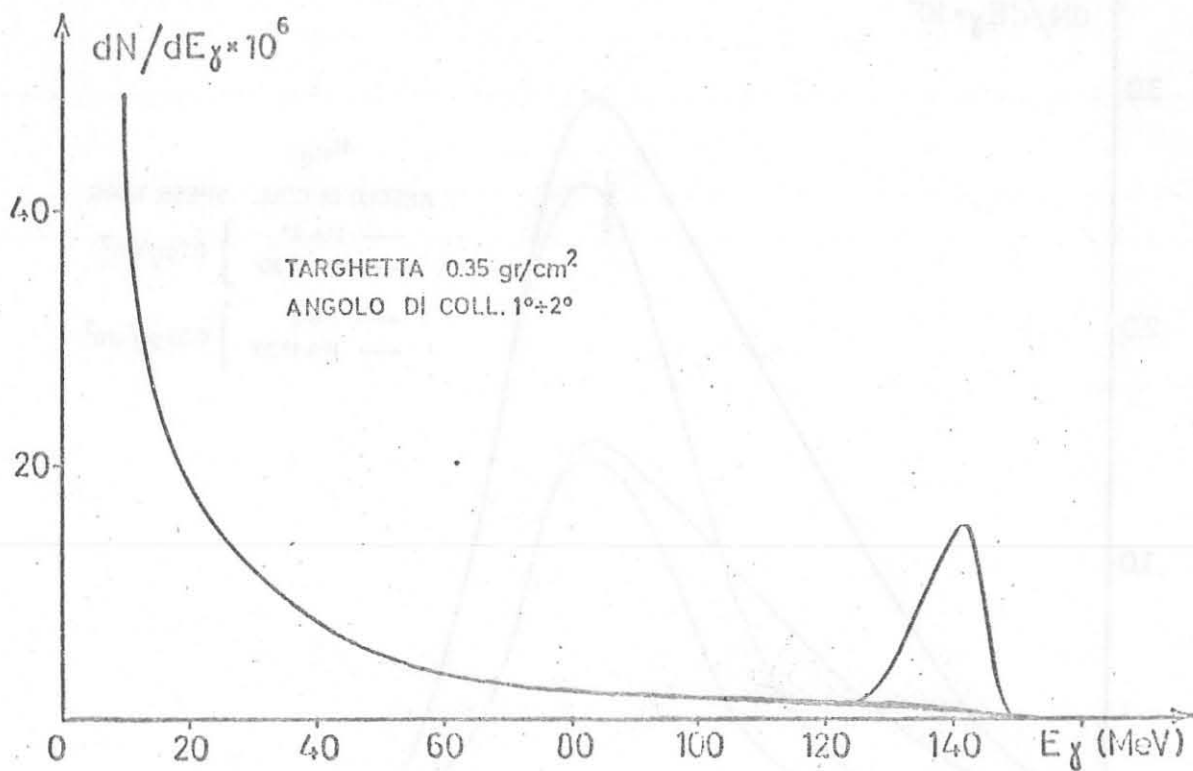


FIG. 12

