

P. E. Argan, A. Piazza e G. Susinno: UNA TECNICA PER L'ESPOSIZIONE A UN FASCIO  $\gamma$  DI ALTA ENERGIA DI UNA CAMERA A BOLLE A LIQUIDO PESANTE.

E' noto come l'uso di visualizzatori di particelle (quali camere a nebbia, camere a bolle o lastre) con fasci di fotoni di alta energia sia sostanzialmente limitato in buona parte a causa dell'elevato fondo elettromagnetico.

I migliori risultati sono stati finora ottenuti con camere a diffusione o a bolle a idrogeno liquido<sup>(1, 2, 3)</sup> in campo magnetico; la caratteristica comune di questi esperimenti risiede nel fatto che il fascio attraversa direttamente la camera il cui gas o liquido di riempimento costituisce esso stesso la targhetta e che l'unico miglioramento nel rapporto segnale/fondo elettromagnetico è apportato inducendo, con induritori di LiH, lo spettro di bremsstrahlung.

In queste condizioni, ammettendo di avere ancora una efficienza di rivelazione elevata per eventi nucleari quando siano presenti per ogni fotogramma circa dieci coppie, si ottengono, in idrogeno, frequenze di foto produzioni doppie  $\pi^+\pi^-$  pari a circa una ogni trecento - cinquecento fotogrammi.

In ogni caso poi l'efficienza per l'identificazione di reazioni con prodotti scarichi ( $\gamma$  o  $\pi^0$ ) è limitata alle sole verifiche cinematiche, quando siano possibili, mentre è zero per la rivelazione diretta dei  $\gamma$ .

Si comprende così come finora l'uso di visualizzatori di particelle sia stato limitato a pochissimi tipi di esperimenti estremamente semplici e in cui era essenziale la misura della sezione d'urto totale del processo in esame.

Alcuni sperimentatori<sup>(4, 5, 6)</sup> hanno cercato di ovviare alle difficoltà surriportate e, riducendo di poco l'efficienza di identificazione degli eventi nucleari, di lavorare in condizioni di elevata o elevatissima velocità di conteggio.

La soluzione in generale adottata è quella di far passare il fascio di fotoni non direttamente nella camera, ma in un tubo che l'attraversa e in cui si trova la targhetta, gassosa o solida: in questo modo, la gran par-

2.

te del fondo elettromagnetico, che è sostanzialmente prodotto in avanti, non entra nella camera, mentre per la rivelazione di reazioni nucleari viene perso soltanto un cono di apertura molto limitata all'avanti e all'indietro.

Misure con soluzioni del genere sono state fatte usando come liquido di riempimento della camera il propano<sup>(5, 6)</sup>.

In questo caso le limitazioni essenziali erano dovute al fatto che con un liquido di riempimento della camera a basso  $Z$ , gli elettroni del fondo elettromagnetico residuo potevano ancora confondersi con particelle provenienti da reazioni nucleari; sicché le uniche misure eseguite erano su reazioni in cui si produceva un  $\pi^+$  che decadeva nella camera e che quindi veniva identificato attraverso l'osservazione di tutto il processo di decadimento<sup>(4)</sup>.

Anche in questo caso poi l'efficienza per l'osservazione di  $\pi^+$  o di  $\gamma$  di origine nucleare era molto bassa.

Bisogna però osservare che un notevole vantaggio di questa tecnica è di poter usare targhette pure e in ogni modo di natura non vincolata al liquido di riempimento della camera.

Noi abbiamo cercato di risolvere le difficoltà incontrate dagli altri sperimentatori (bassa velocità di conteggio, scarsa efficienza di discriminazione tra eventi nucleari e fondo elettromagnetico e di rivelazione dei  $\gamma$  ed ancora scarsa possibilità di eseguire misure di scattering) raffinando ulteriormente la soluzione usata da questi ultimi ricercatori, tanto da poter far uso come liquido di riempimento della camera di una miscela ad elevato  $Z$ . In tal modo si riesce ad ovviare alle difficoltà citate.

La camera da noi usata è una camera a bolle di gas<sup>(7)</sup> di circa trenta centimetri di diametro e ventidue centimetri di profondità, il cui ciclo di espansione è controllato attraverso due membrane toroidali che contornano una parte della superficie laterale della camera, da olio ad alta pressione. La soluzione gas-liquido usata è  $\text{CF}_3\text{Cl}$  (gas) +  $\text{CF}_3\text{Br}$  (liquido) ad una pressione di equilibrio di 19,5 Atm, a temperatura ambiente con una densità di 1,5 gr/cm<sup>3</sup>.

La velocità massima di ripetizione è di qualche colpo al secondo.

