

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-61/58 (26. 10. 61)

G. Di Giugno: MISURE CON ALTO POTERE RISOLUTIVO DELLA SEZIONE D'URTO PER FOTOPRODUZIONE DI  $\pi^0$  E POSSIBILE IMPIEGO DELLA TECNICA DEL TEMPO DI VOLO. (Tesi di Laurea).

Estratto dalla: Tesi di Laurea.

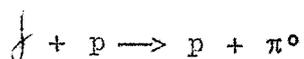
Laboratori Nazionali di Frascati del C.N.E.N.  
Servizio Documentazione

Nota interna: n° 99  
26 Ottobre 1961

Di Giugno G.: MISURE CON ALTO POTERE RISOLUTIVO DELLA SE-  
ZIONE D'URTO PER FOTOPRODUZIONE DI  $\pi^0$  E POSSIBILE IMPIE-  
GO DELLA TECNICA DEL TEMPO DI VOLO.

Premessa.

Nella presente tesi viene descritta un'esperienza eseguita a Frascati allo scopo di misurare la sezione d'urto del processo



a  $90^\circ$  nel sistema del baricentro, per energia dei  $\gamma$  comprese tra 600 e 800 MeV. La tecnica usata è quella della camera a scintilla che permette di ottenere poteri risolutivi di circa  $\pm 15$  MeV nell'energia dei  $\gamma$ .

Viene inoltre descritto un dispositivo sperimentale per la misura del tempo di volo dei protoni, realizzato dal candidato. Nell'ultima parte della tesi sono riportate le misure eseguite per trovare la risoluzione in energia ottenibile con questo dispositivo, e sono discusse le possibilità di applicazione di questo metodo in misure di sezione di urto di fotoproduzione ad angoli diversi da  $90^\circ$ .

## Cap. I - LA FOTOPRODUZIONE DI PIONI.

### § 1 - Introduzione

L'esistenza del mesone  $\pi$  fu postulata da Yakawa nel 1935. Una teoria di campo quantizzata che descrivesse le forze a corto range fra i nucleoni, richiedeva infatti che tali forze fossero dovute allo scambio di una particella di massa circa 270 volte la massa elettronica, ed accoppiata in maniera forte coi nucleoni.

Quando nel 1948 il mesone  $\pi$  fu per la prima volta osservato sperimentalmente, e si verificò che esso godeva di tutte le proprietà previste da Yakawa per il suo mesone, la fiducia che i fisici nutrivano nelle teorie di cui disponevano per descrivere le interazioni fra le particelle sub-nucleari, venne ancor più rafforzata. Si pensò che la teoria di campo quantizzata, quella stessa usata da Yakawa per prevedere l'esistenza del  $\pi$ , fosse la strada giusta su cui muoversi, e che la sistemazione di alcuni dettagli ancora incerti in tale teoria fosse tutto ciò che restasse da fare ai fisici teorici.

Dopo 13 anni dalla scoperta del  $\pi$ , tuttavia, la situazione è oggi ben diversa da quella allora prevista. E' ormai accertato che le teorie esistenti sono ben lungi dallo inquadrare in maniera coerente i nucleoni, i mesoni, e le loro mutue interazioni, ed è quasi universalmente accettato il punto di vista secondo il quale il passaggio dalla meccanica quantistica classica alla nuova teoria delle interazioni fra le particelle sub-nucleari, sarà un passo altrettanto fondamentale di quello compiuto passando dalla meccanica di Newton a quella di Dirac.

La nascita di una nuova teoria deve essere generalmente preceduta da una sistemazione fenomenologica semplice e precisa dei fenomeni che essa dovrà inquadrare. Ad esempio, il concepimento della meccanica quantistica doveva essere quasi di necessità preceduto dall'inquadramento delle righe di emissione degli atomi nella legge di combinazione di Ritz.

E' per questa ragione che una delle maggiori preoccupazioni dei fisici delle alte energie, è oggi quella di studiare sperimentalmente le interazioni dei pioni con i nucleoni, e di cercare di inquadrare questi fatti in uno schema fenomenologico in termini di parametri che siano il meno possibile inerenti ad ogni singola esperienza. Una volta che la situazione sperimentale sulla fisica dei pioni sarà descritta in maniera semplice da un numero ragionevolmente piccolo di parametri, che siano capaci di descrivere tutte le esperienze, e che siano liberi da ogni modello sull'interazione fra nucleoni e pioni, si potrà ragionevolmente sperare che la nascita di una nuova teoria è vicina.

## § 2 - Analisi fenomenologica della fotoproduzione di pioni.

Una importante fonte di informazione sulla interazione pione-nucleone è la fotoproduzione di  $\pi$ . L'alta intensità delle macchine acceleratrici di elettroni, consente infatti di ottenere per questa via informazioni che sarebbe difficile ottenere dallo studio dello scattering pione-nucleone. In particolare, la fotoproduzione di  $\pi^0$  può essere fenomenologicamente inquadrata in maniera ragionevolmente semplice a causa dell'assenza del termine di fotoproduzione diretta; e la connessione fra fotoproduzione di  $\pi^0$  e scat-

tering pione-nucleone, perlomeno fino ad energie in cui cominciano ad essere importanti le interazioni anelastiche, può essere fatto in maniera abbastanza semplice ed indipendentemente quasi da ogni modello sul tipo di interazione.

Poichè l'argomento di questa tesi è appunto uno studio della sezione d'urto per fotoproduzione di  $\pi^0$ , nell'intervallo di energia 600 - 800 MeV, conviene che tracciamo per grandi linee lo schema che viene usualmente eseguito per inquadrare i risultati sperimentali in questo campo.

Consideriamo un fascio di fotoni di energia determinata e supponiamo di farlo incidere su una targhetta di nucleoni liberi. La parte spaziale della funzione d'onda descrivente il sistema  $\gamma$  - nucleone è allora del tipo  $e^{ikz}$ ; la funzione d'onda totale è data dal prodotto di  $e^{ikz}$  per le funzioni d'onda descrittive rispettivamente lo stato di polarizzazione del fotone e quella del nucleone. Lo stato di polarizzazione del fotone può essere descritto in termini di due stati di polarizzazioni circolari opposti. Si dimostra<sup>(1)</sup> che a questi due stati è associato un momento angolare che corrisponde ad uno spin = 1. Un fotone con momento angolare  $\ell_\gamma$  può allora essere assorbito in uno stato di momento angolare totale  $J_\gamma$  pari a  $\ell_\gamma$ ,  $\ell_\gamma \pm 1$ . Fissato un  $\ell_\gamma$  si dice che il quanto  $\gamma$  è assorbito in uno stato di multipolo elettrico se  $J_\gamma = \ell_\gamma$ , multipolo magnetico se  $J_\gamma = \ell_\gamma \pm 1$ . Gli stati di multipolo elettrico e magnetico vengono generalmente indicati con  $E_{J_\gamma}$  e  $M_{J_\gamma}$ . Per un dato  $J_\gamma$  il momento angolare totale del sistema  $\gamma$ -nucleone è  $J = J_\gamma \pm \frac{1}{2}$  mentre la parità, essendo la parità intrinseca del nucleone pari sarà data da  $(-1)^{\ell_\gamma}$ . Se si tiene conto che il momento angolare totale e la parità debbono conservarsi in un processo di fotoproduzione si

ottengono i seguenti possibili tipi di transizione:

Stato iniziale	Stati finali	
$E_1$	$S_{1/2}$	$D_{3/2}$
$M_1$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$
$E_2$	$P_{3/2}$	$F_{5/2}$
$M_2$	$D_{3/2}$	$D_{5/2}$
$E_3$	$D_{5/2}$	$G_{7/2}$
$M_3$	$F_{5/2}$	$F_{7/2}$

ove le lettere S, P, D ..... stanno ad indicare il momento angolare del pione rispetto al nucleone.

La probabilità di transizione tra due stati definiti può scriversi nella forma  $|\langle \alpha | \phi | \alpha \rangle|^2$  ove  $\alpha$  sta ad indicare i numeri quantici che caratterizzano lo stato e  $\phi$  la matrice di fotoproduzione. La precedente espressione si può porre nella forma

$$\langle \alpha | \phi | \alpha \rangle = M_\alpha e^{i\delta_\alpha}$$

con  $M_\alpha$ ,  $\delta_\alpha$  reali.

L'aver sviluppato lo stato iniziale e quello finale in termini di stati di momento angolare e parità definiti ci permette di fare uso di una proprietà generale dimostrata da Hamilton<sup>(2)</sup>, la quale afferma che se un processo avviene in stati di momento angolare totale e parità definiti, la distribuzione angolare dei prodotti di reazione è indipendente da qualsiasi modello sul meccanismo della transizione. Nel caso particolare della fotoproduzione si ottengono i seguenti risultati<sup>(3)</sup>.

Stato del $\chi$ assorbito	Stato finale	Distribuz. angolare
$E_1$	$S_{1/2}$	1
$E_1$	$D_{3/2}$	$2 + 3 \sin^2 \theta$
$E_1$	$P_{1/2}$	1
$E_1$	$P_{3/2}$	$2 + 3 \sin^2 \theta$
$E_2$	$P_{3/2}$	$1 + \cos^2 \theta$
$E_2$	$F_{5/2}$	$1 + 6 \cos^2 \theta - 5 \cos^4 \theta$

Da queste considerazioni segue che la funzione d'onda descrivente uno stato finale può scriversi nel seguente modo

$$f_{\alpha} = M_{\alpha} e^{i\delta_{\alpha}} f_{\alpha}(x)$$

ove  $f_{\alpha}(x)$  è una funzione nota di  $x = \cos \theta$ . La sezione d'urto differenziale nel caso in cui sia presente una sola transizione è data da

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |M_{\alpha} e^{i\delta_{\alpha}} f_{\alpha}(x)|^2 = M_{\alpha}^2 f_{\alpha}^2(x)$$

Nel caso generale, la funzione d'onda di uno stato finale risultante dalla sovrapposizione di stati di momento angolare e parità definiti sarà data da

$$\varphi(x) = \sum_{\alpha} M_{\alpha} e^{i\delta_{\alpha}} f_{\alpha}(x)$$

da cui si deduce il valore della sezione d'urto differenziale nel caso in cui i  $\chi$  ed i nucleoni non sono polarizzati:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\varphi(x)|^2 = \sum_{\alpha} M_{\alpha}^2 f_{\alpha}^2(x) + \sum_{\alpha < \beta} M_{\alpha} M_{\beta} \cos(\delta_{\alpha} - \delta_{\beta}) f_{\alpha\beta}(x)$$

Con considerazione dello stesso tipo è possibile calcolare la polarizzazione che ci si aspetta per protoni di rinculo dal processo di fotoproduzione:

$$\vec{P} = \frac{|S_{\uparrow} \varphi(x) - S_{\downarrow} \varphi(x)|^2}{|S_{\uparrow} \varphi(x) + S_{\downarrow} \varphi(x)|^2} = \frac{\sum_{\alpha > \beta} M_{\alpha} M_{\beta} \sin(\delta_{\alpha} - \delta_{\beta}) g_{\alpha\beta}(x) \sin \theta \cdot \vec{n}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}$$

ove  $\vec{n}$  è il versore perpendicolare al piano di fotoproduzione,  $S_{\uparrow}$ ,  $S_{\downarrow}$  sono operatori che selezionano gli stati con spin del nucleone parallelo e antiparallelo rispetto ad  $\vec{n}$ . Con considerazioni analoghe<sup>(4)</sup> si trovano le sezioni d'urto  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \gamma$  e  $\frac{d\sigma}{d\Omega} N$  rispettivamente da fotoni polarizzati o su nucleoni polarizzati:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \gamma = \frac{d\sigma}{d\Omega} + \sum_{\alpha > \beta} M_{\alpha} M_{\beta} \cos(\delta_{\alpha} - \delta_{\beta}) h_{\alpha\beta}(x) \cos 2\varphi$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} N = \frac{d\sigma}{d\Omega} + \sum_{\alpha > \beta} M_{\alpha} M_{\beta} \sin(\delta_{\alpha} - \delta_{\beta}) h_{\alpha\beta}(x) \sin \varphi$$

La conoscenza di tutte le  $M_{\alpha}$  e di tutte le  $\delta_{\alpha}$  consente di prevedere il risultato di qualunque esperienza di fotoproduzione; viceversa, una completa conoscenza della situazione sperimentale, cioè delle 4 grandezze introdotte, consente in linea di principio di determinare tutte le  $M_{\alpha}$  e tutte le  $\delta_{\alpha}$ . Sono appunto le  $M_{\alpha}$  e le  $\delta_{\alpha}$  i parametri usualmente scelti per inquadrare fenomenologicamente la situazione sperimentale sulla fotoproduzione.

§ 3 - Situazione fenomenologica sperimentale sulla fotoproduzione di pioni ad energia fino a 1100 MeV.

Le informazioni sperimentali sulla fotoproduzione di pioni non sono purtroppo sufficientemente complete o dettagliate per fornire un'analisi fenomenologica del tipo suddetto; non è cioè possibile, dalle informazioni sperimentali disponibili, dedurre i valori delle  $M_d$  e  $\delta_d$ .

Alcune regolarità che si presentano nel quadro sperimentale (fig. 1), possono tuttavia suggerire ipotesi semplificative; non ci si aspetta che entro tali limiti venga rigorosamente descritta la situazione sperimentale, ma piuttosto che in tal modo si ottenga un buon punto di partenza per una successiva analisi più dettagliata e rigorosa. Su tali linee si muove ad esempio Peierls<sup>(5)</sup>. Egli suppone che nell'intervallo di energia sino a 1100 MeV, la fotoproduzione di  $\pi$  possa essere descritta in termini di soli tre stati aventi i seguenti numeri quantici:

Livello	Stato finale	Spin isotopico	energia
A (I <sup>a</sup> risonanza)	$P_{3/2}$	$3/2$	300 MeV
B (II <sup>a</sup> risonanza)	$D_{3/2}$	$1/2$	740 MeV
C (III <sup>a</sup> risonanza)	$F_{5/2}$	$1/2$	1040 MeV

Poichè noi siamo maggiormente interessati allo studio della II<sup>a</sup> risonanza, è opportuno vedere come si sia giunti ad assegnare a tale stato i numeri quantici  $D_{3/2}$ ,  $T=1/2$ . Il fatto che il caratteristico innalzamento nella sezione d'urto (fig. 1) si presenti anche nello scattering  $\pi^- - p$ ,

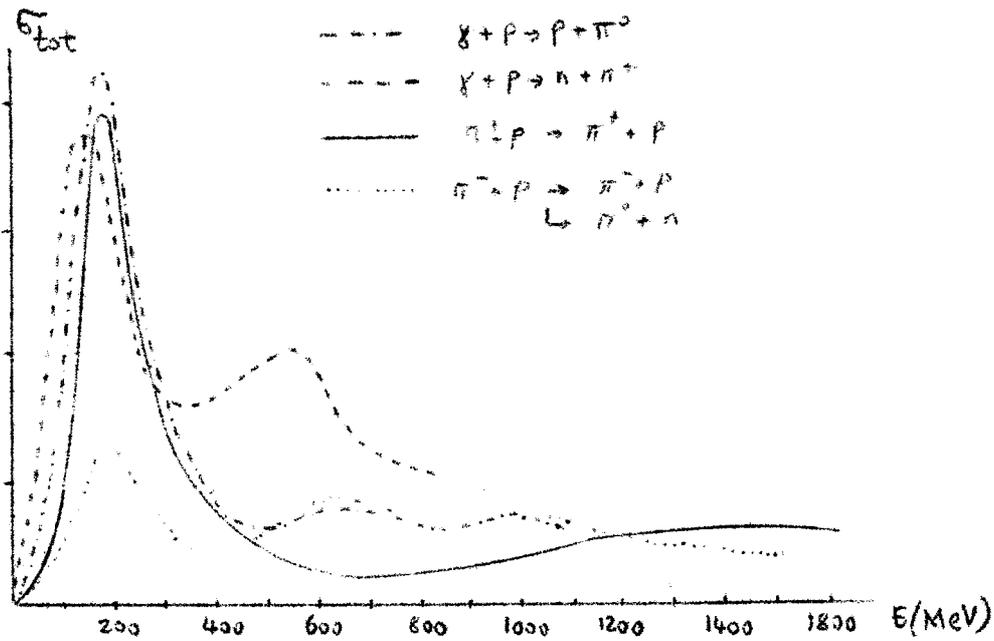


FIG. 1 - Sezioni d'urto totali per scattering pione-protoni per fotoproduzione di  $\pi$  su protoni.  $E$  è l'energia nel sistema del laboratorio del pioni incidente o, nel caso della fotoproduzione, di un pioni incidente capace di produrre la stessa energia nel sistema del baricentro.