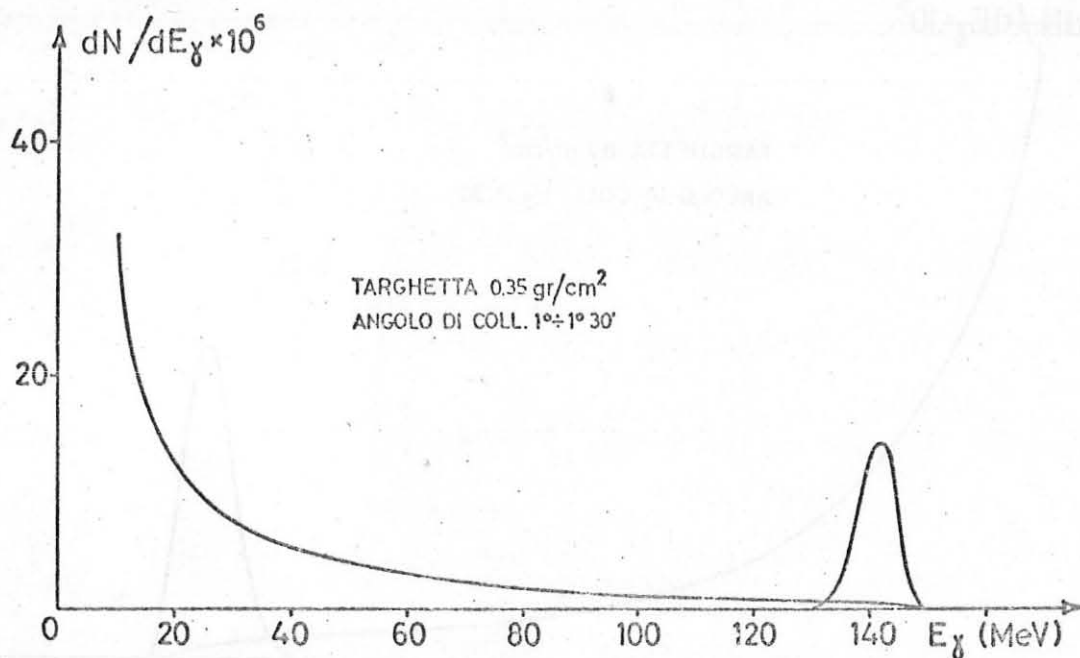


FIG. 13