In Fig. 1 è riportato lo schema della sistemazione del dispositivo sperimentale: A è la targhetta interna del Sincrotrone, B è un primo collimatore ( $\phi$  1 cm), L sono i tubi di indurimento del fascio (4 lunghezze di radiazione di LiH), C è un collimatore posto a circa 15 m dalla targhetta ( $\phi$  3 mm), D è la flangia di ingresso del tubo, E è un magnete pulitore per eliminare il fondo di elettroni prodotto dagli induritori e dalla flangia D, F sono le schermature che costituiscono il bunker entro cui è alloggiata la camera, G è un secondo collimatore ( $\phi$  7 mm) subito a ridosso della camera H distante circa 5 m da C e interno al tubo M (acciaio  $\phi$  17 mm e spes-

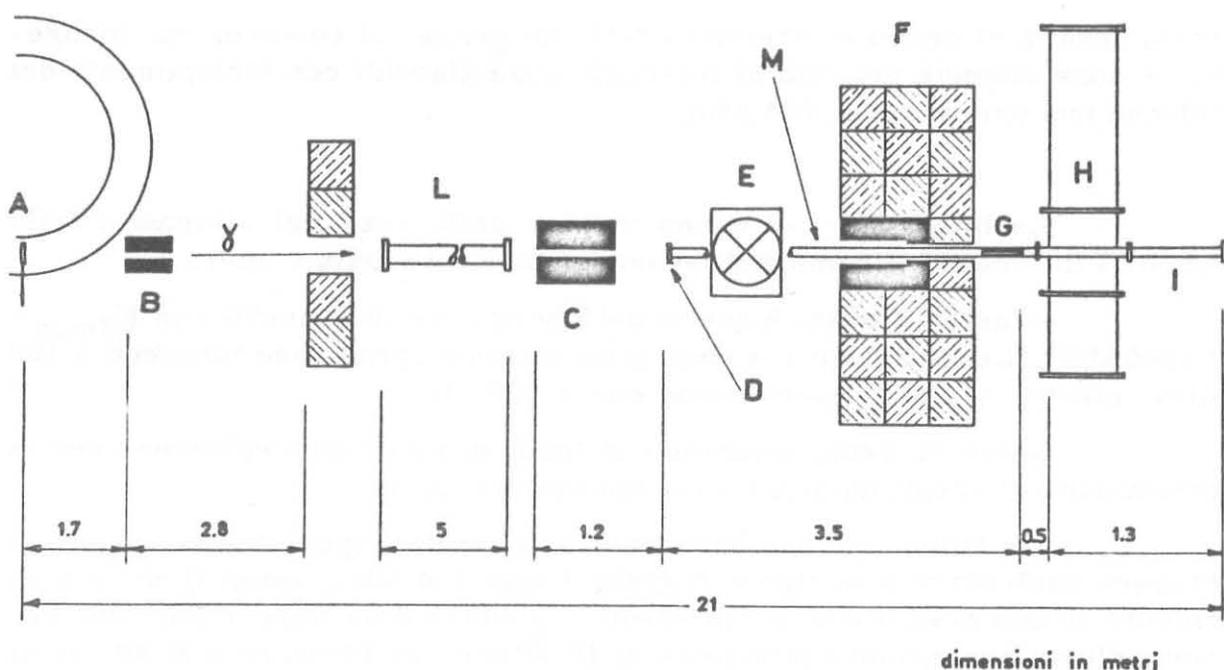


FIG. 1

sore 1,5 mm) entro cui passa il fascio e infine I è il tubo di uscita del fascio che termina con un'altra flangia opportunamente schermata affinché il fondo emesso all'indietro non entri nella camera.

Il meccanismo con cui si ottiene l'eliminazione del fondo elettromagnetico è il seguente: il collimatore G ha un diametro tale che il fascio proveniente da C lo attraversi esattamente senza sfiorarne le pareti ma il più vicino possibile ad esse ( $\sim 1$  mm); in questo modo tutto il cono di elettroni e fotoni di fondo che accompagna il fascio primario e ad esso esterno viene eliminato completamente, mentre la parte di fondo che può entrare è quella che ha un angolo rispetto al fascio così piccolo da non poter urtare le pareti del tubo, a meno di scattering nel tubo stesso, se non dopo aver attraversato la camera.

Per quanto riguarda le dimensioni interne del tratto di tubo che attraversa la camera, si è proceduto alla loro scelta in modo che l'angolo sotto cui è visto il diametro della sezione di uscita del tubo dall'ingresso della camera sia minore di  $mc^2/E$  per fotoni di 15 MeV, energia al di sotto della quale l'effetto di indurimento comincia a divenire drastico; in questo modo diventa notevolmente improbabile che rami di coppie prodotte nel tratto di tubo interno alla camera possano emergere nella camera stessa, salvo che per scattering nel tubo.

In questo modo c'è da attendersi una violenta diminuzione del fondo elettromagnetico, che si riduce solo a quello dovuto a scattering di elettroni contro i nuclei del gas o del solido contenuto nel tubo.

Naturalmente questo tipo di collimazione richiede una grossa diminuzione dell'intensità del fascio sicché come vedremo, per avere una velocità di conteggio realmente elevata occorrerà aumentare considerevolmente

4.

te la densità di centri scatteratori della targhetta: ad esempio con idrogeno si sono ottenute velocità di conteggio soddisfacenti con riempimento del tubo ad una pressione di 100 Atm.

Le fotografie 1-8 danno un'idea della resa del sistema e della quantità di fondo elettromagnetico ancora presente nella camera.