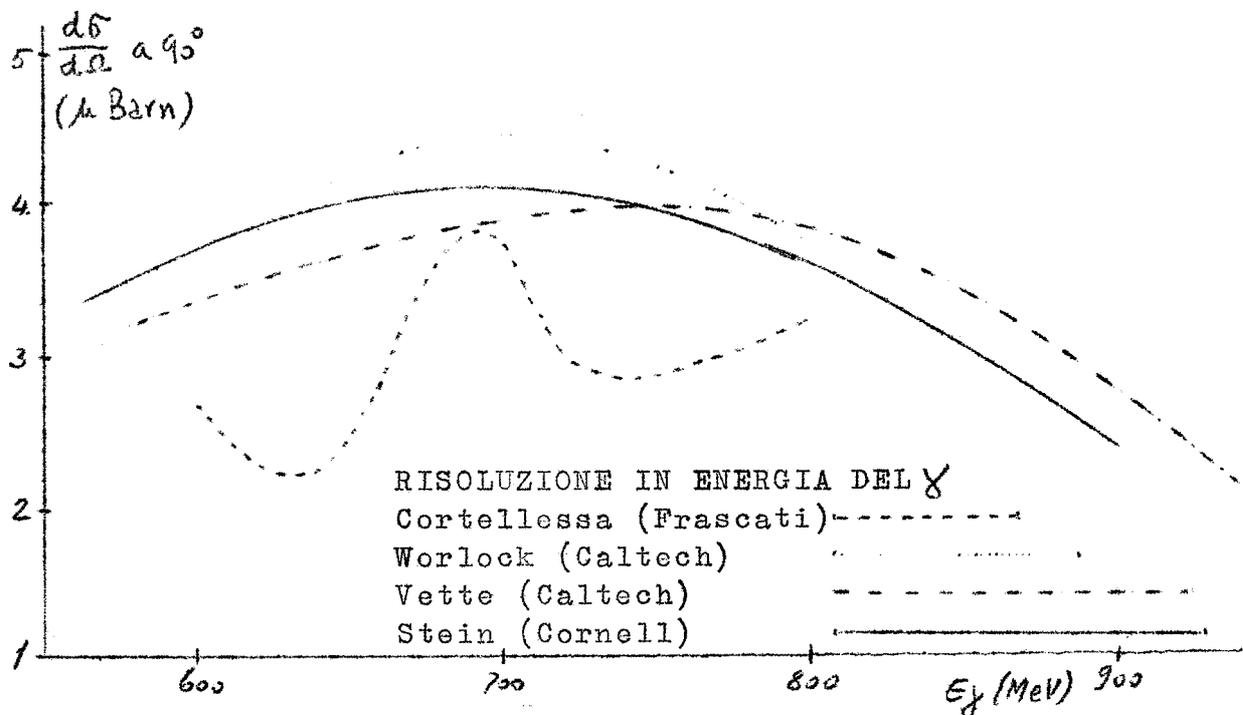
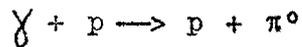


FIG. 2 - Quadro attuale delle misure di sezione d'urto del processo  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$  a  $90^\circ$  nel sistema di baricentro.

ma non nello scattering  $\pi^+ - p$  (6,7,8), basta già ad assegnare alla II<sup>a</sup> risonanza spin isotopico  $T = 1/2$ . Lo stato  $\pi^+ - p$  è infatti uno stato di puro spin isotopico  $3/2$ , mentre uno stato  $\pi^- - p$  è una miscela di spin isotopico  $1/2$  e  $3/2$ . La distribuzione angolare del  $\pi^0$  nel processo



ad un'energia corrispondente alla II<sup>a</sup> risonanza è del tipo  $2 + 3 \sin^2 \theta$ . Questa dipendenza angolare può derivare da uno stato  $D_{3/2}$  oppure  $P_{3/2}$  come si vede dalla tab. di pag. 5. Poichè non si nota nessun termine di interferenza in  $\cos \theta$  nella distribuzione angolare del  $\pi^0$  ad energie intermedie fra la I<sup>a</sup> e la II<sup>a</sup> risonanza, Wilson<sup>(9)</sup> deduce che lo stato B debba avere la stessa parità dello stato A, cioè propone uno stato  $P_{3/2}$ . Peierls<sup>(10)</sup> invece è favorevole ad uno stato  $D_{3/2}$ , attribuendo la mancanza del termine di interferenza al fatto che le fasi del livello A e B differiscono costantemente di  $\pi/2$  nell'intervallo di energia compreso tra la I<sup>a</sup> e la II<sup>a</sup> risonanza. L'ambiguità Peierls - Wilson è stata risolta solo recentemente mediante misure di polarizzazione del protone di rinculo nella fotoproduzione del  $\pi^0$  (11, 12, 13), secondo quanto suggerito da Sakurai<sup>(14)</sup>. Queste misure sono consistenti con uno stato  $D_{3/2}$ , ma non con uno stato  $P_{3/2}$ .

Possiamo vedere che siamo ben lontani dal possedere un quadro fenomenologico completo della fotoproduzione di  $\pi^0$  siamo invece ancora al punto di lavorare con ipotesi estremamente semplificate, cercando di vedere fino a qual punto esse forniscono una descrizione aderente ai fatti sperimentali.

#### § 4 - Scopo dell'esperienza.

In fig. 2 sono riportati i risultati delle misure della sezione d'urto differenziale a  $90^\circ$  nel sistema del baricentro in funzione dell'energia, finora eseguite da diversi autori (15, 16, 17, 18, 19).

Tralasciando di indagare le cause delle discrepanze fra le misure dei vari autori (non ultima di queste cause è senza dubbio la differenza nel potere risolutivo dei diversi apparati sperimentali), vogliamo solo osservare che da tale quadro è non solo impossibile trarre informazioni fenomenologiche dettagliate, ma anche assai difficile trarre informazioni sulla validità o meno delle varie ipotesi semplificative.

Scopo dell'esperienza descritta in questa tesi è cercare di chiarire la situazione sperimentale presentata, misurando la sezione d'urto a  $90^\circ$  in funzione dell'energia con un apparato sperimentale dotato di una risoluzione in energia circa 3 volte migliore rispetto a quanto di meglio finora fatto. In particolare due punti meritano di essere chiariti:

- 1) la larghezza della II<sup>a</sup> risonanza. Essa è fino ad ora difficilmente valutabile, perchè come risultato delle misure si è sempre ottenuta una larghezza confrontabile con il potere risolutivo sperimentale. La conoscenza della larghezza della II<sup>a</sup> risonanza può dare informazioni sulla validità o meno delle ipotesi semplificative introdotte nell'analisi fenomenologica. Ad es., una semi-larghezza molto piccola sarebbe difficilmente compatibile con l'ipotesi semplificativa di Peierls che abbiamo citato<sup>(5)</sup>, come pure con un altro tentativo fatto da

Peierls per spiegare la II<sup>a</sup> risonanza in termini della I<sup>a</sup>. (20)

- 2) L'esatto valore dell'energia per cui si presenta il massimo nella sezione d'urto.

I risultati sperimentali finora disponibili, indicano infatti che tale massimo si presenta ad energie diverse nello scattering, nella fotoproduzione di  $\pi^0$  e in quella di  $\pi^+$  (fig. 1). E' ben vero che il confronto ad esempio tra le posizioni del massimo nella fotoproduzione di  $\pi^+$  e in quella di  $\pi^0$  andrebbe fatta confrontando le sezioni d'urto totali (per evitare termini di interferenza); ed inoltre nella fotoproduzione di  $\pi^+$  la posizione del massimo può essere spostata dalla presenza del termine di fotoproduzione diretta. Un chiarimento di questo punto sarebbe tuttavia quanto mai opportuno, anche in vista di alcune ipotesi recentemente avanzate da Ball e Frazer<sup>(21)</sup> e da Sakurai<sup>(22)</sup>, per spiegare la III<sup>a</sup> risonanza in termini di cuspidi in corrispondenza della soglia di fotoproduzione di altri tipi di particelle.

Cap. II - MISURA DELLA FORMA DELLA SEZIONE D'URTO PER FOTOPRODUZIONE DI  $\pi^0$ .

§ 1 - Considerazioni cinematiche.

La fotoproduzione del  $\pi^0$  è un processo a due corpi, essendo presenti due particelle nello stato iniziale e nello stato finale. Se si fissa il piano in cui avviene la

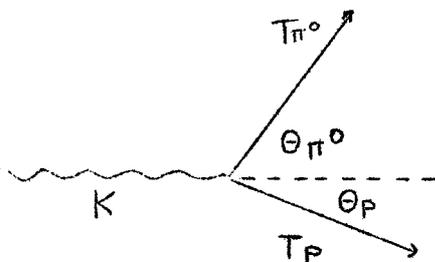


FIG. 3

fotoproduzione, e la direzione del  $\gamma$ , occorrono 5 parametri per descrivere la cinematica del processo (Fig. 3):

- $k$  energia del  $\gamma$
- $\theta_p$  angolo di emissione del protone
- $\theta_{\pi^0}$  angolo di emissione del  $\pi^0$
- $T_p$  energia cinetica del protone
- $T_{\pi^0}$  energia cinetica del  $\pi^0$ .

Poichè vi sono 3 equazioni che legano queste 5 grandezze (due per la conservazione dell'impulso, ed una per la conservazione dell'energia), restano due parametri indeterminati. Quindi per individuare la cinematica della rea

zione, non essendo possibile una misura diretta di  $K$ , occorre determinare almeno due delle seguenti grandezze:

$$\theta_{\pi^0}, \theta_p, T_{\pi^0}, T_p$$

le cui combinazioni sono:

$$\theta_{\pi^0} \theta_p, T_{\pi^0} T_p, \theta_p T_{\pi^0}, \theta_{\pi^0} T_p, \theta_{\pi^0} T_{\pi^0}, T_p \theta_p.$$

In linea di principio queste 6 coppie di parametri si equivalgono nel senso che dalla conoscenza di una di queste si può risalire all'energia del  $\gamma$ , ed agli altri parametri. Però vi sono alcune considerazioni di carattere sperimentale che fanno preferire una coppia piuttosto che un'altra. La scelta da adottare è quella che permette una più accurata determinazione di  $K$ , al fine di non introdurre larghezze strumentali nella forma della II<sup>a</sup> risonanza. Occorre allora scegliere quella coppia di parametri la cui variazione si faccia sentire il meno possibile sul valore dell'energia del fotone nell'intervallo 600 - 800 MeV. L'errore su  $K$  è dato dalle seguenti espressioni:

$$\Delta K_{\theta_{\pi^0}, \theta_p} = \left( \frac{\partial K(\theta_{\pi^0}, \theta_p)}{\partial \theta_{\pi^0}} \right)_{\theta_p} \Delta \theta_{\pi^0} + \left( \frac{\partial K(\theta_{\pi^0}, \theta_p)}{\partial \theta_p} \right)_{\theta_{\pi^0}} \Delta \theta_p$$

.....  
 .....

$$\Delta K_{T_p, \theta_p} = \left( \frac{\partial K(T_p, \theta_p)}{\partial T_p} \right)_{\theta_p} \Delta T + \left( \frac{\partial K(T_p, \theta_p)}{\partial \theta_p} \right)_{T_p} \Delta \theta_p$$

Prendendo per le derivate il loro valor medio nell'intervallo di energia del  $\gamma$  600 - 800 MeV, e  $\theta_p$  corrispondente ad un angolo di emissione di 90° nel sistema del baricentro

tro, si trova

$$(\Delta K)_{\theta_{\pi^0}, \theta_p} = 66 \Delta \theta_{\pi^0} + 33 \Delta \theta_p$$

$$(\Delta K)_{T_{\pi^0}, T_p} = \Delta T_{\pi^0} + \Delta T_p$$

$$(\Delta K)_{\theta_p, T_{\pi^0}} = 14 \Delta \theta_p + 1,7 \Delta T_{\pi^0}$$

$$(\Delta K)_{\theta_{\pi^0}, T_p} = 9 \Delta \theta_{\pi^0} + 2 \Delta T_p$$

$$(\Delta K)_{\theta_{\pi^0}, T_{\pi^0}} = 14 \Delta \theta_{\pi^0} + 2 \Delta T_{\pi^0}$$

$$(\Delta K)_{T_p, \theta_p} = 16 \Delta \theta_p + 2,5 \Delta T_p$$

con  $\Delta \theta$  in gradi e  $\Delta T$  in MeV.

Per poter dare una valutazione di  $\Delta K$  nei diversi casi, è opportuno promettere alcune considerazioni sulla misura di energie o di angoli di emissione di  $\pi^0$  o protoni.

I mesoni  $\pi^0$  decadono in due  $\gamma$  con una vita media dell'ordine di  $10^{-16}$  sec. I valori di  $\theta_{\pi^0}$  e  $T_{\pi^0}$  possono quindi essere dedotti solo da misure fatte sui  $\gamma$  di decadimento. Si possono adoperare due contatori per  $\gamma$  (fig. 4) in coincidenza tra di loro. La probabilità di trovare un angolo di correlazione tra i due  $\gamma$  compreso tra  $\phi$  e  $\phi + d\phi$  è data da

$$P(\phi) d\phi = \frac{\sin(1-\beta^2)^{1/2} d\phi}{(1-\cos\phi)^{3/2} \beta [(1-\cos\phi)(1-\beta^2)^{-1} - 2]^{1/2}}$$

ove  $\beta$  è la velocità del  $\pi^0$ .