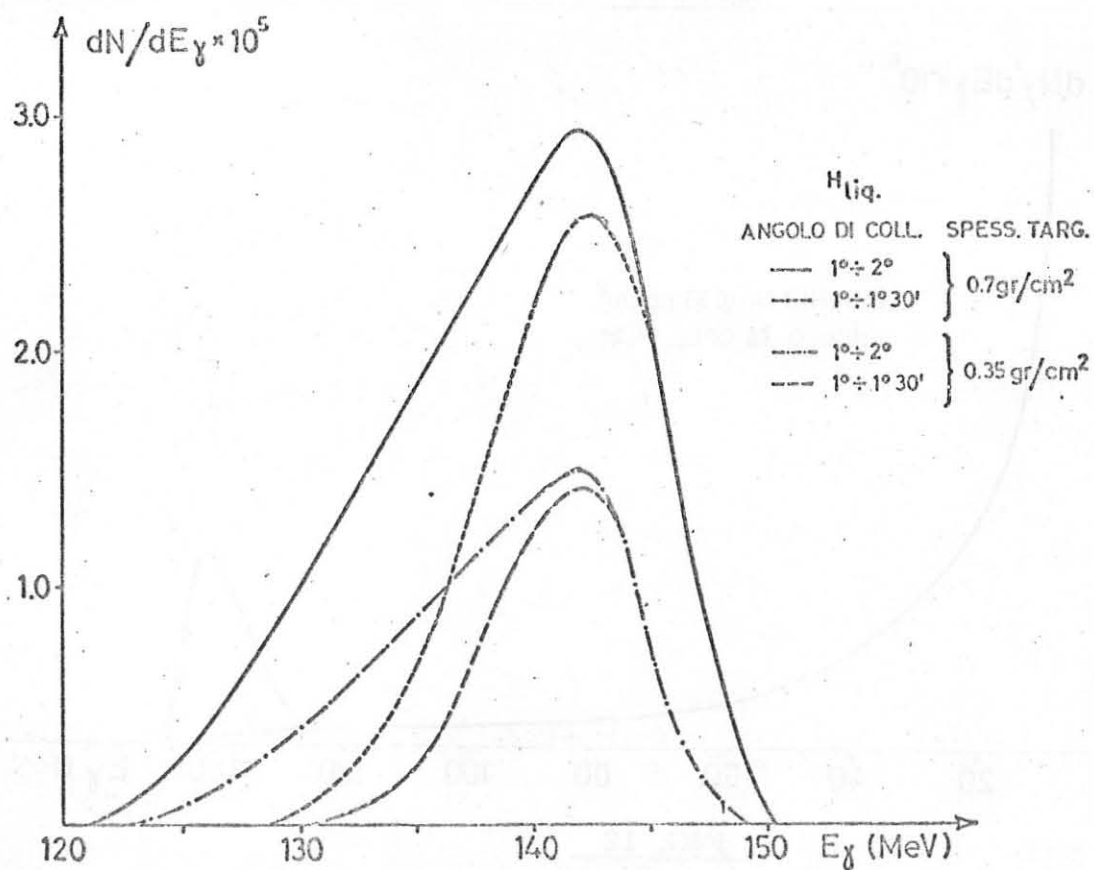
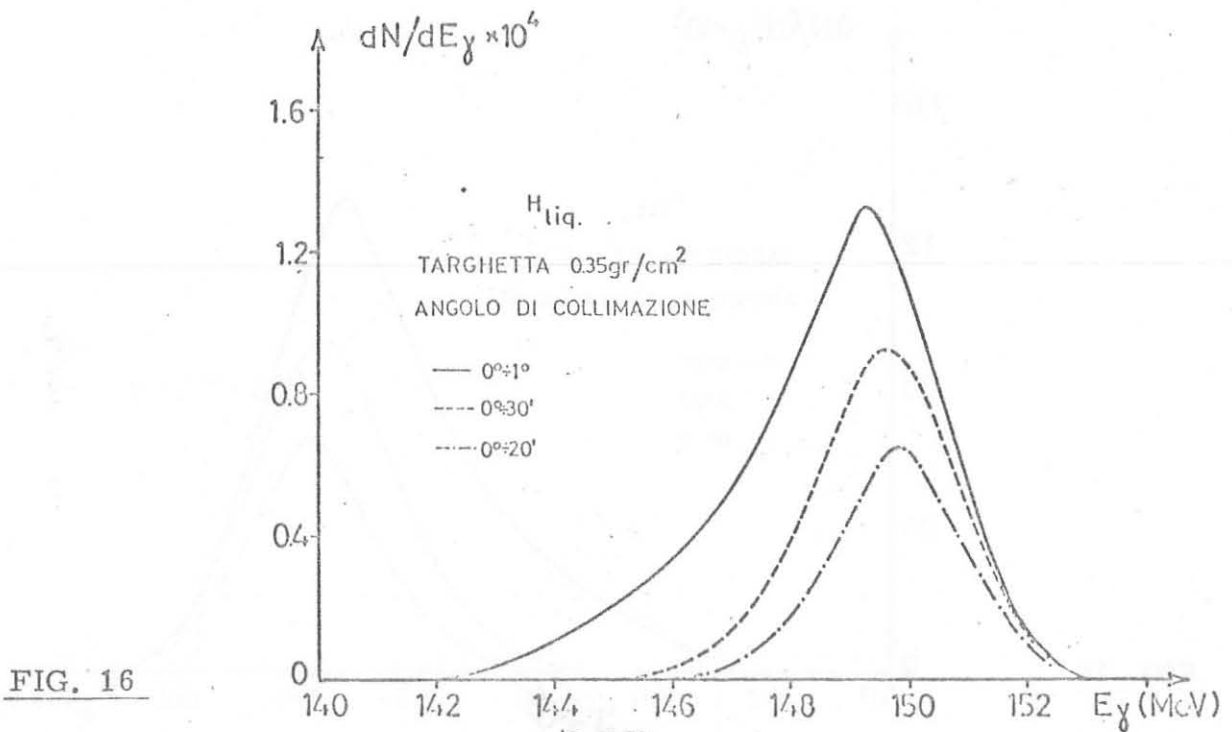