Il fascio  $\gamma$  usato è quello del Sincrotrone di Frascati con  $E_{\gamma_{\max}} = 1000$  MeV. Le fotografie 1-4 sono state ottenute irradiando idrogeno a 100 Atm, mentre quelle 5-8 irradiando elio a 100 Atm.

Come si vede, malgrado il fondo di elettroni l'efficienza per la rivelazione di eventi nucleari è ancora molto elevata.

Nei films, cui appartengono le fotografie riportate, la frequenza di eventi nucleari di ogni tipo è di circa 1 ogni 3-4 fotogrammi il che è equivalente ad una resa di circa 110 eventi per 1000 fotogrammi e per una sezione d'urto per quanto equivalente di  $10^{-28}$  cm<sup>2</sup>; in idrogeno e di 40 eventi per 1000 fotogrammi e per una sezione d'urto per quanto equivalente di  $10^{-28}$  cm<sup>2</sup>, in elio.

Le più grosse cause di perdita di efficienza sono sostanzialmente dovute: alla presenza del tubo, perché alcuni prodotti di reazione possono fermarsi nel tubo o essere coperti dalla sua ombra, alla necessità di discriminare la natura delle particelle solo da misure di scattering e range o lunghezza minima percorsa, al numero limitato di lunghezze di radiazione che un fotone attraversa in media prima di uscire dalla camera.

Per quanto riguarda l'energia che devono avere le particelle per uscire dal tubo, in tabella 1 sono dati per vari tipi di particelle emesse a 90° rispetto al tubo i valori corrispondenti, unitamente con le energie massime che le particelle possono avere senza uscire dal volume sensibile, se emesse dal centro della camera.

TABELLA 1

Particella	E minimo (MeV)	E massimo (MeV)
P	25	145
$\pi$	11	70
K	18	115
D	33	195
T	42	234

Per quanto riguarda le perdite dovute all'effetto d'ombra del tubo, esse sono valutabili dal grafico riportato in Fig. 2 in cui è data la frazione persa in funzione dello scostamento massimo della traccia del tubo.

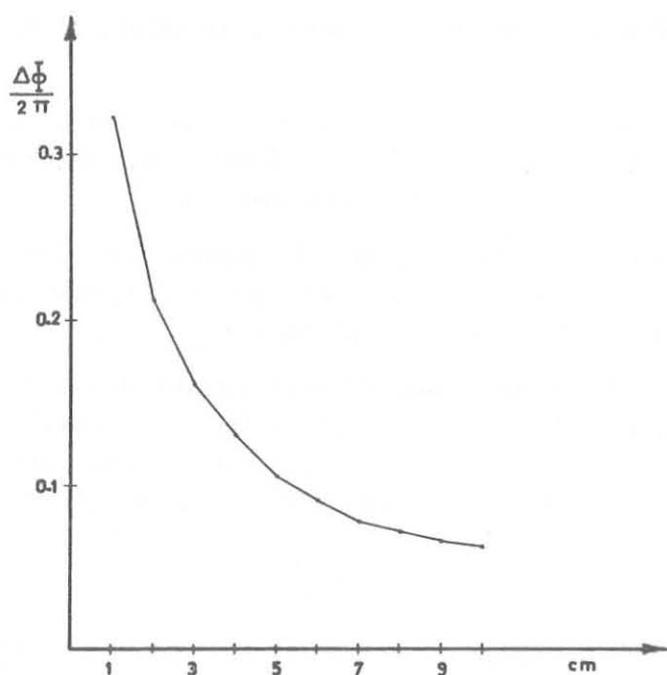


FIG. 2

conversione, da fotoni di alta energia ( $E_\gamma > 200$  MeV); come si vede il cam

Questi dati sono in realtà pessimistici se si tiene conto che la camera è vista da tre macchine fotografiche che hanno tre zone d'ombra parzialmente diverse. Bisogna osservare a questo proposito che lo effetto d'ombra è sensibile nella efficienza di rivelazione delle coppie di conversione dei  $\gamma$ : infatti per queste l'efficienza di rivelazione diventa estremamente bassa non appena ne sia coperto anche solo parzialmente l'apice.

Per quanto riguarda l'efficienza per la rivelazione dei  $\gamma$  in Fig. 3 è riportata la frequenza misurata delle lunghezze percorse prima della