Il massimo valore si trova per un angolo  $\phi$  che soddisfi la seguente relazione

$$\cos \phi/2 = \beta$$

In questo caso la bisettrice fra i due  $\gamma$  coincide con la

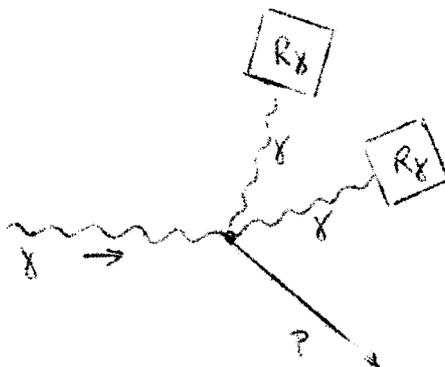


FIG. 4

direzione di emissione dei  $\pi^0$ .

I due rivelatori possono essere dei Cerenkov di vetro al piombo; ma con un tale sistema oltre ad un grande errore (10%) sulla valutazione di energia del  $\gamma$ , si deve aggiungere l'indeterminazione angolare dovuta alle dimensioni del rivelatore che non possono essere troppo piccole per ragioni di efficienza. Per eliminare quest'ultimo errore si potrebbe usare un contatore formato da una camera a scintilla o da un Cerenkov di vetro al piombo come mostrato in fig. 5. Con la camera a scintilla si misura l'angolo del  $\gamma$  individuando l'asse dello sciame prodotto in un convertitore di piombo che costituisce uno o più dei piatti della camera. Gli sciami prodotti da elettroni veloci vengono individuati dalla presenza di tracce nelle prime due gaps, il cui spessore in lunghezze di radiazione sia trascurabi-

le. Il Cerenkov dietro la camera misura l'energia del  $\gamma$ .  
 Pensando di usare tale rivelatore per mesoni  $\pi^0$  da 400 MeV, trascurando l'errore sulla determinazione dell'angolo dei  $\gamma$  di decadimento si trova

$$\Delta \theta_{\pi^0} \approx 1^\circ; \quad \Delta T_{\pi^0} \approx 40 \text{ MeV.}$$

Per fare misure più precise di energia di  $\gamma$  si potrebbe usare uno spettrometro a coppie. Ma l'angolo di accettazione di questi sistemi generalmente è molto piccolo per cui si hanno basse efficienze di rivelazione di  $\pi^0$ .

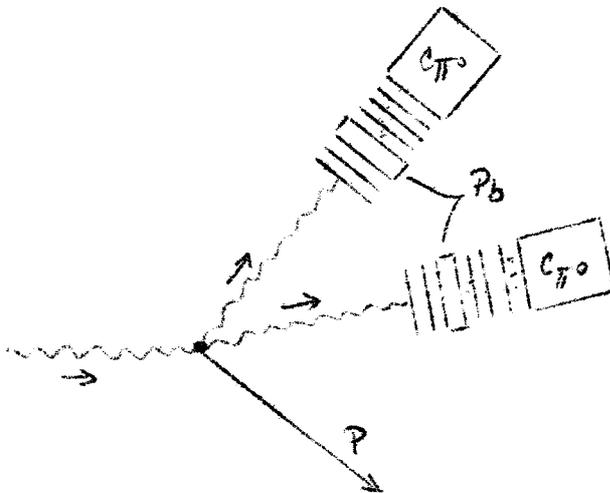


FIG. 5

Nel caso dei protoni gli errori sono molto più piccoli essendo più facile la rivelazione di particelle cariche. Con una camera a scintilla è possibile misurare angoli ed energia con i seguenti errori:  $\Delta \theta_p = 0,30^\circ; \Delta T_p = 3,5 \text{ MeV.}$

Con questi dati è adesso possibile discutere la scelta della coppia di parametri. Sostituendo questi errori nelle espressioni trovate si ottiene:

Parametri	Ampiezza della curva di risoluzione in energia del $\gamma$ (MeV)
$\Theta_p \quad T_p$	25
$\Theta_{\pi^0} \quad T_p$	30
$T_{\pi^0} \quad T_p$	90
$\Theta_p \quad \Theta_{\pi^0}$	150
$\Theta_p \quad T_{\pi^0}$	150
$\Theta_{\pi^0} \quad T_{\pi^0}$	190

Dalla precedente tabella si nota che i metodi più precisi sono i primi due. Cioè misura di energia ed angolo del protone, oppure energia del protone ed angolo del  $\pi^0$ .

Ci sono molte ragioni per scegliere il primo metodo e non il secondo. Anzitutto è più semplice fare misure con temporanee su di una sola particella; inoltre un rivelatore di protoni ha un'efficienza di rivelazione pari al 100%, mentre un rivelatore di  $\pi^0$  simile a quello descritto ha un'efficienza abbastanza piccola e difficile da calcolare. Questo rappresenta uno svantaggio quando si voglia trovare il valore assoluto della sezione d'urto, o si vogliono avere conteggi con alta statistica.

Le precedenti considerazioni sono valide per energia del  $\gamma$  compresa tra 600 e 800 MeV e per  $\pi^0$  emessi a  $90^\circ$  nel sistema del baricentro. Non è detto che ad angoli diversi ed a energie diverse non sia da preferire una scelta diversa. Ad es. per energie prossime alla soglia di fotoproduzione sono state fatte misure rivelando le coincidenze tra i due  $\gamma$  del  $\pi^0$ <sup>(23)</sup>, oppure un  $\gamma$  soltanto<sup>(24)</sup>.

§ 2 - Apparato di misura.

La disposizione sperimentale è mostrata in fig. 6. Il fascio  $\gamma$  prodotto dal sincrotrone dopo essere stato collimato interagisce con una targhetta di idrogeno liquido del tipo descritto da Wilson<sup>(25)</sup>. La dose è misurata da un quantametro<sup>(26)</sup> consistente in un camera ad ionizzazione formata da 12 lastre di rame da 1 cm di spessore e distanti alternativamente 1 e 2 mm. I protoni vengono rivelati da un telescopio di contatori (fig. 7) formato da 4 scintillatori  $S_0, S_1, S_2, S_3$  e da un Cerenkov a Plexiglass  $\check{C}$ . Il range (e quindi l'energia) e l'angolo vengono misurati da una camera a scintilla comandata dalla coincidenza

$$S_0 \quad S_1 \quad S_2 \quad S_3 \quad \check{C}$$

Lo scopo del contatore di Cerenkov è quello di eliminare le particelle relativistiche e la maggior parte dei pioni. Una successiva discriminazione tra pioni e protoni viene fatta analizzando l'altezza dell'impulso in  $S_2, S_3$ .  $C_{\pi^0}$  è <sup>un</sup> Cerenkov di vetro al piombo che rivela uno dei  $\gamma$  di decadimento del  $\pi^0$ . Questa informazione è usata come controllo, e non è inclusa nel criterio di selezione degli eventi, poichè la variazione dell'efficienza del  $C_{\pi^0}$  al variare dell'energia del  $\pi^0$  potrebbe introdurre dei bias nei risultati. La camera a scintilla, formata da 19 piatti di alluminio aventi le dimensioni di 6 x 200 x 280 mm<sup>3</sup>, e distanziati di 5 mm l'uno dall'altro è riempita con neon ad una pressione di 0,8 atm. Il gas per essere mantenuto puro, circola continuamente attraverso un purificatore a calcio. Una macchina fotografica vede attraverso un sistema di specchi due vedute a 90°. In questo modo è possibile ricostruire gli eventi nello spazio. Il contatore  $S_0$  riduce il fon-

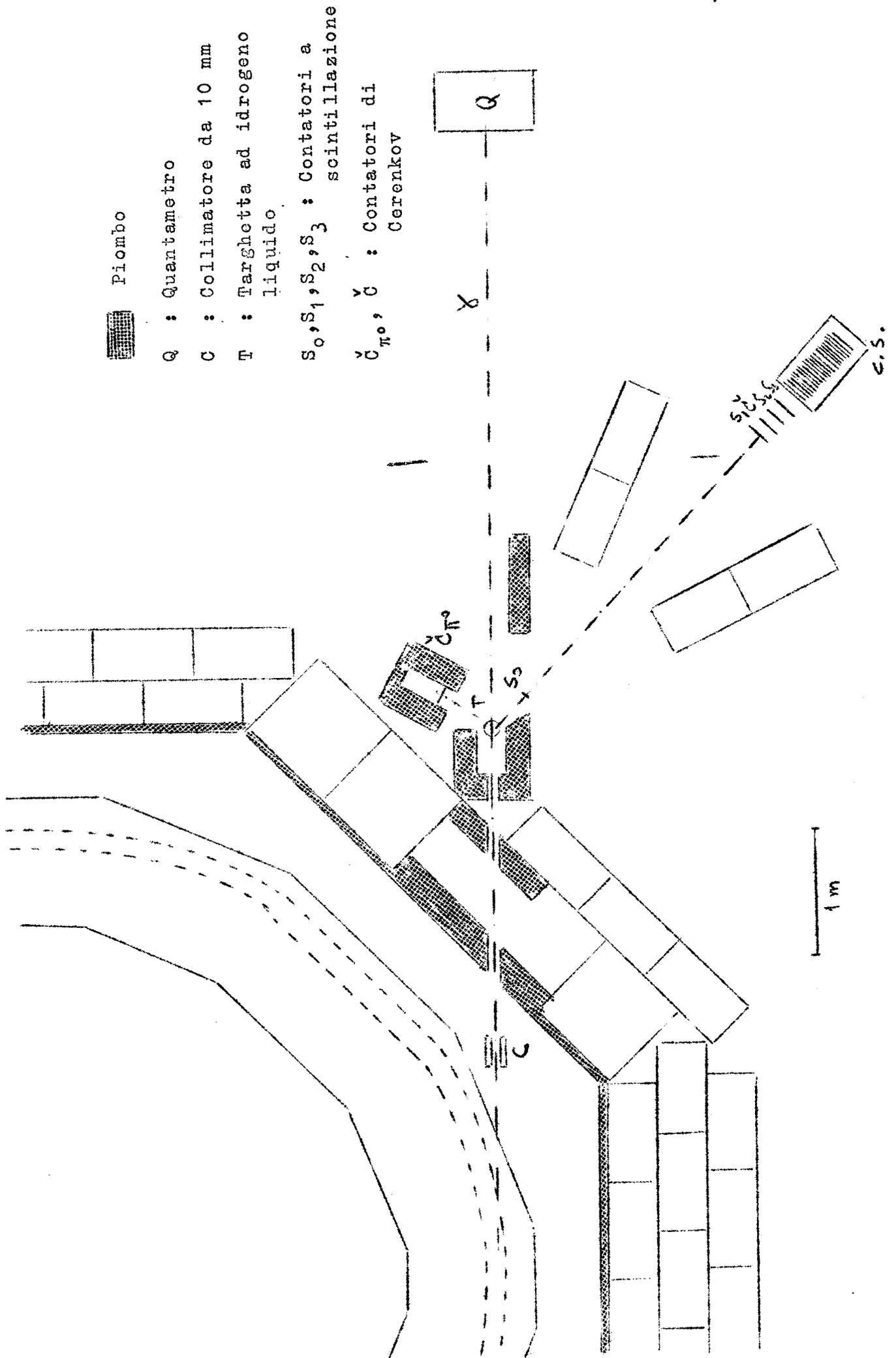
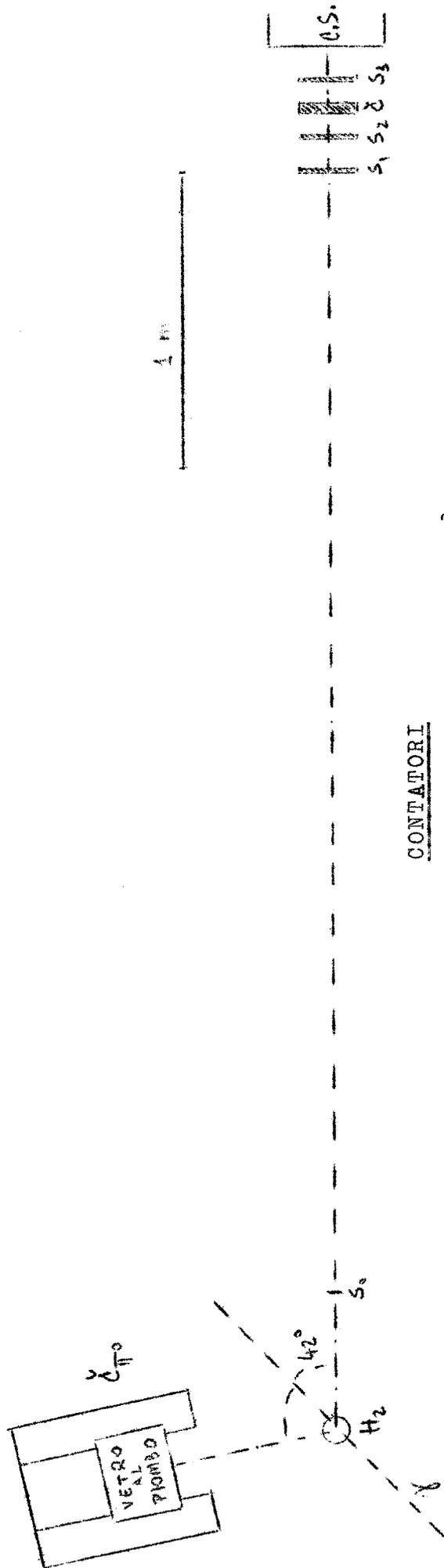


FIG. 6 - APPARATO SPERIMENTALE



CONTATORI

	dimensioni (mm <sup>3</sup> )	fotomoltiplicatori
S <sub>0</sub> cont. a scintillazione	3x20x60	56AVP
S <sub>1</sub> , S <sub>2</sub> cont. a scintillazione	12x150x170	56AVP
S <sub>3</sub> cont. a scintillazione	12x150x170	6810A
C Cerenkov (plexiglass)	50x200x200	2x56AVP
C π <sup>0</sup> Cerenkov (vetro al piombo)	∅=300; h=250	3x6364

FIG. 7 - TELESCOPIO DI CONTATORI

do da targhetta vuota dal 30% al 3%.

Lo schema a blocchi dell'elettronica è mostrato in fig. 8. L'impulso di coincidenza  $S_0 S_1 S_2 S_3 \bar{C}$  è inviato ad un circuito di trigger attraverso un gate che resta aperto per il periodo di 2 ms in cui è presente il fascio  $\gamma$ , e si chiude durante il periodo di avanzamento della macchina fotografica, per evitare la presenza di traccio quando la macchina sta per avanzare. Gli impulsi in uscita dal trigger hanno le seguenti funzioni:

- a) mandare un impulso di alta tensione (14000 V) alla camera a scintilla per mezzo di una Spark gap.
- b) Fare avanzare la macchina fotografica.
- c) Aprire due gate lineari rapidi per l'analisi in ampiezza degli impulsi dei contatori  $S_2$  ed  $S_3$ .
- d) Fare una coincidenza con il  $C_{\pi^0}$ .