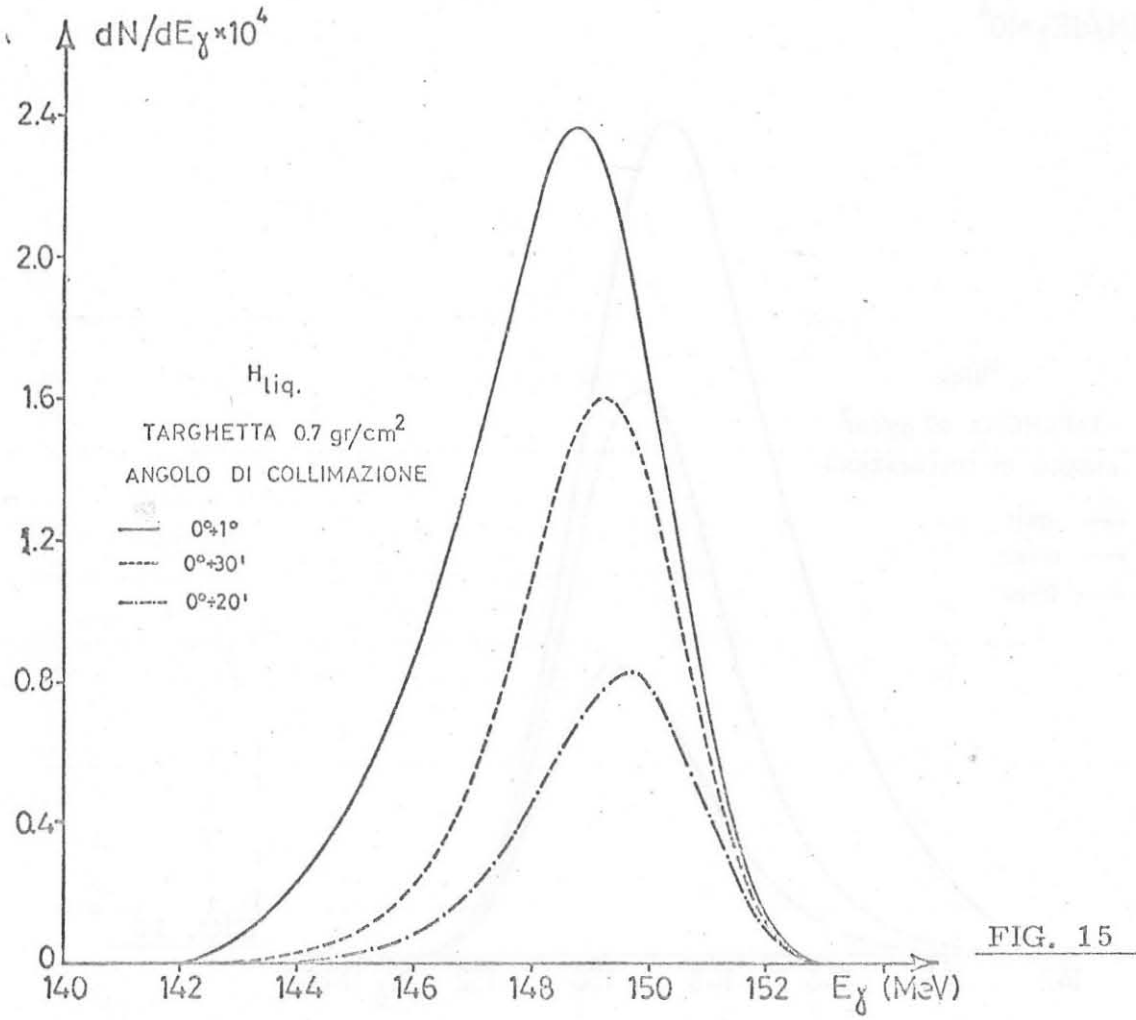