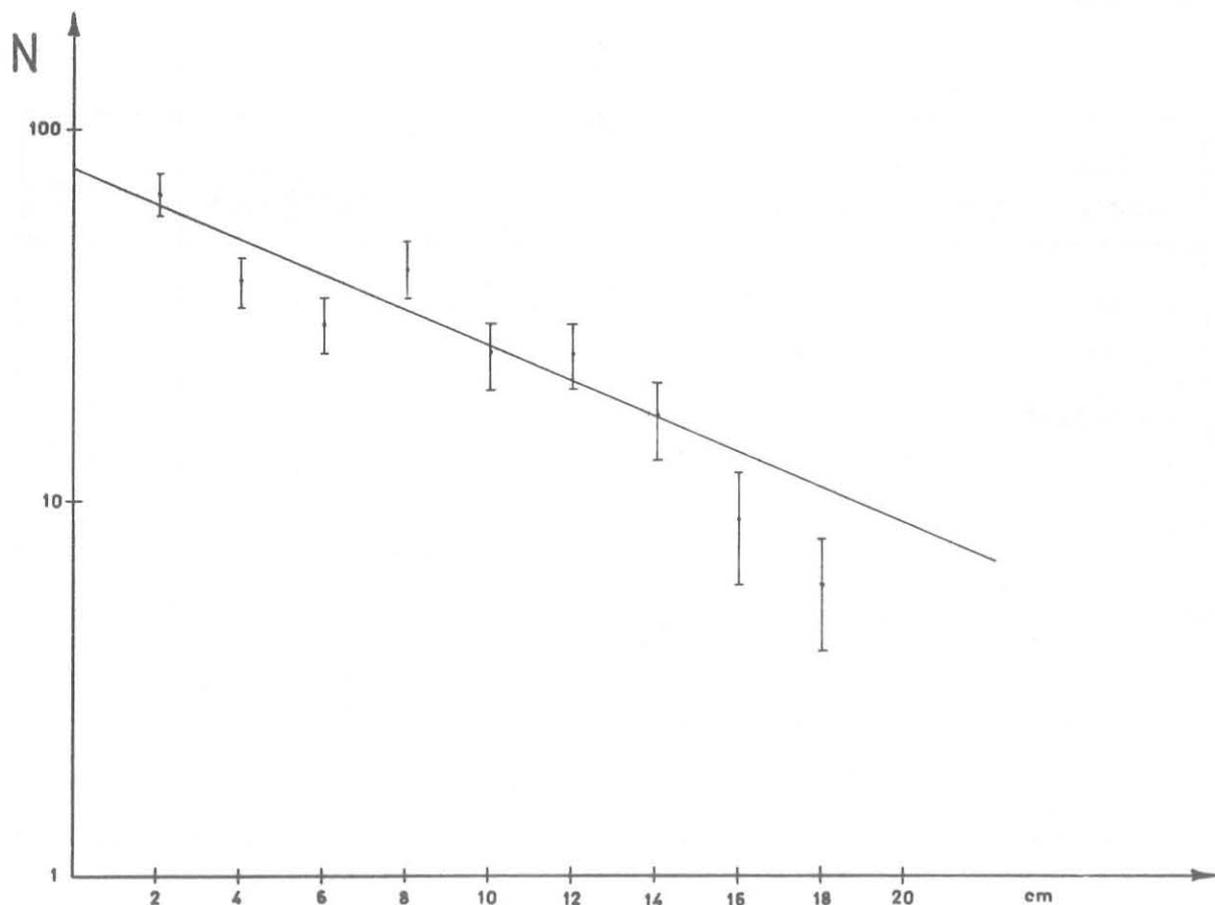


FIG. 3

6.

mino di radiazione  $X_0$  è circa 10 cm, in buon accordo con il valori di  $X_0$  per il  $CF_3Br$ .

L'efficienza di rivelazione di fotoni con  $E_\gamma > 200$  MeV emessi dalla zona centrale del tubo risulta così pari al 50% se si tiene conto di una sola lunghezza di radiazione utile e degli effetti d'ombra del tubo.

Naturalmente l'efficienza di rivelazione dei  $\gamma$  scende per energie minori di 200 MeV in corrispondenza del fatto che progressivamente si allunga il cammino libero medio per conversione rispetto a  $X_0$ .

Si può così valutare una efficienza per la rivelazione di un  $\pi^0$  prodotto nella zona centrale del tubo pari al 50% se essa è fatta attraverso il fotone di massima energia e, come si vede dalla percentuale osservata di coppie doppie rispetto alle singole, pari al 20% se essa è fatta attraverso l'osservazione di ambedue i fotoni.

Per stabilire le sezioni d'urto minime osservabili è poi necessario determinare il numero delle stelle dovute ad associazioni casuali di rami o di rami e coppie. Nella tabella 2 sono date per vari tipi di stelle, l'incertezza nella definizione della correlazione in conseguenza delle dimensioni finite del fascio  $\gamma$  ( $\phi \sim 7$  mm), il numero di correlazioni casuali conseguenti, la sezione d'urto totale apparente supposta costante in funzione dell'energia da 150 a 1000 MeV per le suddette correlazioni.

TABELLA 2

Tipo di correlazione	Indeterminazione del vertice	Casuali su 1000 Fot.	$\sigma$ Casuali $\times 10^{+33}$ cm <sup>2</sup>	Nucleo
2 rami	1 x 0,7 cm <sup>2</sup>	1	700	H
3 rami	1 x 1 mm <sup>2</sup>	10 <sup>-2</sup>	7	H
1 coppia + 1 ramo	1 x 0,7 cm <sup>2</sup>	0,4	500	H
2 rami	1 x 0,7 cm <sup>2</sup>	0,5	1600	He
3 rami	1 x 1 mm <sup>2</sup>	10 <sup>-2</sup>	30	He
1 coppia + 1 ramo	1 x 0,7 cm <sup>2</sup>	0,3	2000	He

Sono attualmente in corso con questa tecnica misure di sezione d'urto totale per le reazioni:



per energie del  $\gamma$  dalla soglia fino a 1000 MeV per la prima reazione e da circa 250 a 1000 MeV per la seconda.