L'impulso di  $S_2$  (o indipendentemente di  $S_3$ ) dopo esser passato attraverso il gate lineare, viene allungato, amplificato ed inviato ad un convertitore analogico-digitale, la cui uscita comanda l'accensione di 5 lampade al neon. In ogni fotogramma è così possibile vedere il range della particella e l'altezza dell'impulso in  $S_2$  ed  $S_3$  digitalizzata in 32 canali. Un'altra neon si accende se è presente la coincidenza tra il  $C_{\pi^0}$  ed il trigger.

Le caratteristiche di funzionamento della camera a scintilla sono descritte altrove<sup>(27)</sup>. Descriviamo qui invece la messa a punto dell'elettronica con particolare riguardo al Cerenkov di plexiglass ed all'apparato per la misura di perdite di energia.

### § 3 - Descrizione di alcuni circuiti.

Sono state adoperato coincidenze costruite dal CELE

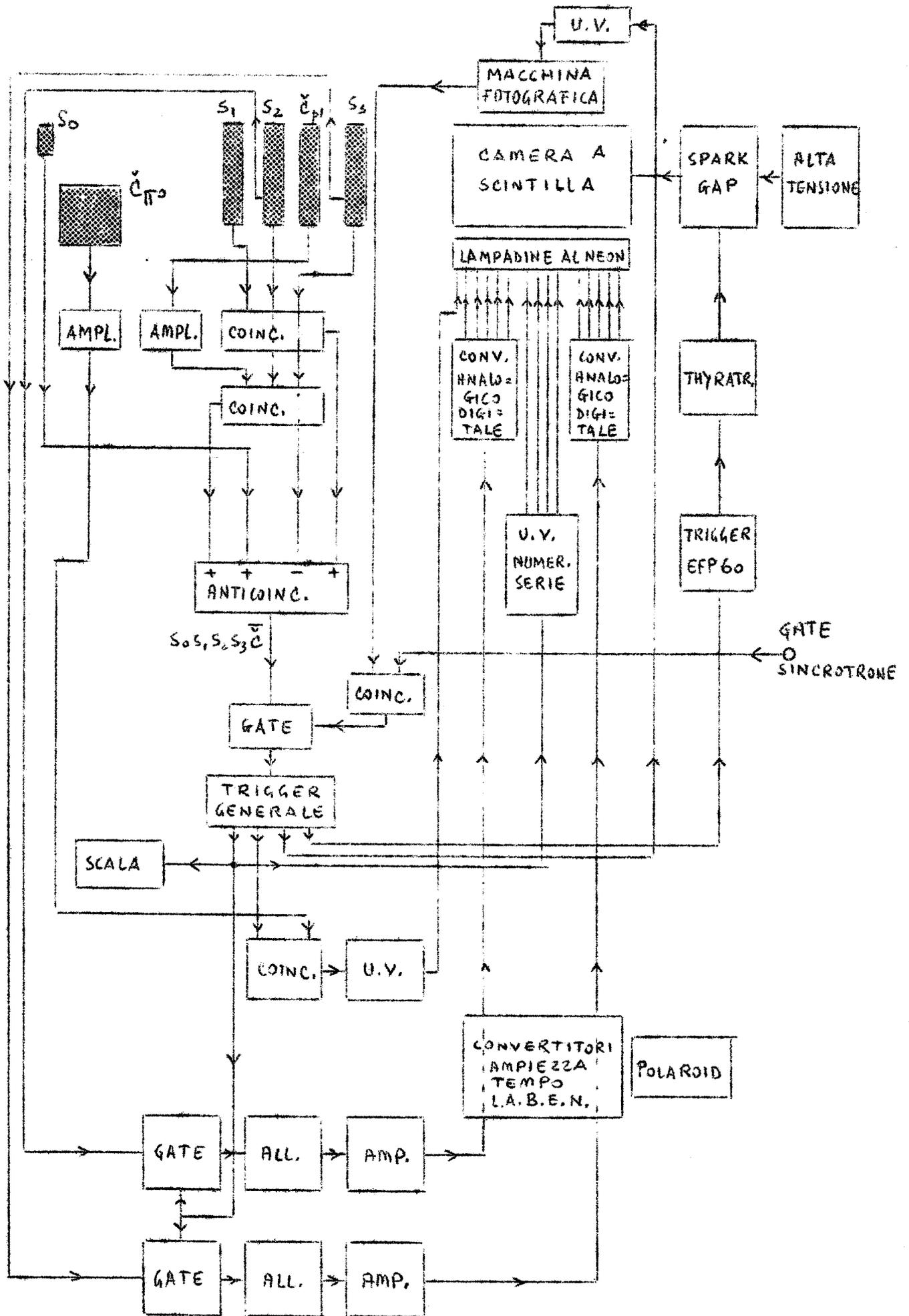


FIG. 8 - SCHEMA A BLOCCHI DELL'APPARATO SPERIMENTALE

(Mod. CNRN/CR3)<sup>(28)</sup> aventi un potere risolutivo dell'ordine di  $10 \text{ ns}^{(x)}$ . È stato necessario fare delle modifiche allo stadio di uscita per avere un impulso di coincidenza di ampiezza sufficiente per comandare circuiti di coincidenza dello stesso tipo (nel mod. originale infatti l'impulso di uscita è inferiore alla soglia dello stesso circuito).

Il trigger è mostrato in fig. 9. Si ha in ingresso un cathode follower, e poi un Blocking oscillator (E180F) che dà impulsi di 100 ns, 30 V con un tempo di salita inferiore a 6 ns. Con il doppio diodo EAA91 il Blocking è portato in regime di conduzione solo quando è presente lo impulso di gate del sincrotrone (20 volte al sec), e viene interdetto durante il periodo di avanzamento della macchina fotografica. Poichè il Blocking oscillator ha un'impedenza di uscita <sup>alta</sup>  $\sqrt{\quad}$  è stato necessario inviare l'impulso ai vari circuiti per mezzo di quattro cathode follower.

Lo schema del gate allungatore è riportato in fig. 10. La valvola  $V_1$  normalmente conduce, in queste condizioni l'impulso positivo proveniente dal dinodo del fotomoltiplicatore, mandato direttamente in p $\grave{a}$ acca, viene tagliato dal diodo Q6/100. Solo quando è presente l'impulso di gate, che spegne la valvola, l'impulso del dinodo passa nel circuito allungatore attraverso il cathode follower  $V_2$ . La capacità  $C_p$  rimane carica ad una tensione pari all'altezza dell'impulso in ingresso, non potendosi scaricare attraverso i diodi Q6/100. L'impulso allungato è inviato attraverso un secondo cathode follower alla valvola amplificatrice  $V_4$ . L'impulso in uscita invertito, ritardato di 2  $\mu\text{s}$  con un cavo HH/2500 scarica la capacità  $C_p$  attraverso le valvole  $V_5$  e  $V_6$ . Si ottiene così in uscita un impulso squadrato

---

(x)  $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ sec}$ ;  $1 \mu\text{s} = 10^{-6} \text{ sec}$ ;  $1 \text{ ms} = 10^{-3} \text{ sec}$ .

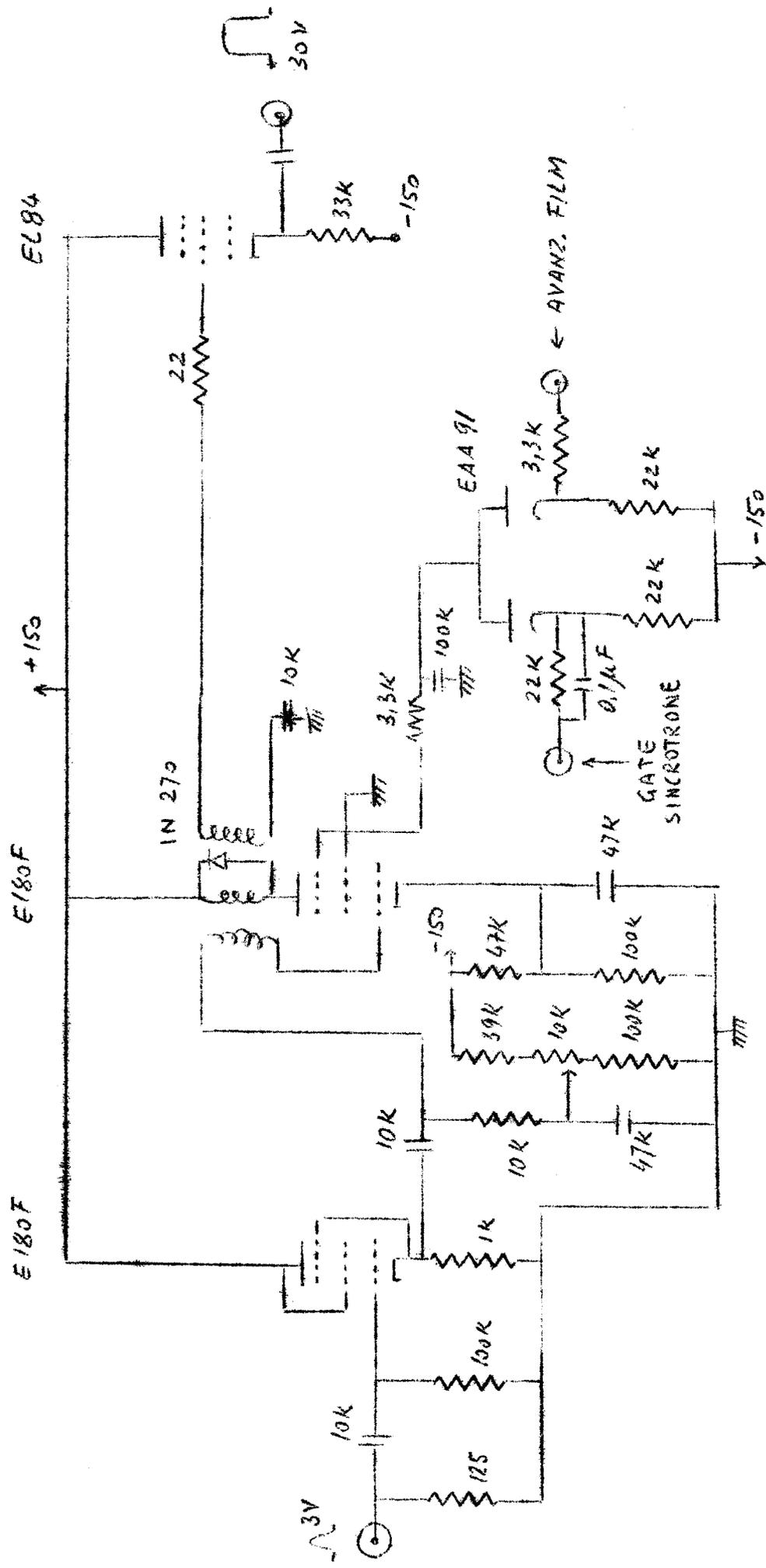


FIG. 9 - TRIGGER

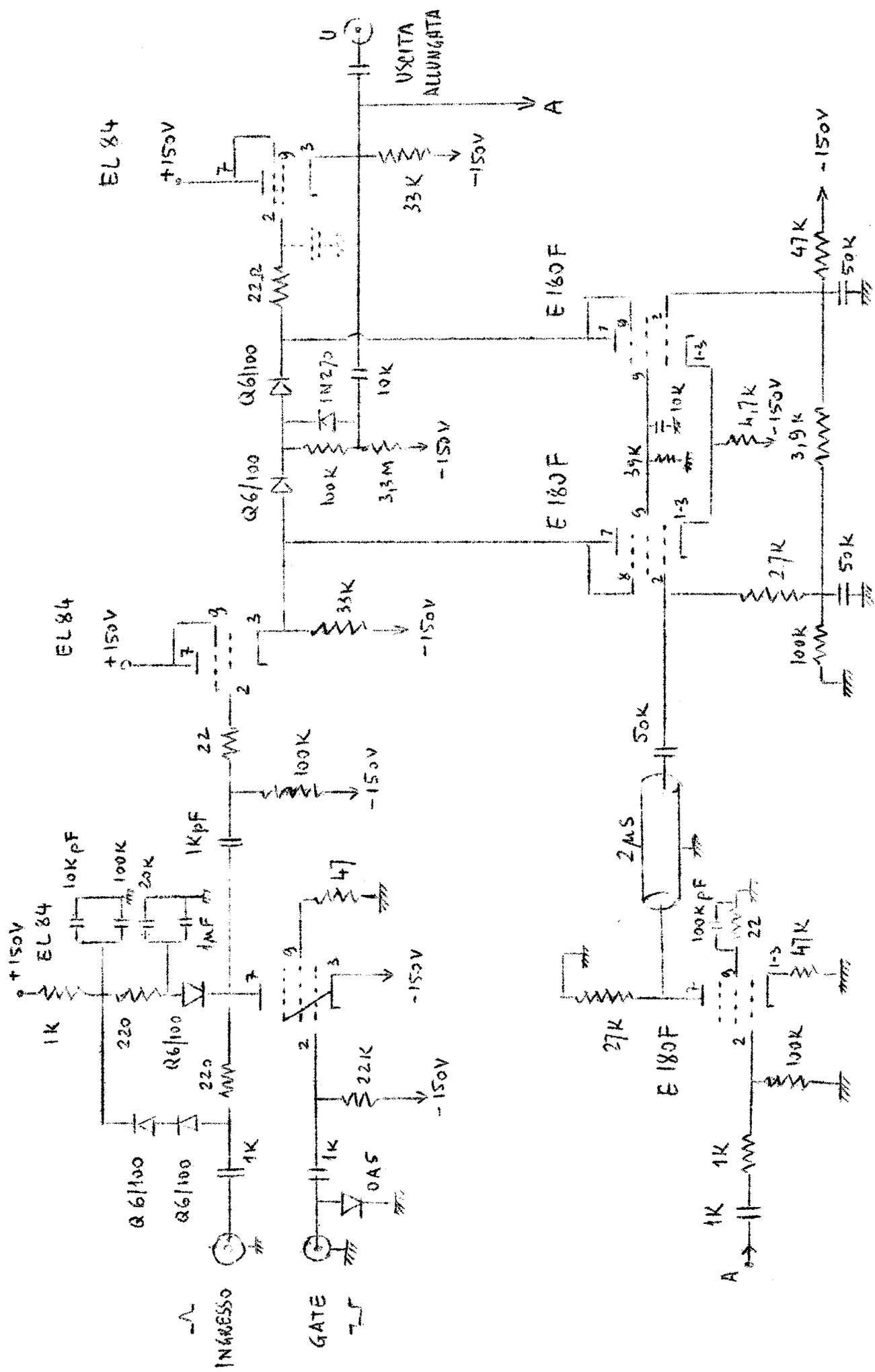


FIG. 10 - GATE LINEARE RAPIDO E ALLUNGATORE

lungo 2  $\mu$ s e di altezza proporzionale a quella d'ingresso. Dalla curva di taratura riportata in fig. 11 si vede che il circuito è lineare per segnali in ingresso compresi tra 2 e 12 volt.