FIG. 14



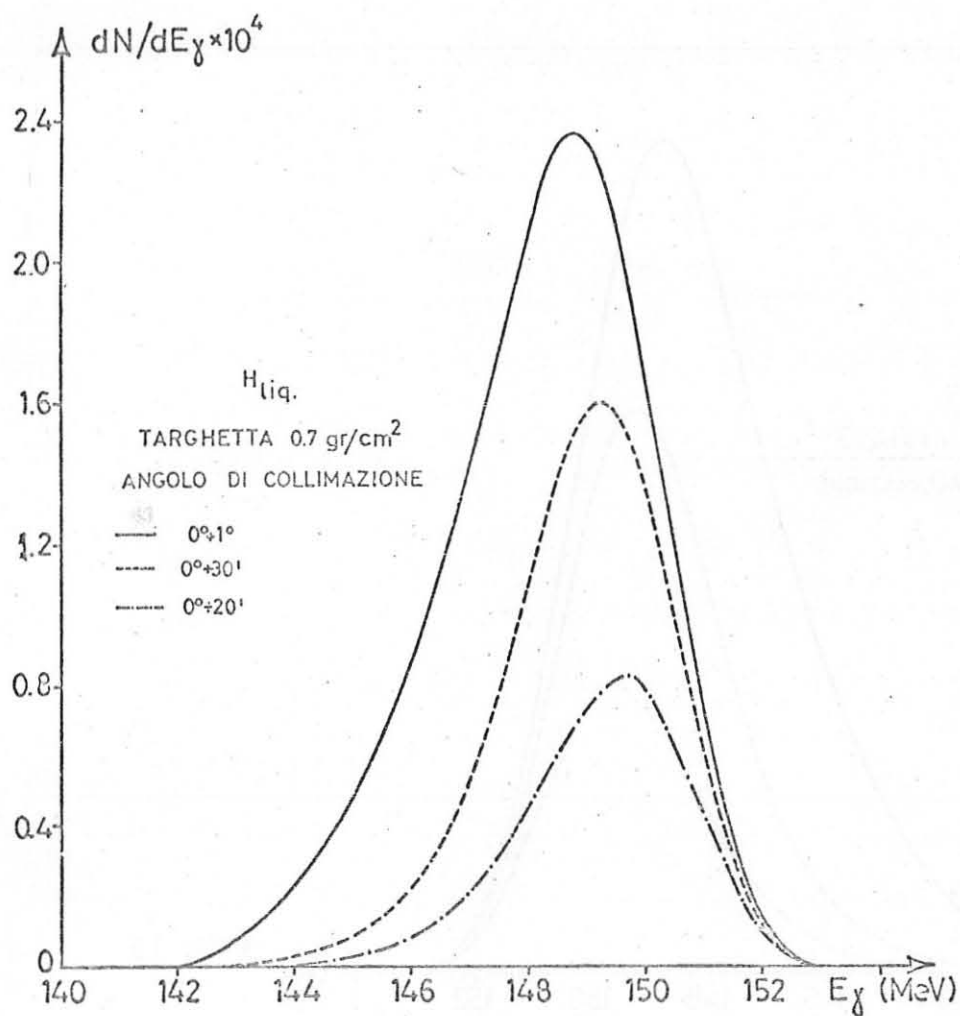


FIG. 15

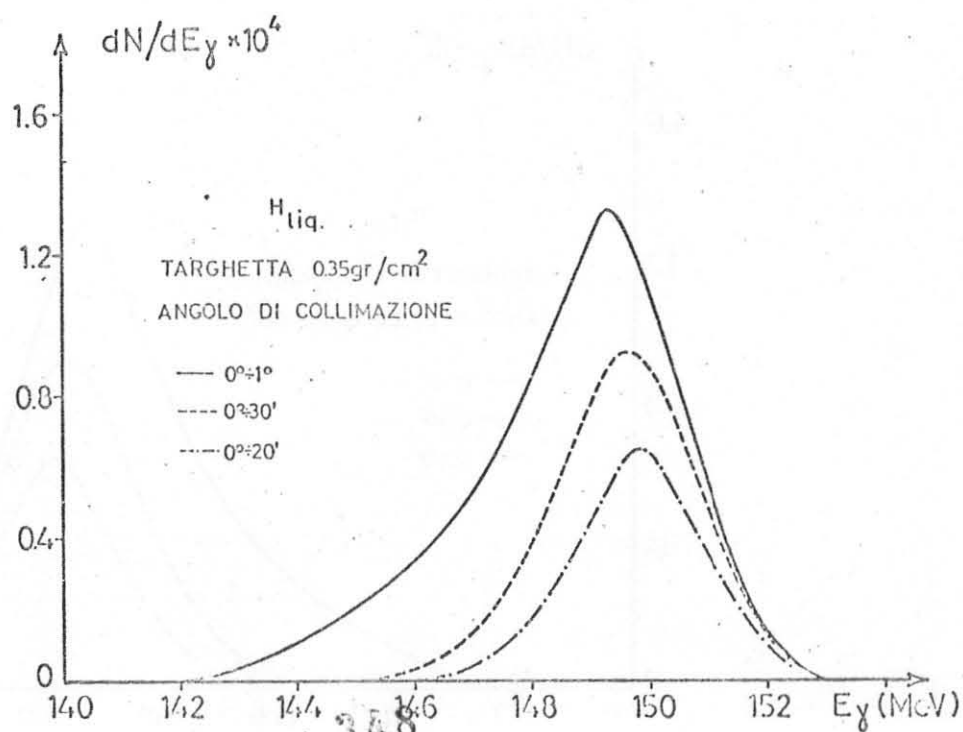


FIG. 16

Notiamo che a partire dall'intensità di $5 \cdot 10^{12} \beta^+$ al secondo ottenibili con tale Acceleratore, il numero $N\gamma$ annich. risultante non è inferiore, in nessuna delle condizioni studiate, a 10^8 fotoni al secondo.