E' ovvio che un notevole aumento di efficienza è ottenibile aumen

tando le dimensioni della camera: è quindi attualmente in corso la messa in opera con la stessa tecnica di una camera a bolle col diametro di 50 cm ed una profondità di 45 cm. (7).

Gli autori ringraziano per la loro indispensabile collaborazione i Sigg. Marciano, Benvenuto e Fabbri.

#### BIBLIOGRAFIA

- (1) - Cocconi et al. , Phys. Rev. 113, 1323 (1959).
- (2) - Argan et al. , Suppl. Nuovo Cimento, 17 215 (1960);  
Argan et al. , Phys. Rev. Letters 9 405 (1962).
- (3) - Crouch et al. , Phys. Rev. 13 (636 (1964).
- (4) - Mc Pherson et al. , Phys. Rev. 136 B 1465 (1964).
- (5) - Guerriero et al. , Rev. of Scient. Instr. 31 1040 (1960).
- (6) - Sean et al. , Nuovo Cimento, 26, 1315 (1962).
- (7) - Argan et al. , Technical (Final) Report - Contract n. AF61(052)-285  
November 1960.

\*\*\*\*\*

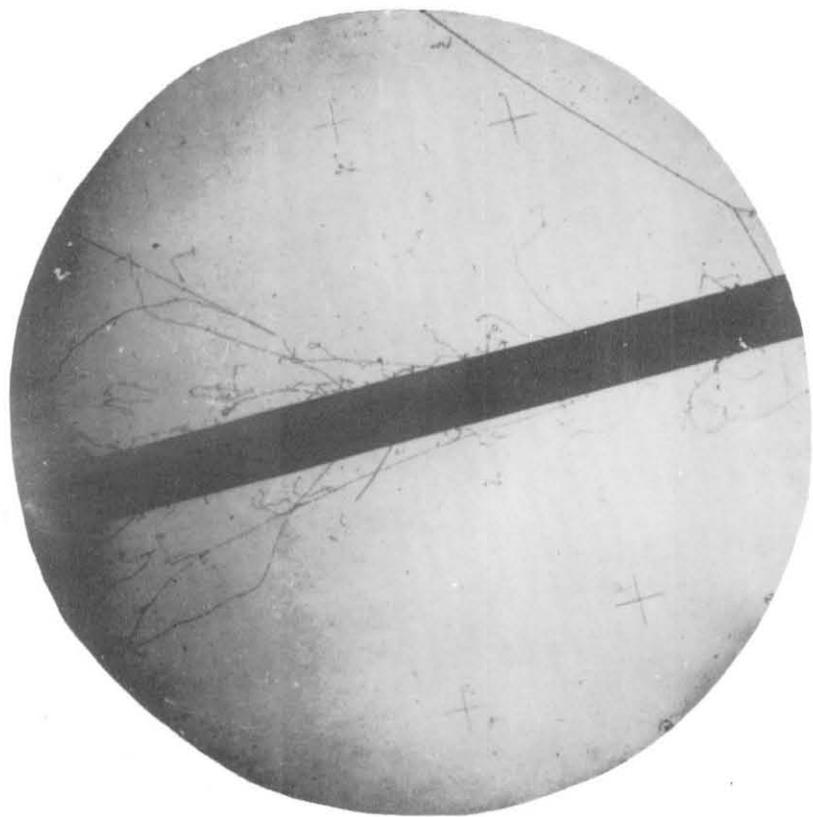


FIG. 1 - Fotoproduzione di un  $\pi^0$ . Si vede una delle coppie ed il protone di rinculo.