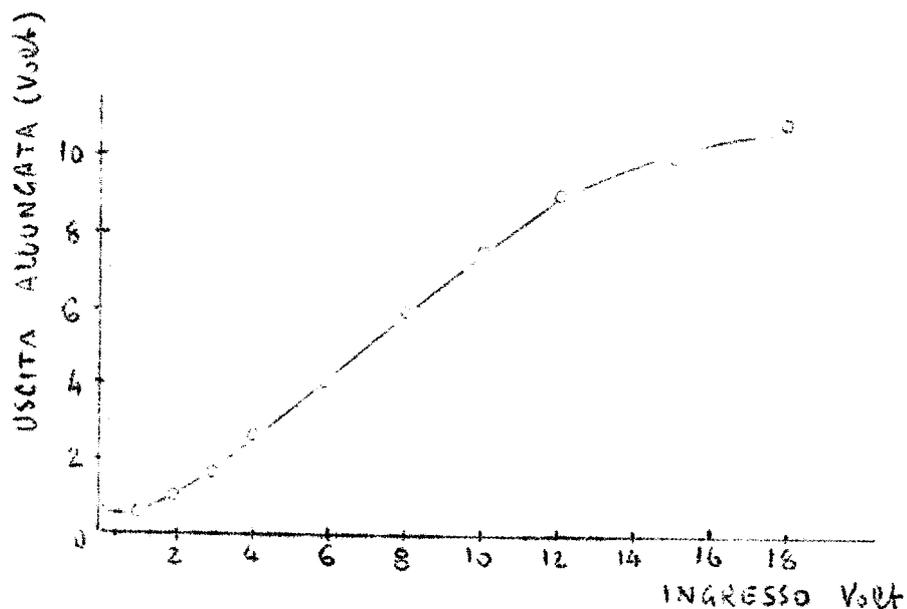


FIG. 11 - TARATURA DEL GATE ALLUNGATORE

In fig. 12 è riportato lo schema a blocchi dettagliato del convertitore analogico-digitale. L'impulso proveniente dal dinodo del fotomoltiplicatore dopo essere stato allungato è inviato ad un convertitore ampiezza tempo (multi-canale LABEN) che dà un impulso di ampiezza costante la cui durata è proporzionale all'ampiezza del segnale in ingresso. L'uscita del convertitore apre un gate che lascia passare un treno di impulsi il cui numero è così proporzionale al segnale di ingresso. Una catena di 5 Flip-Flop,

le cui uscite sono connesse con delle lampade al neon, registrano in forma binaria il numero degli impulsi. Dopo due ms dall'arrivo del segnale di gate i Flip-Flop vengono azzerati dimodochè le neon restano accese solo per 2 ms.

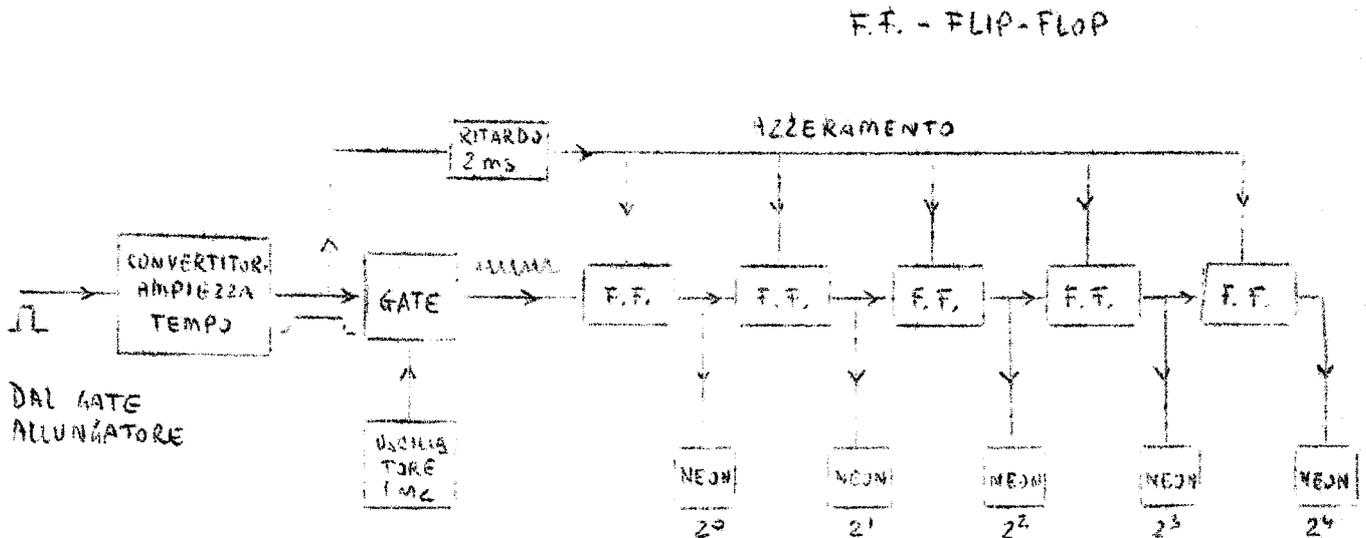


FIG. 12 - CONVERTITORE ANALOGICO-DIGITALE

§ 4 - Il contatore di Cerenkov a plexiglass.

Il contatore di Cerenkov (fig. 13) è costituito da un blocco di plexiglass delle dimensioni di 20 x 20 x 5 cm<sup>3</sup>.

La soglia di un contatore di Cerenkov è data da

$$\beta = 1/n$$

essendo  $n$  l'indice di rifrazione del materiale. Essendo per il plexiglass  $n = 1,5$  si ha una soglia di  $\beta = 0,67$ . Il

plexiglass, ricoperto da un materiale diffondente, è visto lateralmente da due fotomoltiplicatori 56AVP.



FIG. 13

Nella fig. 14 è riportato il numero di fotoni emessi nella banda di frequenza accettata dal fotocatodo, in funzione di  $\beta$ , cioè l'espressione

$$N(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{2\pi}{137} \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 m^2} \right)$$

calcolata per  $\lambda_1 = 3200 \text{ \AA}$  e  $\lambda_2 = 5600 \text{ \AA}$ . I mesoni che vengono rivelati nella camera a scintilla hanno un  $\beta$  compreso tra 0,77 e 0,85, cioè il numero di fotoni prodotto da questi mesoni varia da 650 a 1000.

La messa a punto del Cerenkov è stata fatta con raggi cosmici con il dispositivo mostrato in fig. 15. L'impulso di coincidenza dei due scintillatori  $S_1$ ,  $S_2$  è inviato al trigger di un oscillografo 517, mentre l'impulso del Ce

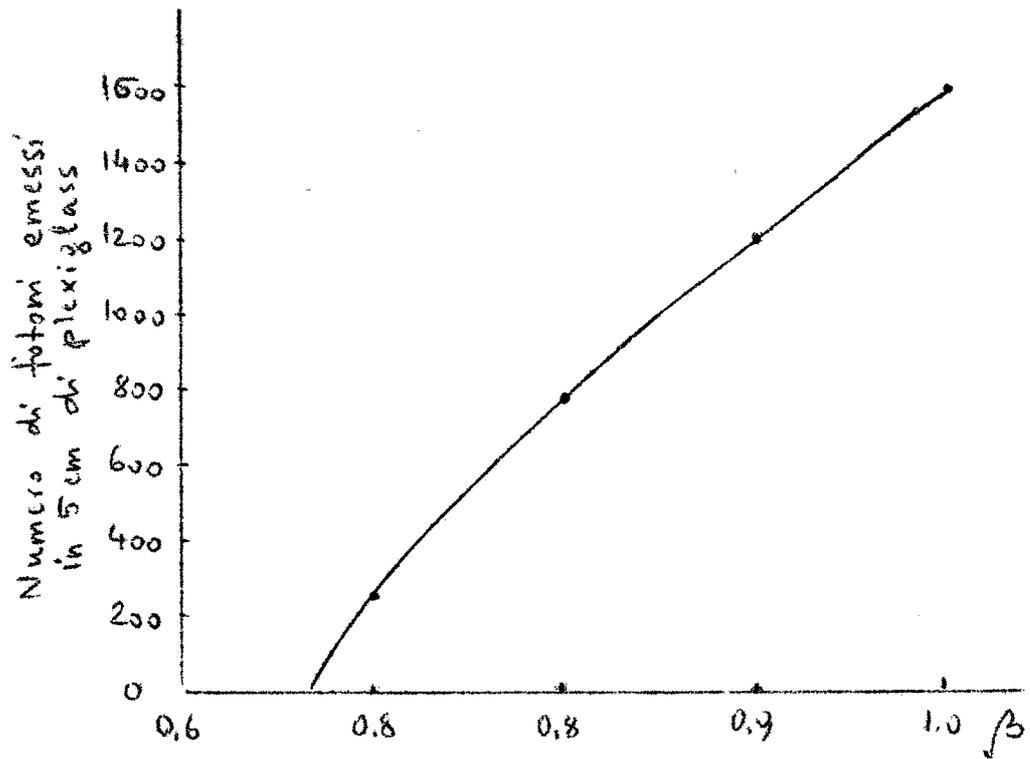


FIG. 14

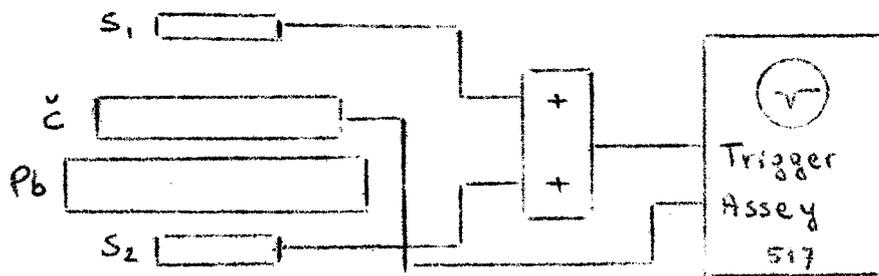


FIG. 15

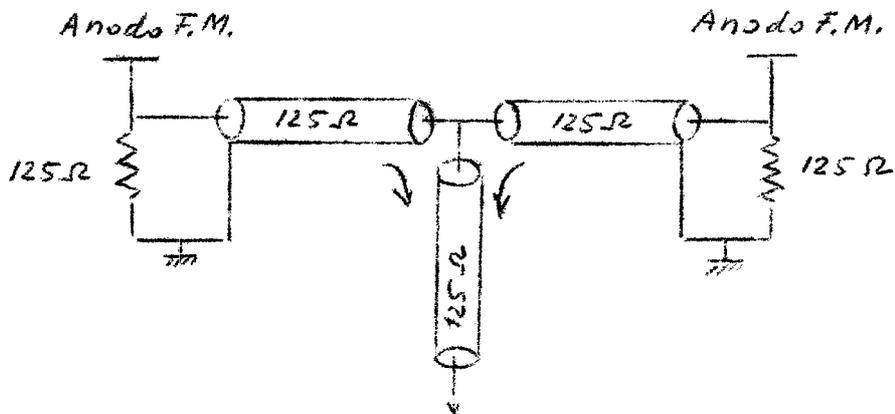


FIG. 16

renkov è inviato all'asse  $y$ . Tra il cerenkov ed il contatore  $S_2$  è stato posto uno spessore di 8 cm di piombo per eliminare le particelle non relativistiche. In queste condizioni ogni qualvolta c'è una coincidenza il Cerenkov è attraversato da una particella con  $\beta \simeq 1$ , che emette in media 1600 fotoni.

I partitori per fotomoltiplicatori sono stati progettati in modo tale da dare un guadagno molto alto, poichè in questo caso non si hanno preoccupazioni di limitazione di carica spaziale e d'altra parte vengono raccolti pochi fotoni per impulso. I due impulsi vengono sommati nel modo indicato in fig. 16.

L'efficienza è risultata sicuramente maggiore del 95%; si hanno però fluttuazioni molto grandi sull'altezza dell'impulso dovute allo scarso numero di fotoni raccolti. Sono state fatte delle misure per avere un ordine di grandezza sul numero di fotoelettroni emessi da una singola particella cominciando col valutare l'altezza media dello impulso dovuto ad un singolo fotoelettrone.

Con un 56AVP è semplice vedere quali sono gli impulsi dovuti ai singoli fotoelettroni provenienti dal fotocatodo; infatti fra fotocatodo e primo dinodo è posta una griglia la cui funzione è quella di focalizzare i fotoelettroni. Al variare della tensione della griglia varia la zona utile del fotocatodo ed è possibile passare con continuità dal caso in cui tutti i fotoelettroni raggiungono il primo dinodo al caso in cui nessuno viene focalizzato. Guardando all'oscillografo gli impulsi di fondo di uno dei due fotomoltiplicatori (F.M.), si nota che variando la tensione della griglia focalizzatrice, gli impulsi dovuti ai singoli fotoelettroni, via via diminuiscono in numero ma non

in ampiezza fino a scomparire. Dallo spettro di questi impulsi riportati in fig. 17 si trova un valor medio di 0,1 V.

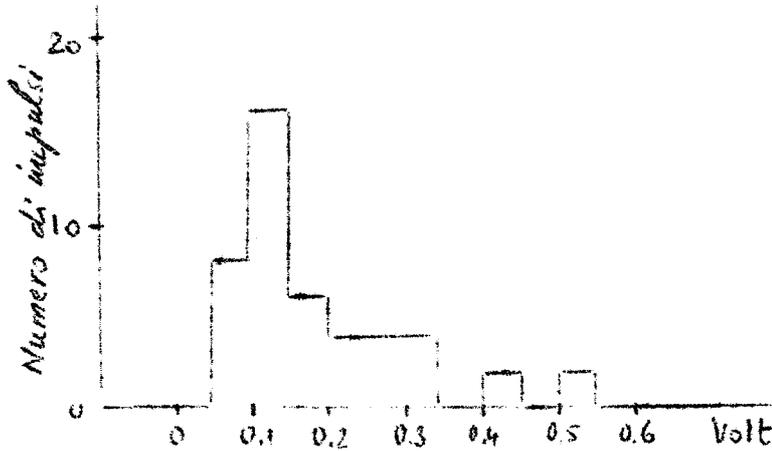


FIG. 17 - SPETTRO DI IMPULSI DI SINGOLI FOTOLETRONI.

L'impulso viene raccolto con una costante di tempo di 10 ns avendosi all'anodo una resistenza da 125 ohm con in parallelo un condensatore da 100 pF. Poichè questa costante di tempo è più grande della durata dell'impulso di un singolo fotoelettrone (2 ns), si può ritenere che in media la carica che giunge all'anodo dovuta ad un fotoelettrone è data da

$$Q = V.C = 0,1 \cdot 100 \cdot 10^{-12} = 10^{-11} \text{ Coulomb.}$$

Da questo valore si può calcolare il valor medio del guadagno del fotomoltiplicatore

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{10^{-11}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 6 \cdot 10^7$$

Ma il guadagno può anche essere dedotto dalla seguente espressione

$$G = i/n.e$$

essendo  $i$  la corrente di fondo dovuta ai fotoelettroni emessi dal fotocatodo ed  $n$  il numero di fotoelettroni emessi al secondo. Facendo la differenza tra il massimo ed il minimo valore della corrente di fondo al variare della tensione della griglia focalizzatrice si trova  $i = 2 \cdot 10^{-6}$  Amp; mentre contando gli impulsi all'oscillografo si è trovato in media  $n = 14/100$   $\mu$ s. Si ricava quindi il valore di  $G$ :

$$G = \frac{2 \cdot 10^{-6}}{1,4 \cdot 10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 9 \cdot 10^7$$

I due valori trovati con due metodi diversi provano che si può assumere un valor medio di 0,1 V per impulsi di singoli fotoelettroni. Guardando gli impulsi del Cerenkov con la stessa costante di tempo, con il dispositivo di fig. 15, si trova uno spettro di impulsi che va da 1 a 5 V. Se ne deduce che particelle relativistiche danno luogo a  $10 \div 50$  fotoelettroni. Assumendo una efficienza del fotocatodo del 10% si trova che la percentuale dei fotoni raccolti varia dal 7% al 30%. Da un esame della fig. 14 si può concludere che gli impulsi dovuti ai pioni rivelati dalla camera a scintilla, aventi un  $\beta$  compreso fra 0,77 e 0,85, danno luogo a  $5 \div 25$  fotoelettroni.