4. DISCUSSIONE DEI RISULTATI OTTENUTI. -

Esaminando la Tabella I che riassume le caratteristiche peculiari dello spettro γ nelle varie condizioni prese in considerazione in questo studio preliminare, si può notare quanto segue:

a) E' possibile ottenere un rapporto $N\gamma \text{ ann.} / (N_{\text{tot}} \geq 15 \text{ MeV})$ tra i fotoni di annichilazione ed i fotoni di bremsstrahlung (rapporto valutato da 15 MeV in su) che può raggiungere il 30% circa; questo rapporto potrà ancora essere migliorato (a spese dell'intensità assoluta di fotoni) ponendo un conveniente assorbitore di HLi.

b) Il numero assoluto di fotoni di annichilazione tenuto conto della alta intensità di β^+ fornita dal Linac di Frascati sembra non inferiore a 10^8 fotoni al sec;

c) Nelle condizioni di miglior rapporto $N\gamma \text{ ann.} / (N_{\text{tot}} \geq 15 \text{ MeV})$, che sono anche le condizioni di peggiore risoluzione energetica dello spettro di annichilazione, la larghezza del picco a metà altezza non è tuttavia superiore a 10 MeV.

Cerchiamo nel seguito di esaminare brevemente quali vantaggi offrirebbe il metodo proposto, impiegato nelle misure a cui si è accennato nel capitolo 1 in confronto a quanto si è finora potuto ottenere utilizzando lo spettro di bremsstrahlung in questo intervallo energetico.

Esperienze che tendano a mettere in luce eventuali strutture in sezioni d'urto parziali (fotoneutroni, fotoprotoni, ecc.) ad energie oltre la risonanza gigante risultano molto avvantaggiate dall'uso di un tale tipo di spettro. Infatti lo spettro di bremsstrahlung mescola necessariamente i contributi provenienti da varie parti dello spettro dando particolare enfasi alla parte di sezione d'urto più importante e che si trova ad energia più bassa. Ogni metodo di analisi che tenda a separare la parte di sezione d'urto che si trova nelle vicinanze della testa dello spettro si riduce necessariamente a valutare il contributo dovuto ai fotoni sotto la testa di bremsstrahlung come differenza tra numeri estremamente grandi di eventi rivelati, il che rende praticamente impossibile valutare ragionevolmente il valore della sezione d'urto in queste regioni energetiche a meno che non ci si limiti a fare delle medie su un ampio intervallo energetico, perdendo ovviamente ogni informazione su possibili strutture. Un tipico esempio di esperienza, di grande interesse, che potrebbe essere realizzato impiegando la tecnica di cui sopra è la misura della sezione d'urto $\sigma(\gamma, Tn)$ a mezzo di un "neutron flat counter" a neutroni termalizzati.

In elementi non troppo leggeri l'emissione di fotoneutroni è predominante. Quando si aggiunge alla misura della sezione d'urto di fotoproduzione totale di neutroni la misura della relativa molteplicità neutronica, si può avere un limite inferiore della σ_{γ} che differisce di qualche percento dal valore effettivo della sezione d'urto di assorbimento.

La misura della molteplicità neutronica può essere eseguita con lo stesso dispositivo sperimentale a cui si è accennato e ad esempio con il metodo suggerito da S. Costa⁽²³⁾ che consiste nel misurare accuratamente la distribuzione del numero di neutroni rivelati ad ogni "burst" di macchina e nel confrontare tale distribuzione con la distribuzione di Poisson di pari valore medio che si avrebbe se la molteplicità fosse 1^(x).