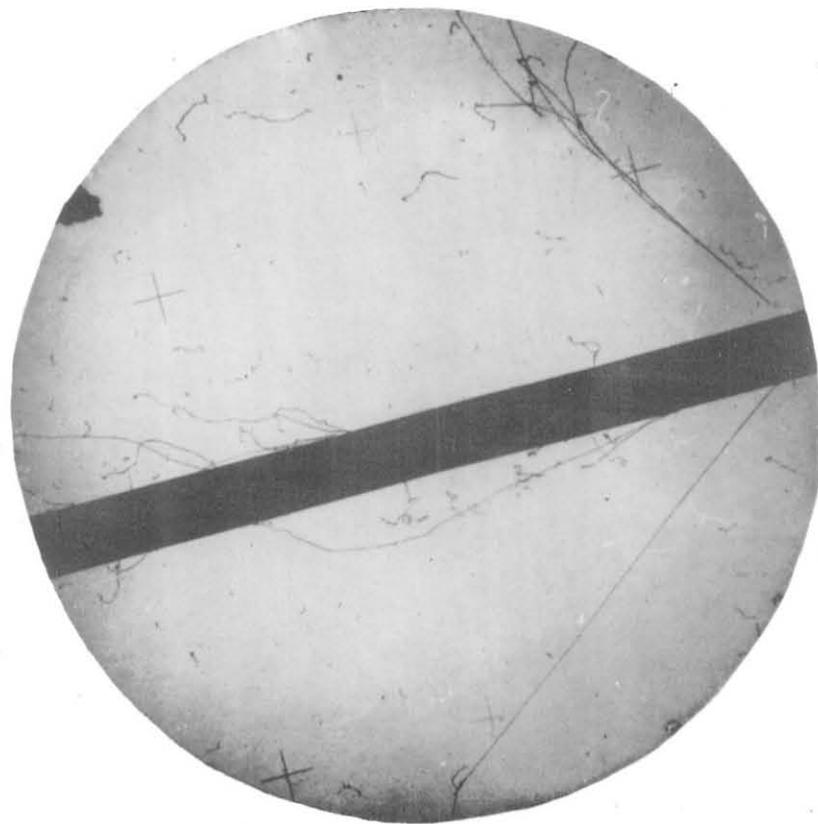


FIG. 2 - Fotoproduzione doppia di  $\pi^+\pi^0$ .

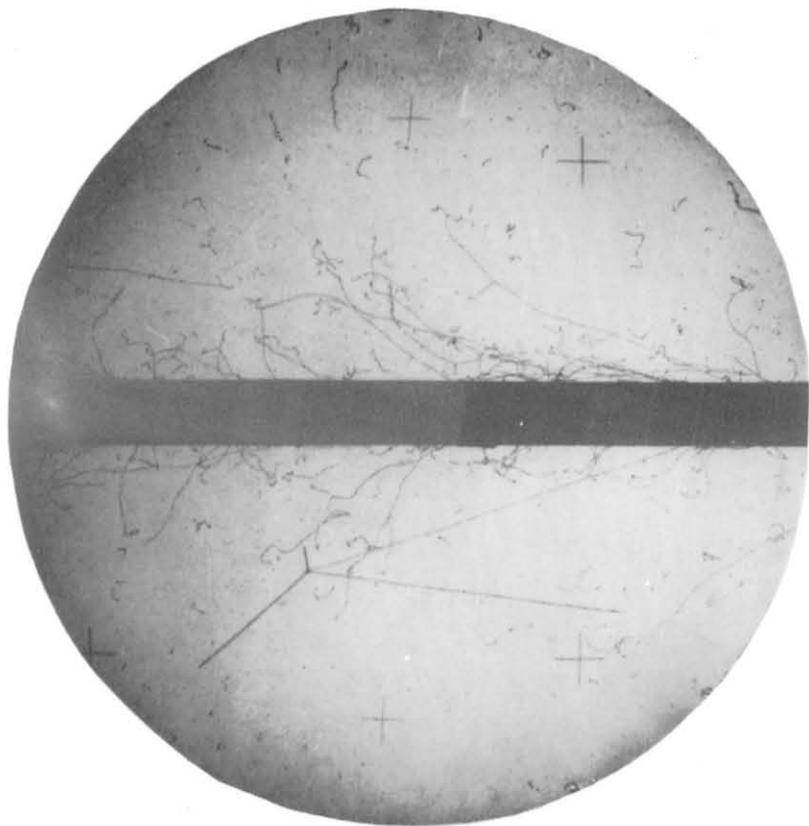


FIG. 3 - Fotoproduzione di un  $\pi^+$ .

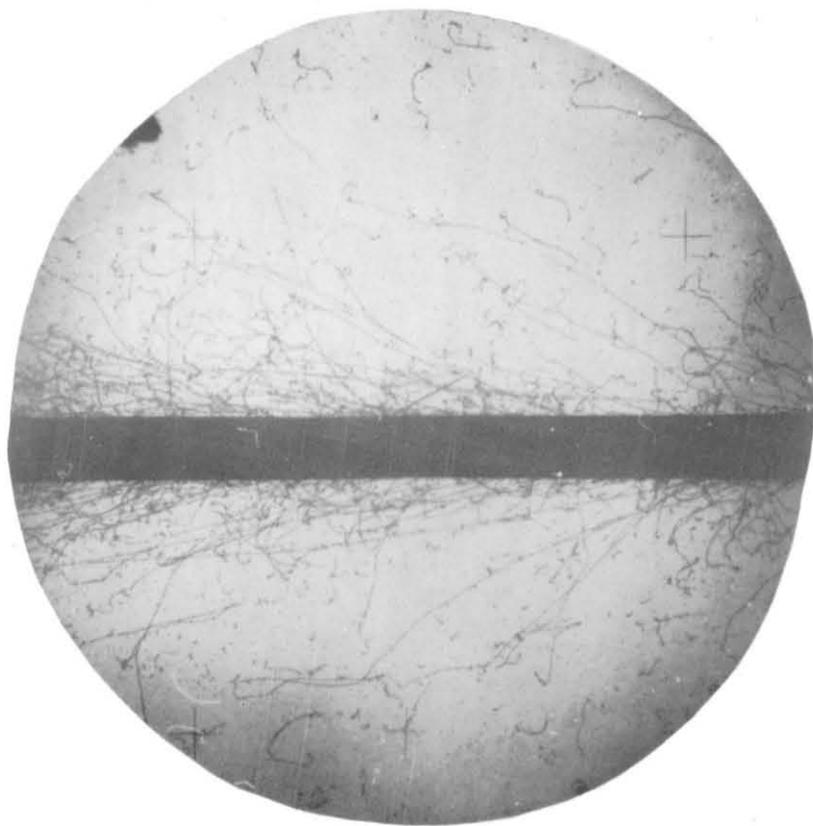


FIG. 4 - Fotoproduzione di un  $\pi^+$  con successivo scambio di carica. Si vedono le due coppie del  $\pi^0$ .