Un calcolo dell'efficienza di raccolta della luce dà un valore dell'ordine del 20%.

#### § 5 - Considerazioni sulla misura di perdite di energia.

Uno dei metodi comunemente usati per la misura di per

di energia  $\frac{dE}{dx} \Delta x$  consiste nell'adoperare come assorbitore uno scintillatore sottile. Quando questo viene attraversato da una particella carica emette un certo numero di fotoni dipendenti da  $\frac{dE}{dx} \Delta x$ . Mediante un F.M., il cui fotocatodo vede lo scintillatore, l'impulso di luce viene trasformato in un impulso di tensione la cui altezza massima  $V_{\max}$  è correlata alla perdita di energia della particella. Si trova che nel caso generale non c'è diretta proporzionalità tra altezza di impulso e perdita di energia.

L'energia spesa da una particella nell'attraversare lo scintillatore va in parte ad ionizzare gli atomi e in parte ad eccitare gli stati atomici e molecolari del cristallo; questi ritornano allo stato fondamentale emettendo dei fotoni distribuiti nel tempo secondo una legge esponenziale. Sono stati fatti dei modelli per trovare la relazione che lega l'energia media emessa sotto forma luminosa  $dL/dx$  e l'energia media perduta  $dE/dx$ .

Birks (29) trova la seguente espressione:

$$\frac{dL}{dx} \propto \frac{dE/dx}{1+B(dE/dx)} \quad \text{con } B \text{ costante.}$$

Wright (30) con un modello diverso giunge alla relazione

$$\frac{dL}{dx} \propto \log \left( 1 + a \frac{dE}{dx} \right) \quad \text{ove } a \text{ è una costante.}$$

Ambedue le espressioni si adattano bene ai risultati sperimentali (31-32). Si trova per  $a$  un valore di  $25 \text{ mg/MeV.cm}^2$  per scintillatori plastici. In fig. 18 è riportata la relazione di Wright; si può notare una perfetta proporzionalità sino ad una perdita di energia pari a  $10 \text{ MeV/gr}$ , cioè per protoni e mesoni con un'energia rispettivamente maggiore di 70 e 10 MeV.

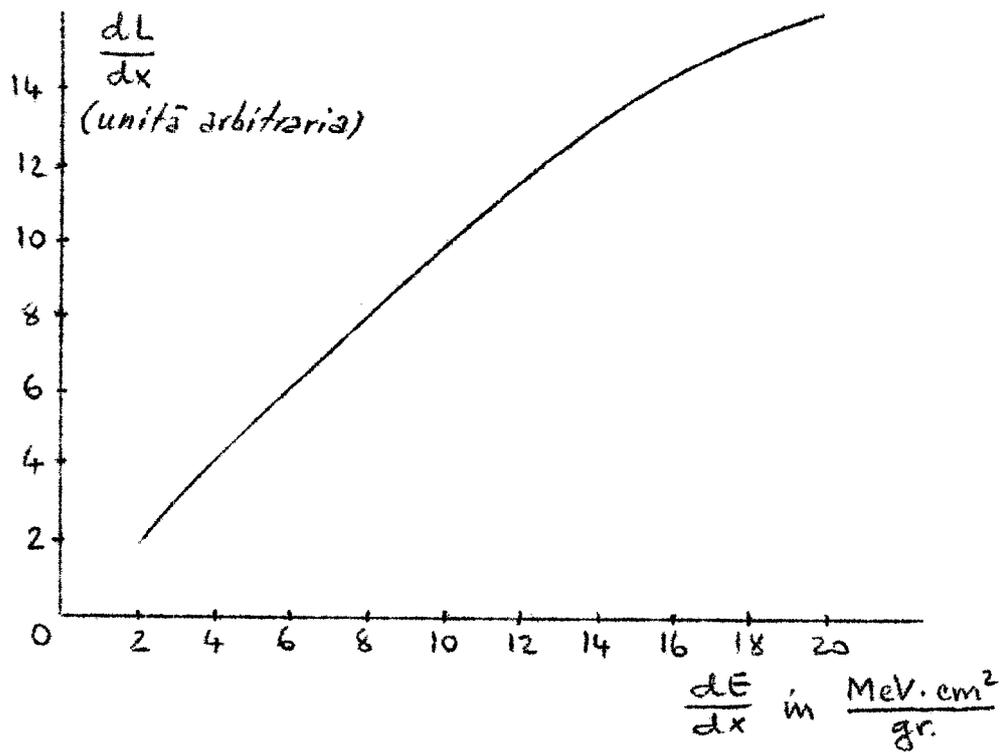


FIG. 18 - RELAZIONE DI WRIGHT

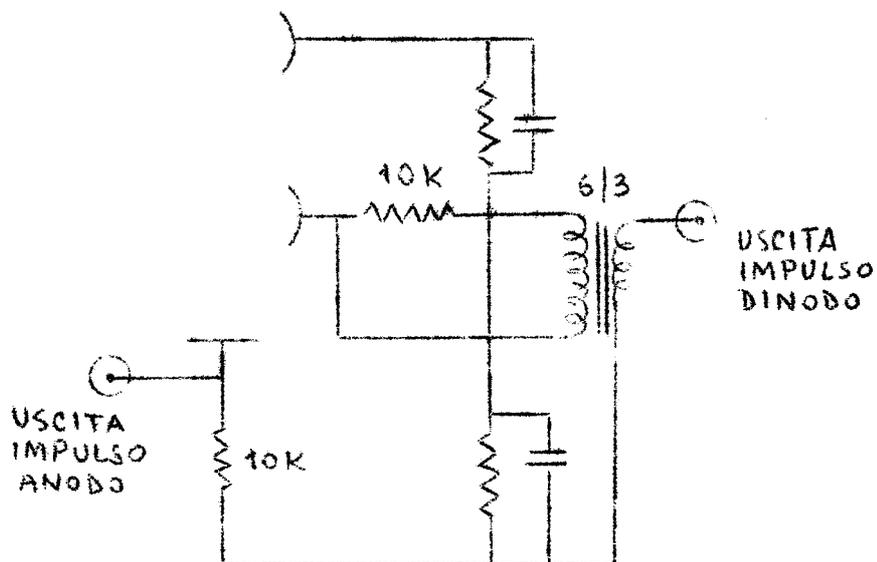


FIG. 20

Vediamo adesso se il fotomoltiplicatore mantiene questa proporzionalità. Se la legge di emissione dei fotoni è del seguente tipo

$$n(t) = \frac{n}{\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}}$$

ove  $n = \langle dL/dx \rangle$  numero medio di fotoni emessi.

$\tau_s$  = costante di decadimento dello scintillatore.

e se l'impulso di corrente di un solo fotoelettrone ha la seguente forma

$$\overline{i(t)} = \frac{Ge n}{\sqrt{\pi} T_m} e^{-\left(\frac{t-\tau}{T_m}\right)^2}$$

$G$  = guadagno del fotomoltiplicatore

$e$  = carica dell'elettrone

$\tau$  = tempo di transito medio tra fotocatodo e anodo

$T_m$  = larghezza dell'impulso di corrente per singolo fotoelettrone

allora la corrente media che giunge all'anodo in seguito all'emissione di  $n$  fotoni è data da

$$i(t) = \frac{Ge n}{\tau_s \sqrt{\pi} T_m} \int_0^t e^{-\left(\frac{t-x-\tau}{T_m}\right)^2} e^{-\frac{x}{\tau_s}} dx = n \cdot I(t)$$

La carica viene raccolta da una capacità (parassita) e da una resistenza in parallelo. La tensione all'anodo è allora data dalla seguente equazione differenziale:

$$C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} = n \cdot I(t)$$

la cui soluzione è

$$V(t) = e^{-\frac{t}{RC}} \left\{ \frac{n}{C} \int e^{\frac{t}{RC}} I(t) dt + \text{cost} \right\}$$

cioè

$$V(t) = e^{-\frac{t}{RC}} (n \cdot \varphi(t) + \text{cost})$$

ove

$$\varphi(t) = \frac{1}{C} \int e^{t/RC} I(t) dt$$

Per trovare la costante occorre imporre la condizione

$V(0) = 0$ . Si trova così:

$$V(t) = n \cdot e^{-\frac{t}{RC}} [\varphi(t) - \varphi(0)]$$

da cui si vede che  $V_{\max} \propto n = \frac{dL}{dx} \Delta x \propto \frac{dE}{dx} \Delta x$   
cioè concludendo

$$V_{\max} \propto \frac{dE}{dx} \Delta x.$$

Anche se le particelle che attraversano uno scintillatore hanno la stessa energia e sono identiche, si presenta un allargamento sulla distribuzione in ampiezza degli impulsi dovuto alle fluttuazioni che hanno luogo nell'apparato di misura. È opportuno distinguere fluttuazioni

strumentali, e fluttuazioni naturali. Le prime sono quelle che almeno in linea di principio possono rendersi piccole quando si vuole, cioè sono quelle dovute ad imperfezioni nello scintillatore, disuniformità nella raccolta della luce, non uniformità di risposta del fotocatodo, tensioni non stabilizzate ecc. Le fluttuazioni naturali invece sono dovute al carattere statistico della perdita di energia di una particella nello scintillatore, al fotocatodo e al processo di moltiplicazione degli elettroni all'interno del F.M. L'errore quadratico medio relativo della altezza dell'impulso dovuto alle sole fluttuazioni naturali è dato dalla seguente espressione

$$\sigma = \sqrt{\left[\left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 - \frac{1}{\bar{n}}\right] + \frac{\delta}{(\delta-1)\bar{n}\eta}}$$

$\sigma_n$  = errore quadratico medio sul numero di fotoni che arrivano sul fotocatodo

$\bar{n}$  = numero medio di fotoni che arrivano sul fotocatodo

$\delta$  = coefficiente di moltiplicazione di un dinodo

$\eta$  = efficienza del fotocatodo.

Se il numero di fotoni emessi ubbidisce alla legge di distribuzione di Gauss, il termine fra parentesi si annulla. In questo caso si ha quindi un errore minimo. Per valutare  $\sigma_n$  è necessario fare alcune considerazioni sul meccanismo della perdita di energia. Si presentano due casi possibili: durante l'attraversamento dello scintillatore ha luogo un gran numero di collisioni in cui vengono prodotti raggi  $\delta$ ; in questo caso le fluttuazioni sulla perdita di energia sono gaussiane. Nel secondo caso si ha una piccola pro-

babilità per la formazione di un raggio  $\delta$  ; le fluttuazioni allora non sono simmetriche attorno al valor medio, ma presentano una coda dalla parte delle grandi energie. Queste fluttuazioni sono state esaminate da Landau<sup>(33)</sup> e Symons<sup>(34)</sup> che ne hanno dato la legge di distribuzione.

Un criterio per decidere quale delle due leggi di distribuzione si debba prendere in considerazione è il seguente<sup>(35)</sup>:

$$\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \ll 0,074 \quad x \quad \text{distribuzione di Gauss}$$

$$\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \gg 0,074 \quad x \quad \text{distribuz. di Landau}$$

essendo  $x$  lo spessore del materiale attraversato in  $\text{gr/cm}^2$  e  $\beta$  la velocità della particella. Gli errori quadratici medi relativi sono dati da

$$\left(\frac{\sigma}{\bar{m}}\right)_{\text{Gauss}} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$

$$\left(\frac{\sigma}{\bar{m}}\right)_{\text{Landau}} = \frac{0,30 Z \cdot x}{\beta^2 A \Delta E}$$

ove  $Z$  ed  $A$  sono il numero atomico ed il peso atomico del materiale attraversato e

$$\Delta E$$

è il valor medio dell'energia perduta.

#### § 6 - Messa a punto dell'apparato per la misura di perdite di energia.

È stato montato un telescopio per la messa a punto

dei contatori  $S_2$  ed  $S_3$  quali misuratori della perdita di energia e per esaminare il comportamento del Cerenkov a plexiglass per particelle non relativistiche. La fig. 19 mostra la disposizione dei contatori e lo schema a blocchi dell'elettronica. L'impulso di coincidenza  $S_1 S_2 S_3 \overline{S_4} \overline{C}$  fa scattare un circuito di trigger che apre un gate per un tempo di 100 ns. L'impulso del contatore  $S_2$  passa attraverso il gate, viene allungato, amplificato ed inviato ad un analizzatore di ampiezza d'impulsi a 200 canali (LABEN). Variando gli assorbitori  $R_1$  o  $R_2$  si varia l'intervallo di range delle particelle accettate. Gli impulsi da  $S_2$  ed  $S_3$  di cui si vuol fare l'analisi in ampiezza sono presi dai dinodi. Per diminuire le fluttuazioni sull'altezza degli impulsi è opportuno raccogliere gli elettroni con una costante di tempo più grande della somma della costante di tempo di decadimento dello scintillatore con le fluttuazioni del tempo di raccolta. Con un cavo da 200 ohm ed una capacità parassita di 10 pF si ha una costante di tempo di 2 ns, cioè si fa la statistica su  $\approx 1/3$  degli elettroni emessi dal dinodo. Mettendo sul dinodo un trasformatore di impedenza (fig. 20) si ottiene una costante di tempo 4 volte più grande, (infatti il rapporto di trasformazione è di  $2/1$ ), sufficiente per una raccolta totale della carica. Sono state fatte misure variando lo spessore degli assorbitori ed esaminando così protoni e mesoni di diverse energie. Sono riprodotti alcuni spettri di impulsi del contatore  $S_2$  corrispondenti a particelle aventi un range di  $20 \pm 2$  gr/cm<sup>2</sup> di rame (fig. 21) ed un range di  $48 \pm 3$  gr/cm<sup>2</sup> (fig. 22). In ogni figura sono riportati gli spettri con e senza Cerenkov in anticoincidenza. Il primo picco è dovuto ad elettroni e pioni, il secondo a protoni. Con il Ce-