Un'esperienza di questo tipo è stata parzialmente realizzata in questi ultimi anni al LINAC di Orsay⁽²⁴⁾ usando tuttavia l'ordinario spettro di bremsstrahlung e misurando la molteplicità con metodi indiretti.

I risultati ottenuti sono di un certo interesse ma, stante lo spettro di bremsstrahlung, ci si è dovuti limitare ad una grossolana valutazione dell'andamento medio della σ_{γ} . Per rendere quantitativa la valutazione del vantaggio ottenibile in questo tipo di esperienza con l'uso dello spettro di annichilazione, si è calcolato a 150 MeV il rapporto

$$R(E_0) = 2 \frac{Y_{(\beta^+)}(E_0) - Y_{(\beta^-)}(E_0)}{Y_{(\beta^+)}(E_0) + Y_{(\beta^-)}(E_0)}$$

dove $Y_{(\beta^+)}(E_0)$ è lo yield di fotoneutroni ad energia E_0 con fascio di β^+ o β^- nelle condizioni sperimentali più significative (v. Tab. II).

TABELLA II

Spess. Targh. gr/cm ²	Angolo di emissione	R (150 MeV)
0.7	0° - 1°	8%
0.7	1° - 1° 30'	35%
0.7	{ 0° - 1° 200 gr/cm ² HLi	10%

(x) - Questa tecnica è particolarmente adatta al caso di acceleratori pulsati ad alta frequenza di ripetizione come sono di solito i LINAC in particolare il LINAC di Frascati.

Questo rapporto è direttamente proporzionale alla $\overline{\sigma(\gamma, Tn)}$ mediata sullo spettro di annichilazione.

Dalla Tabella II appare che nel caso dell' O^{16} , ove si ammetta di poter misurare il flusso relativo di elettroni e positroni all'1%, si potrebbe procedere con relativa facilità almeno nel caso della disposizione sperimentale (0.7 gr/cm^2 , $1^\circ - 1^\circ 30'$) alla misura della sezione d'urto con un errore non superiore al 10% e con un'incertezza nell'energia di $\pm 4 \div 5 \text{ MeV}$.

Elementi più pesanti danno contributi di fotoneutroni per γ di alte energie se non superiori almeno confrontabili data la crescente molteplicità neutronica.

Il tipo di esperienza cui si è accennato è solo uno tra i tanti possibili.

Tutte le esperienze di misura di sezione d'urto parziale mediante la tecnica della radioattività residua, da sola o associata a metodi di arricchimento radiochimico, possono dare preziose informazioni sul meccanismo di eccitazione di particolari "canali". In questo caso la soglia stessa della reazione può ridurre in alcuni casi l'effetto nocivo dello spettro residuo di bremsstrahlung, così da ottenere con l'uso dello spettro di annichilazione valori di sezioni d'urto parziali con l'incertezza di qualche per cento, almeno per quanto concerne il loro andamento relativo.

Si citano due esempi particolarmente importanti $C^{12}(\gamma, n)C^{11(25)}$ e $Ca^{40}(\gamma, np)K^{38(26)}$, le cui sezioni d'urto in questo intervallo energetico sono solo qualitativamente note. Un ultimo esempio di utile applicabilità del metodo dei γ quasi monocromatici da annichilazione di β^+ si ha nel caso della misura di spettri di particelle cariche fotoprodotte, come nel caso dei fotoprotoni diretti di cui è attualmente in corso di misura una esperienza presso il Sincrotrone di Torino. Anche in questo caso gli unici fotoni che interessano sono quelli sulla testa della bremsstrahlung. Quindi una tale esperienza è in linea di principio molto avvantaggiata dall'uso di uno spettro di fotoni in cui la testa effettiva è fortemente arricchita rispetto alla spettro ordinario. Occorre inoltre in questo caso operare una separazione di massa tra i pochi protoni ed i molti elettroni di fondo che, impilandosi, possono simulare impulsi protonici di egual perdita di energia. E' pertanto il tempo occorrente ad operare una analisi di massa "on line" (ad esempio con il LABEN 4096 canali tale tempo è in media qualche centinaio di $\mu\text{sec.}$) che fissa la massima velocità di conteggio, in pratica non più di un evento per impulso di macchina, cosicché per raggiungere nel minor tempo possibile statistiche ragionevoli è conveniente avere il minor numero di eventi non interessanti (dati, ad esempio, da protoni di bassa energia prodotti da fotoni nella parte bassa dello spettro).