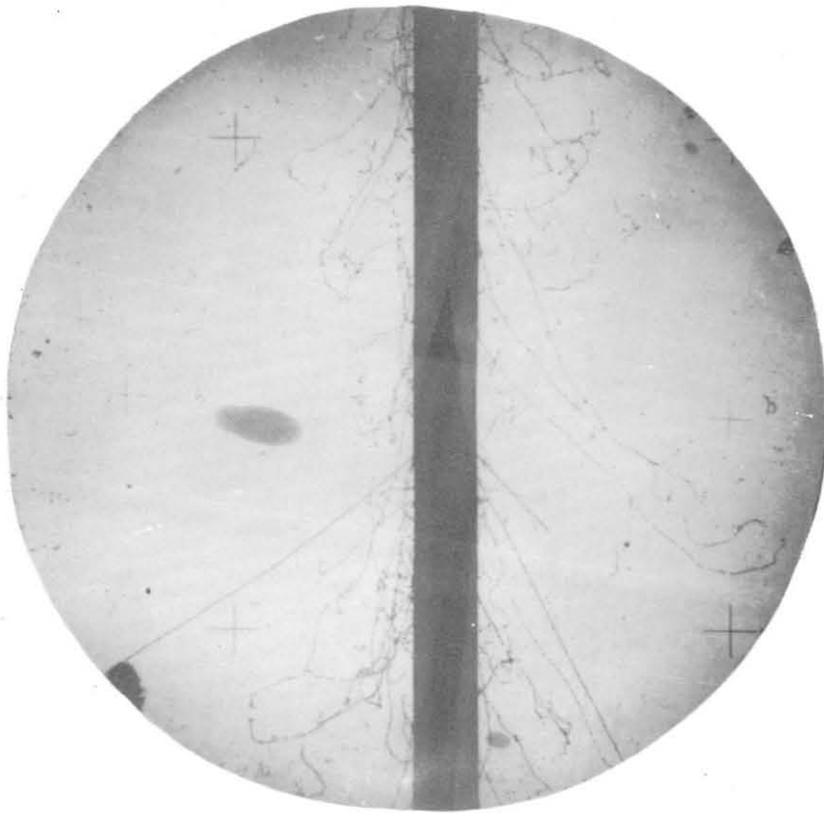


FIG. 5 - Doppia di  $\pi$ .

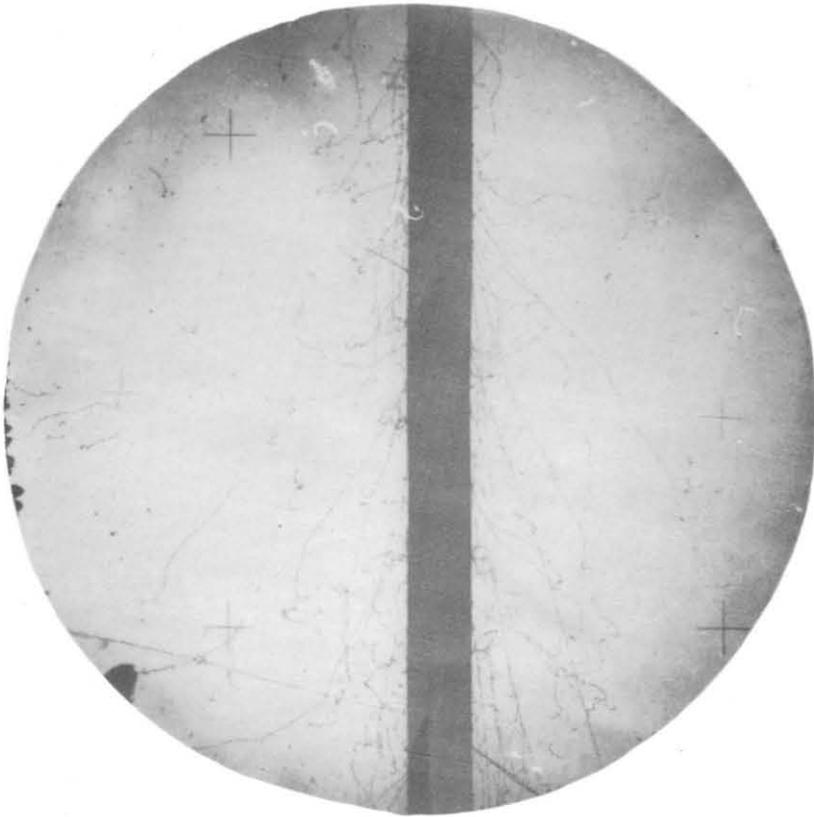


FIG. 6 - Fotoproduzione  $\pi\pi^0$  e fotoproduzione di un  $\pi$ .