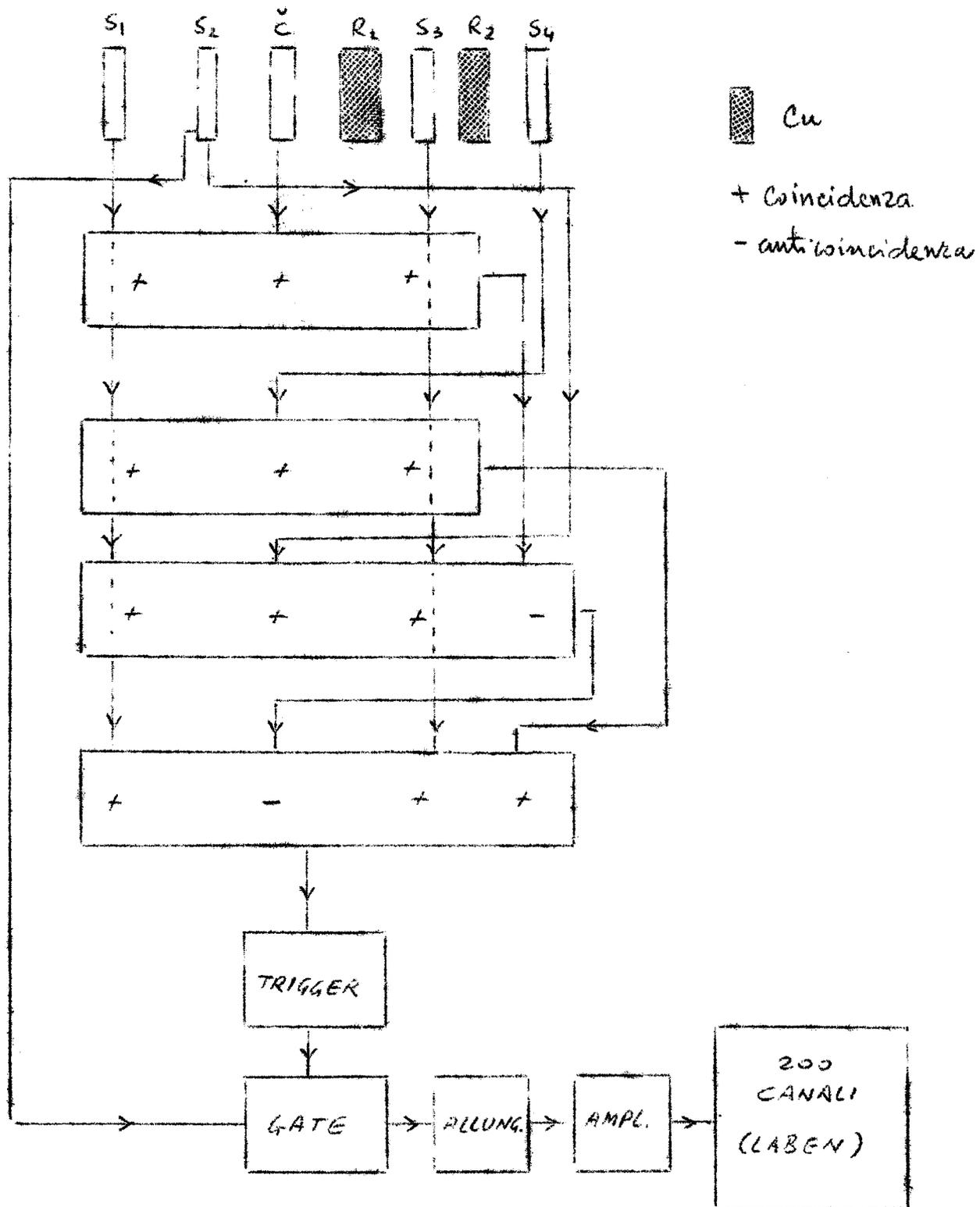


FIG. 19

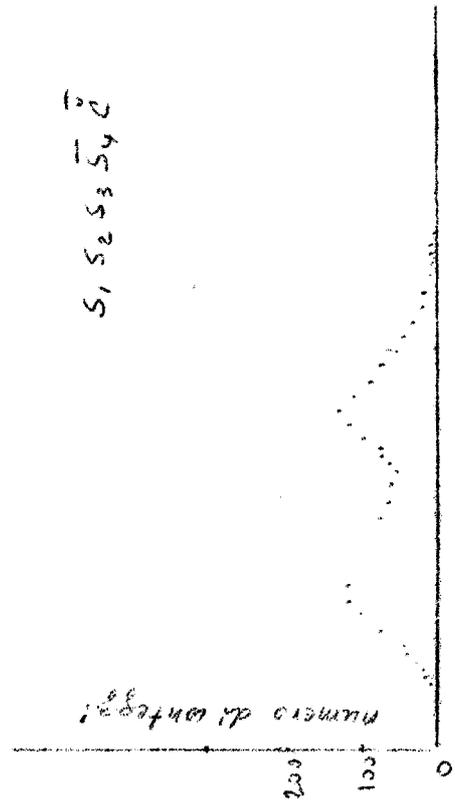
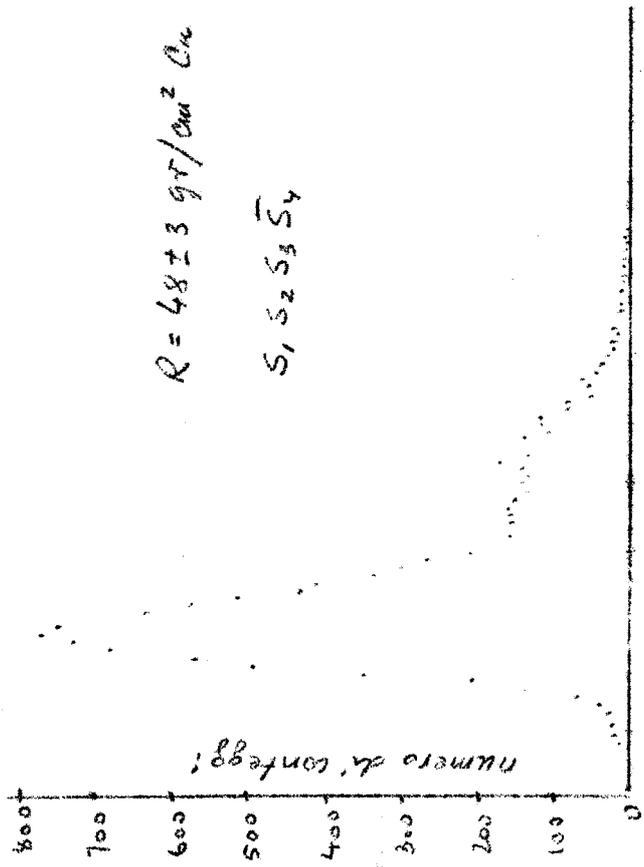
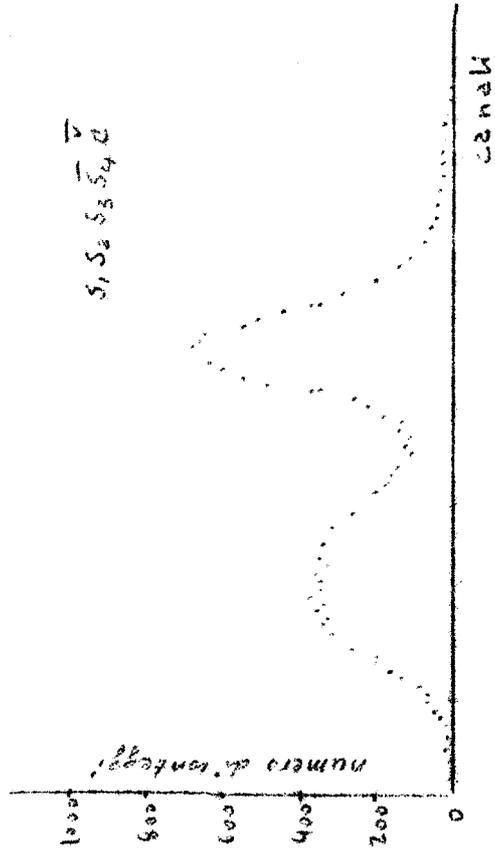
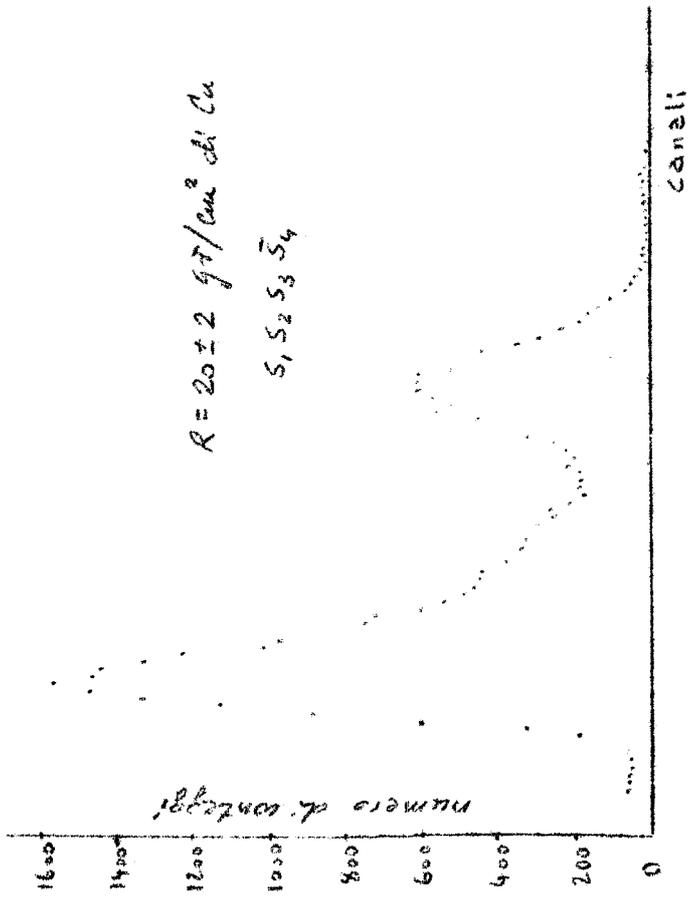


FIG. 21 - SPETTRI DI IMPULSI IN  $S_2$

FIG. 22 - SPETTRI DI IMPULSI IN  $S_2$

renkov in anticoincidenza gli elettroni vengono eliminati ma alcuni mesoni passano a causa della bassa efficienza del Ceronkov.

In fig. 23 sono riportati i valori misurati e normalizzati della perdita di energia media confrontati con i valori calcolati. Il buon accordo tra i risultati sperimentali e quelli previsti prova che il contatore  $S_2$  lavora in una zona lineare. Analoghi risultati sono stati ottenuti con il contatore  $S_3$ .

Dal picco dei protoni di fig. 21 si trova un errore quadratico medio relativo  $\sigma$  del 10%. Dalla formula che tiene conto solo delle fluttuazioni naturali si trova  $\sigma = 3\%$ , tenendo conto dei seguenti dati:

Energia persa per creare un fotone: 400 eV.

Perdita di energia per protoni con range di 20 gr/cm<sup>2</sup> = 6,5 MeV.

$$\delta = 3$$

$$\eta = 0,10.$$

Se si tiene conto che l'allargamento dovuto allo spread in energia dei protoni è di circa 8%, il valore calcolato con corda con quello misurato. Questo ci assicura che le fluttuazioni strumentali sono trascurabili.

Il  $\sigma$  per pioni è più grande. Cioè è dovuto anzitutto al fatto che pioni di uguale range perdono in media meno energia; in secondo luogo le fluttuazioni per pioni di que sta energia seguono la legge di distribuzioni di Landau come si trova facilmente dalle relazioni riportate a pag. 30. Che ciò sia vero si deduce dalla fig. 24 che riporta la distribuzione in ampiezza degli impulsi dovuti a pioni (ad un angolo di 42° gli elettroni sono in numero trascurabile se si adopera una targhetta di idrogeno), assieme alla curva

$$\frac{dE}{dx} \text{ in } \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} (\text{CH}_2)$$