Ecco quindi che anche in questo caso, pur dovendosi operare in modo da superare le non lievi difficoltà inerenti al più basso "duty cycle"

del LINAC in confronto con quello del Sincrotrone (circa un fattore 10) si è valutato che, data la particolare forma dello spettro e la maggior frequenza di ripetizione, si potrebbe ridurre, a parità di statistica utile, il tempo di macchina in un fattore da 3 a 4 nelle condizioni sperimentali adesso usate.

In conclusione si pensa che i vantaggi ottenibili con la realizzazione della tecnica su esposta possano controbilanciare lo sforzo tecnico e finanziario che una tale realizzazione comporta e che sarà valutato nell'eventuale progetto definitivo di esperienza.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - A. S. Penfold and J. E. Leiss, *Phys. Rev.* 114, 1332 (1959);
B. C. Cook, *Nuclear Instr. and Meth.* 24, 256 (1963).
- (2) - R. Malvano, A. Molinari and M. Omini, *Suppl. Nuovo Cimento* 23, 253 (1962).
- (3) - R. Wilson, *Proc. Phys. Soc. (London)* 66, 645 (1953).
- (4) - J. S. Levinger, *Phys. Rev.* 84, 43 (1951).
- (5) - K. Gottfried, *Ann. Phys.* 21, 29 (1963).
- (6) - T. I. Kopalevshvili, R. I. Jibuti, *Nuclear Phys.* 44, 34 (1963);
T. I. Kopalevshvili, *Sov. J. Nucl. Phys.* 1, 686 (1965).
- (7) - A. Reitan, *Nuclear Phys.* 36, 56 (1962).
- (8) - R. V. Elliot, K. Lokan, D. Lobb and L. Katz, *SAL Report N. 3* (1964).
- (9) - A. Dufner, S. Swanson and Y. Tsai, *SLAC Report N. 67* (1966).
- (10) - C. Schaerf, *Report LNF-64/2* (1964).
- (11) - W. A. Heitler, *The quantum theory of radiation* (Oxford Univ. Press, London, 1954).
- (12) - J. Joseph and F. Rohrlich, *Revs. Modern Phys.* 30, 354 (1958).
- (13) - H. W. Koch and J. W. Motz, *Revs. Modern Phys.* 31, 920 (1959).
- (14) - Y. S. Tsai, S. M. Swanson and C. K. Iddings, *Proc. Intern. Symp. on Electron and Photon Interaction, Hamburg* (1965), Vol. II p. 380.
- (15) - L. I. Schiff, *Phys. Rev.* 83, 252 (1951); *Phys. Rev.* 87, 750 (1952).
- (16) - W. T. Scott, *Revs. Modern Phys.* 35, 231 (1963).
- (17) - G. Moliere, *Z. Naturforsch.* 2a, 133 (1947); 3a, 78 (1948).
- (18) - G. N. Watson, *Theory of Bessel functions* (University Press, Cambridge, 1952).
- (19) - R. D. Birkhoff, *Handbook der Physik* 34, 53 (1958).
- (20) - R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.* 88, 851 (1952); *Phys. Rev.* 91, 256 (1953); *Phys. Rev.* 103, 511 (1956).
- (21) - F. Rohrlich and B. C. Carlson, *Phys. Rev.* 93, 38 (1954).

- (22) - I. Blunck and S. Leisegang, Z. Physik 128, 500 (1950).
- (23) - S. Costa, Nuclear Instr. and Meth. 21, 129 (1963).
- (24) - G. Bishop, S. Costa, S. Ferroni, R. Malvano and G. Ricco, Nuovo Cimento 42B, 157 (1966);
S. Ferroni, V. Gracco, D. B. Isabelle, R. Malvano and M. Sanzone,
In via di pubblicazione sul Nuclear Physics.
- (25) - G. M. Fossa, G. Ricco and C. Manfredotti, Nuovo Cimento 43 B,
347 (1966).
- (26) - J. R. Van Hise, R. A. Meyer and J. P. Hummel, Phys. Rev. 139 B,
554 (1965).