173

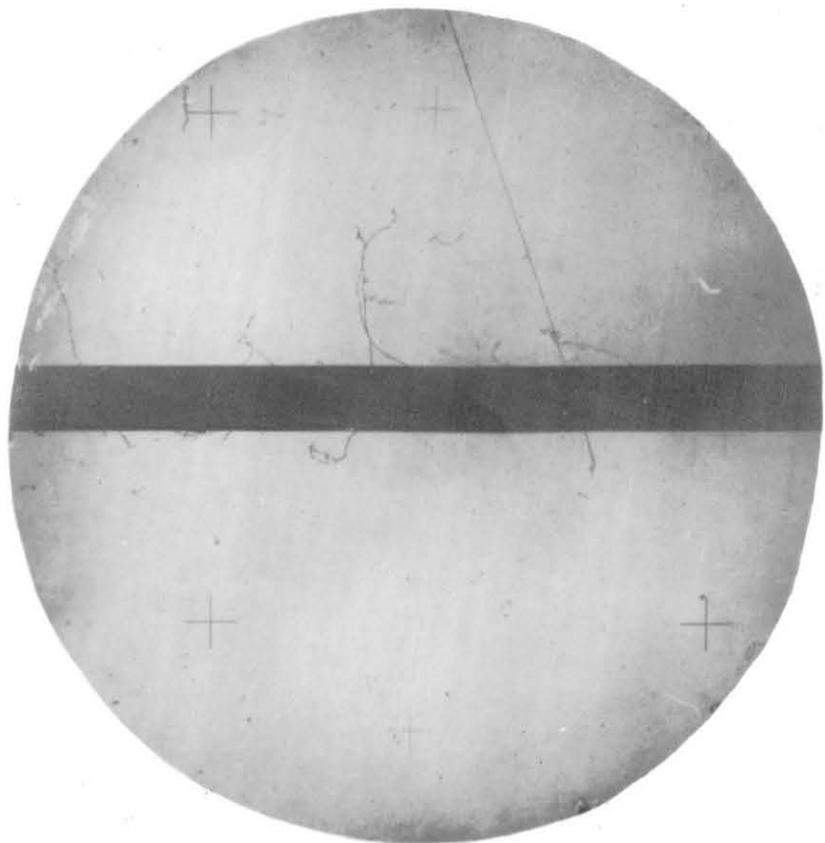


FIG. 7 - Possibile fotodisintegrazione  $P + H^3$ .

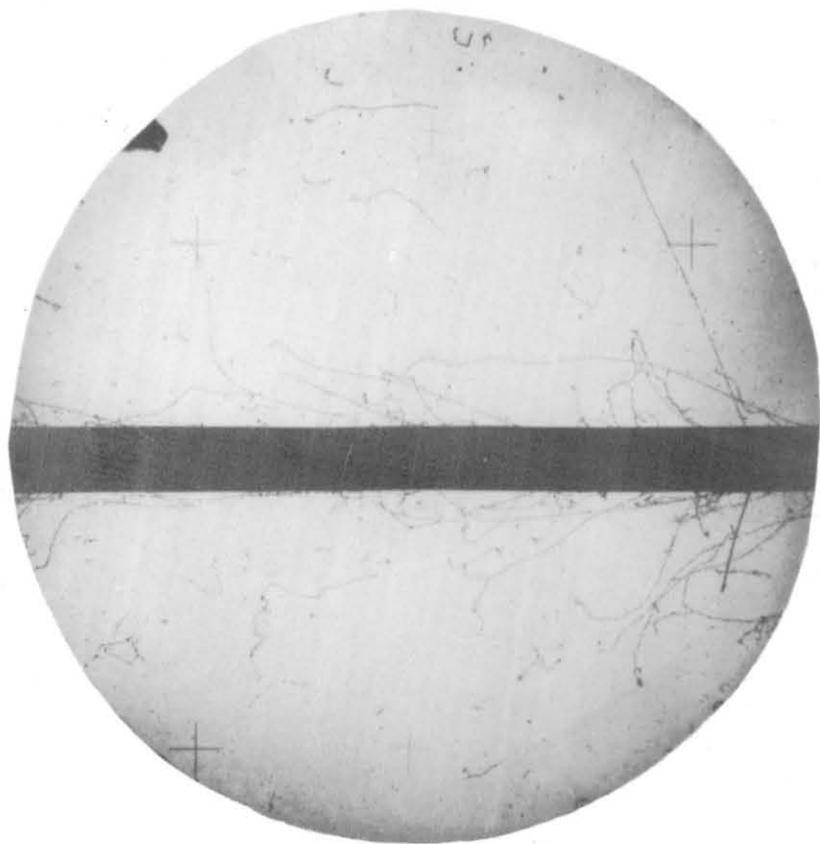


FIG. 8 - Possibile fotodisintegrazione  $P + H^3$ .