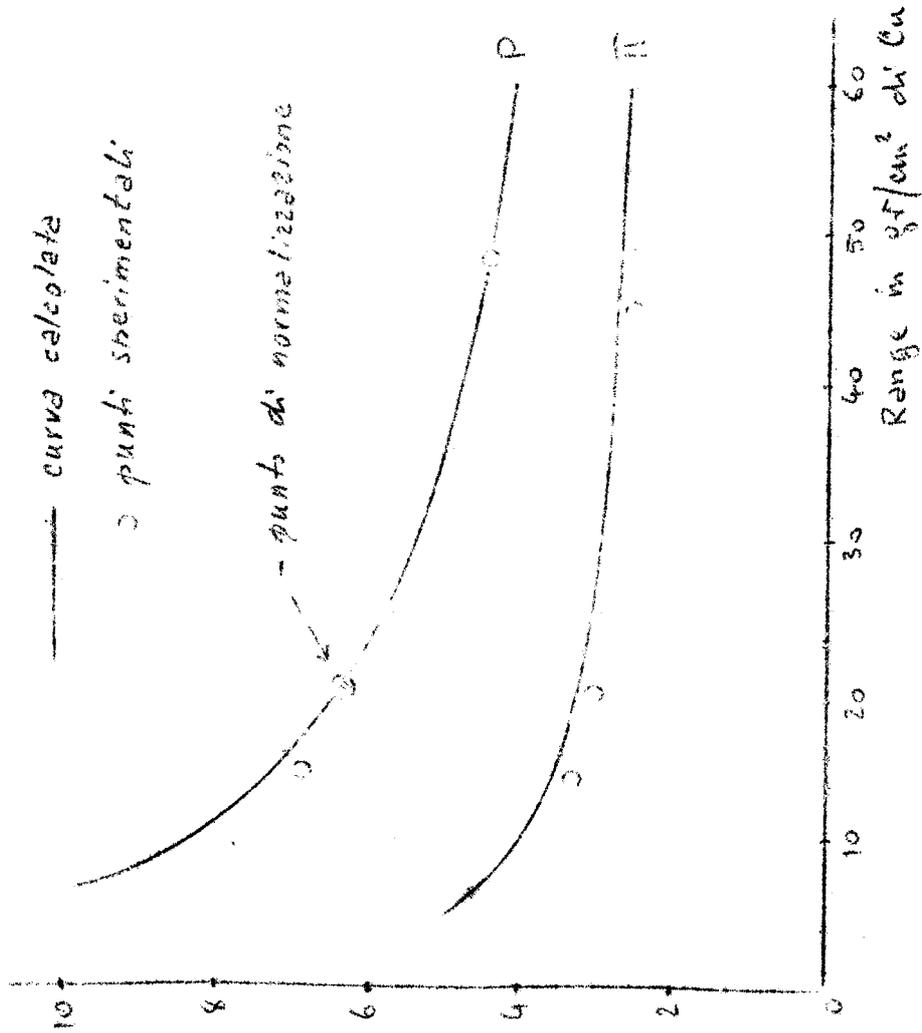


FIG. 23

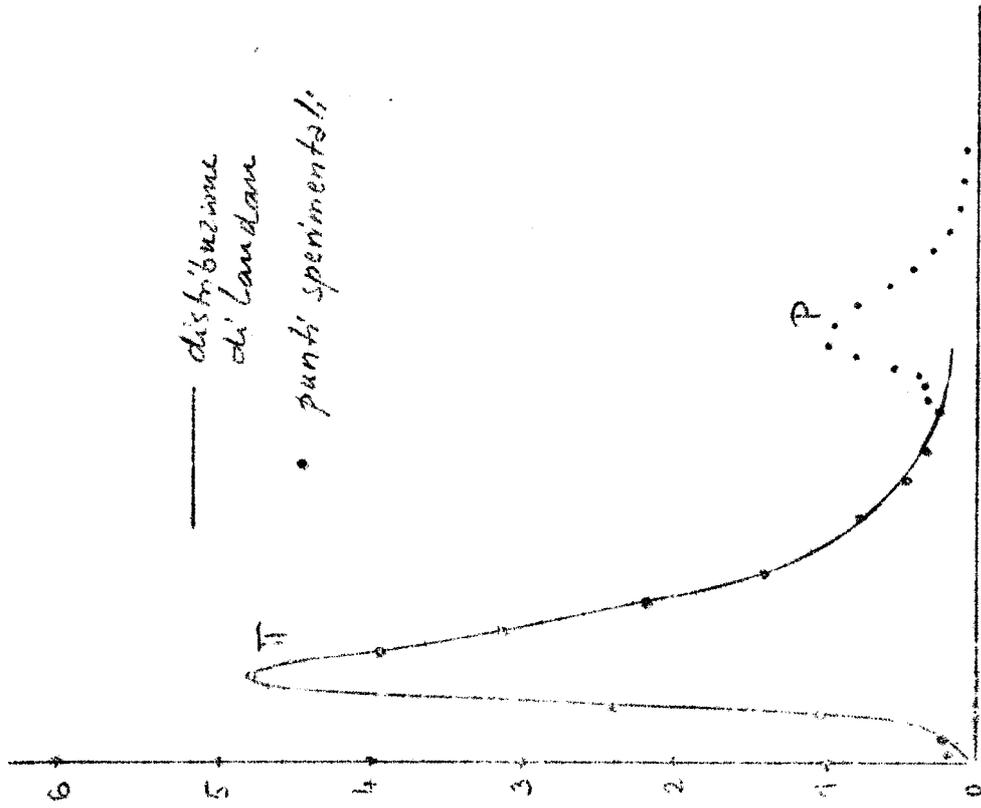


FIG. 24

di distribuzione di Landau opportunamente normalizzata. In fig. 25 invece è riportato uno spettro di soli protoni (presi in coincidenza con il  $C_{\pi^0}$ ) assieme alla curva di distribuzione di Gauss. Il buon accordo tra punti sperimentali e curve teoriche mostra ancora una volta che tutto l'apparato funziona in modo soddisfacente, come si può anche vedere dalla diretta proporzionalità tra  $dL/dx$  medio e  $dE/dx$  medio. (Fig. 26)

### § 7 - Processi in concorrenza.

I protoni rivelati dalla camera a scintilla possono provenire dai seguenti processi:

- a)  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$
- b)  $\gamma + p \rightarrow p + \gamma$
- c)  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^- + \pi^+$
- d)  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0$
- e)  $\gamma + p \rightarrow p + n\pi$

Per selezionare i protoni provenienti dalla fotoproduzione del  $\pi^0$  si possono seguire 3 vie diverse:

- prendere solo quei protoni che sono in coincidenza con il  $C_{\pi^0}$ .
- Rivelare tutti i protoni e sottrarre da questi il contributo dovuto ad altri processi.
- Mettersi in condizione di cinematica tali da proibire la rivelazione di protoni provenienti dai processi b) c) d) e).

Con il primo metodo è difficile una valutazione corretta del valore assoluto della sezione d'urto che dipende dell'efficienza del  $C_{\pi^0}$ . Inoltre la variazione dell'efficienza in funzione dell'angolo di emissione del  $\pi^0$  pone dei

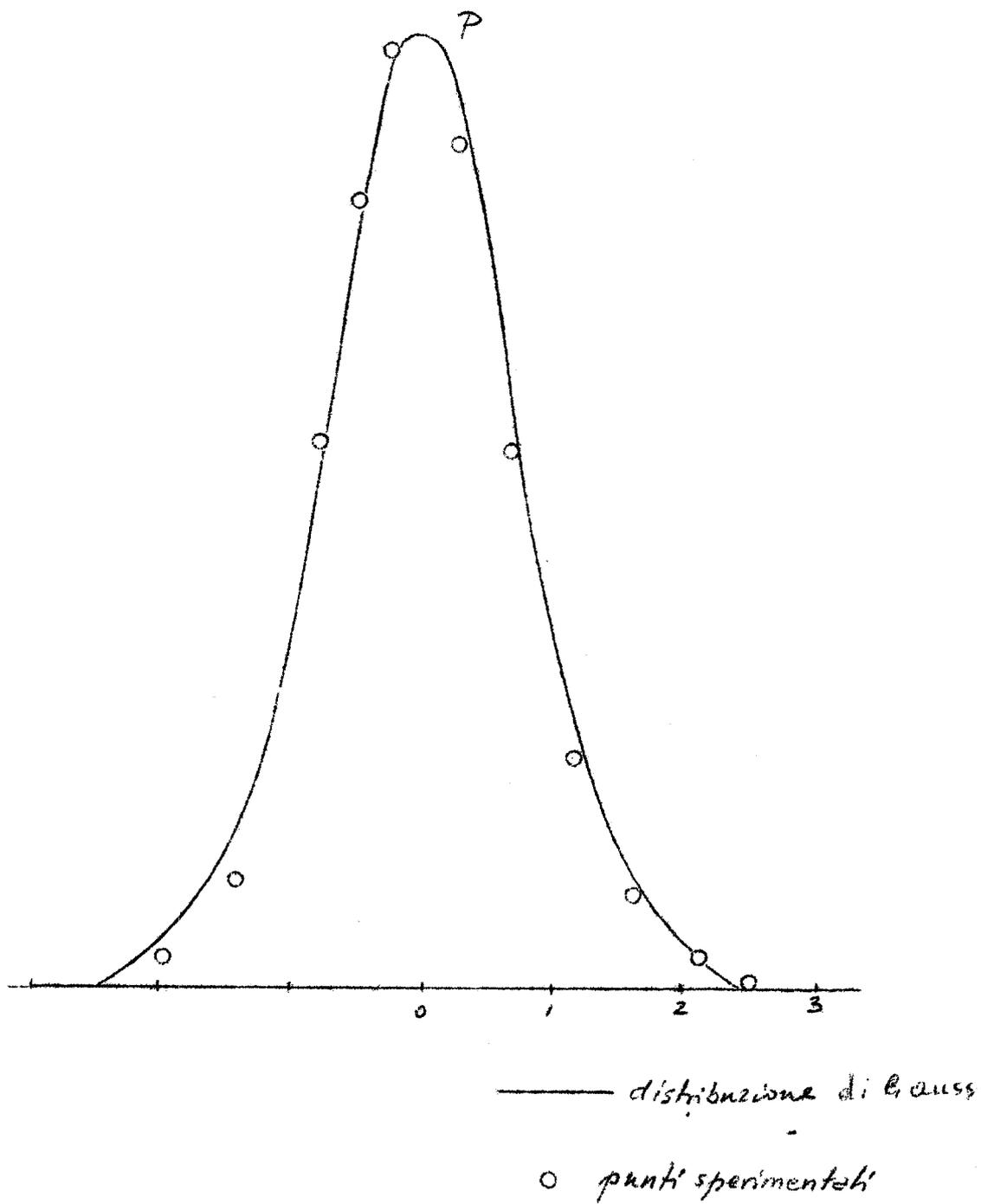


FIG. 25

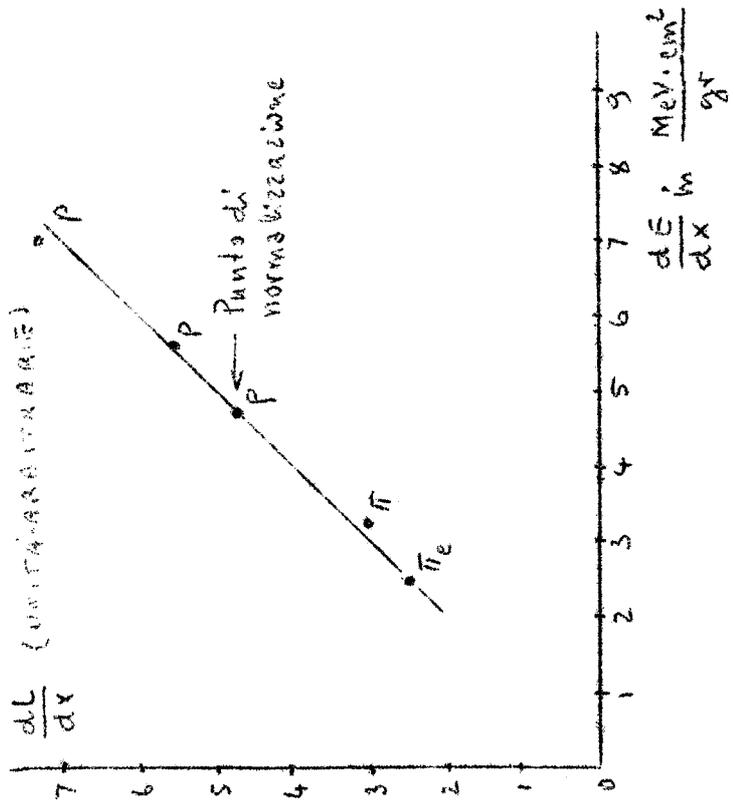


FIG. 26

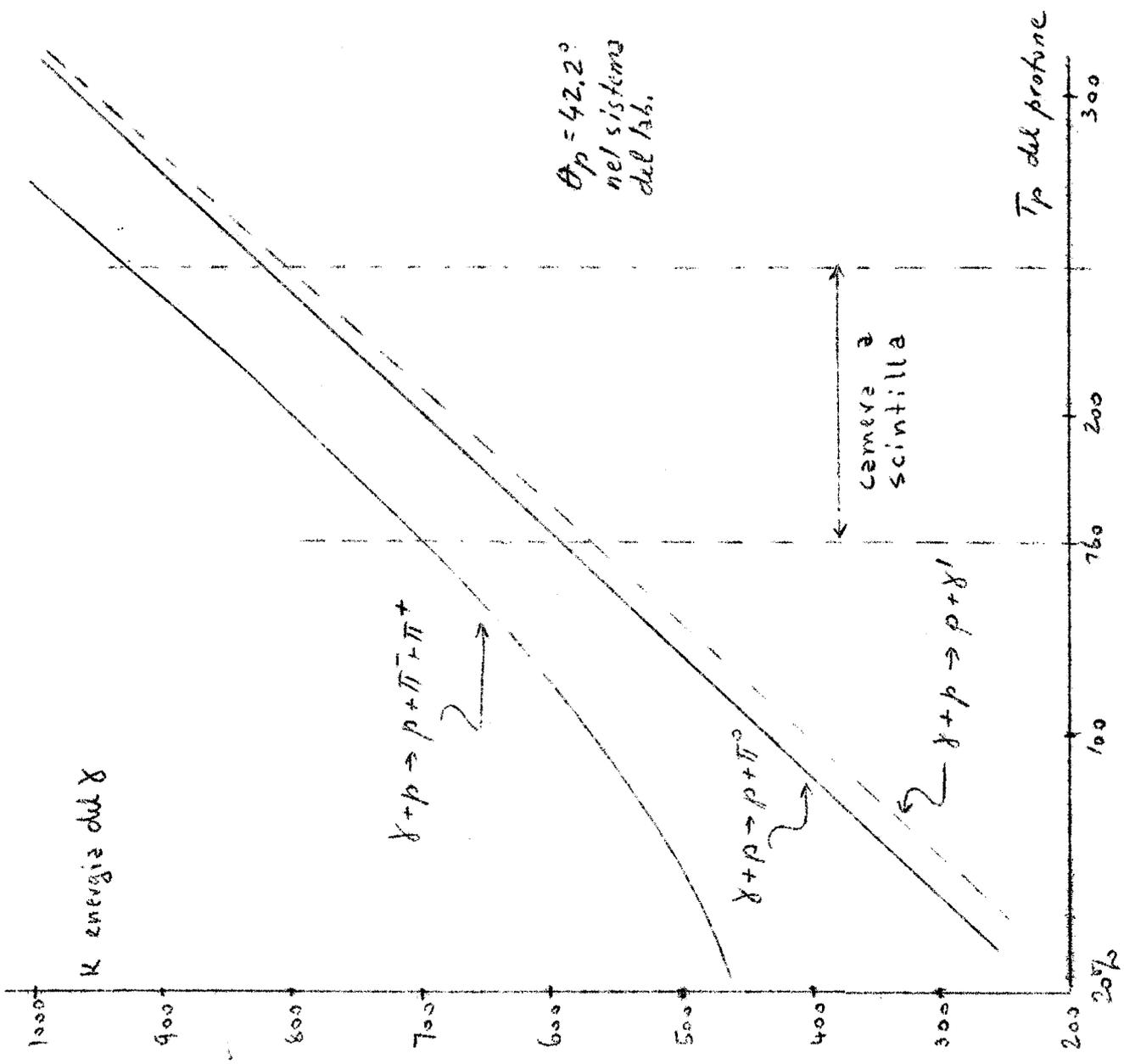


FIG. 27 - CINEMATICA DEI PROCESSI  
 $X + p \rightarrow p + X'$ ;  $X + p \rightarrow p + \pi^0$ ;  $X + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^+$

limiti anche sulla determinazione della forma della sezione d'urto nel caso in cui si vogliono fare misure contemporanee su di un grande intervallo di energia del  $\gamma$ .

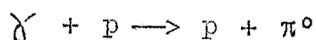
Il secondo metodo richiede la conoscenza del valore assoluto delle sezioni d'urto differenziali per i processi b), c), d), e); queste nel range di energia del gamma di 600 - 800 MeV non sono attualmente del tutto note. Il terzo metodo si presenta quindi come il più favorevole.

In fig. 27 sono riportate le cinematiche dei processi a, b, c, da cui si vede che è possibile eliminare il contributo di fotoproduzione doppia, (e a maggior ragione del processo e) se si lavora con un fascio  $\gamma$  avente un'energia massima  $E_0$  100 MeV più alta della zona esplorata. Poiché occorre esplorare la zona di energia che va da 600 a 800 MeV si sono fatte due serie di misure con una energia massima del fascio  $\gamma$  di 740 e 840 MeV.

Dal confronto delle due misure è stato possibile eliminare il contributo di fotoproduzione doppia, mentre non è stato possibile eliminare il contributo dell'effetto Compton b). D'altra parte misure fatte a proposito<sup>(36)</sup> mostrano che questo contributo è molto piccolo ( $\approx 1\%$ ).

### § 8 - Elaborazione dei dati.

In fig. 28 è riportata la cinematica del processo



assieme alla zona occupata dalla camera a scintilla. L'angolo di emissione del protone nel sistema del laboratorio ( $42,2^\circ \pm 0,8^\circ$ ) corrisponde ad un angolo di emissione del  $\pi^0$  nel sistema del baricentro  $\theta_{\pi^0}^*$  pari a  $89,7 \pm 2,2^\circ$ . In questo intervallo si può assumere che la sezione d'urto sia costante tanto più che questa presenta un massimo per

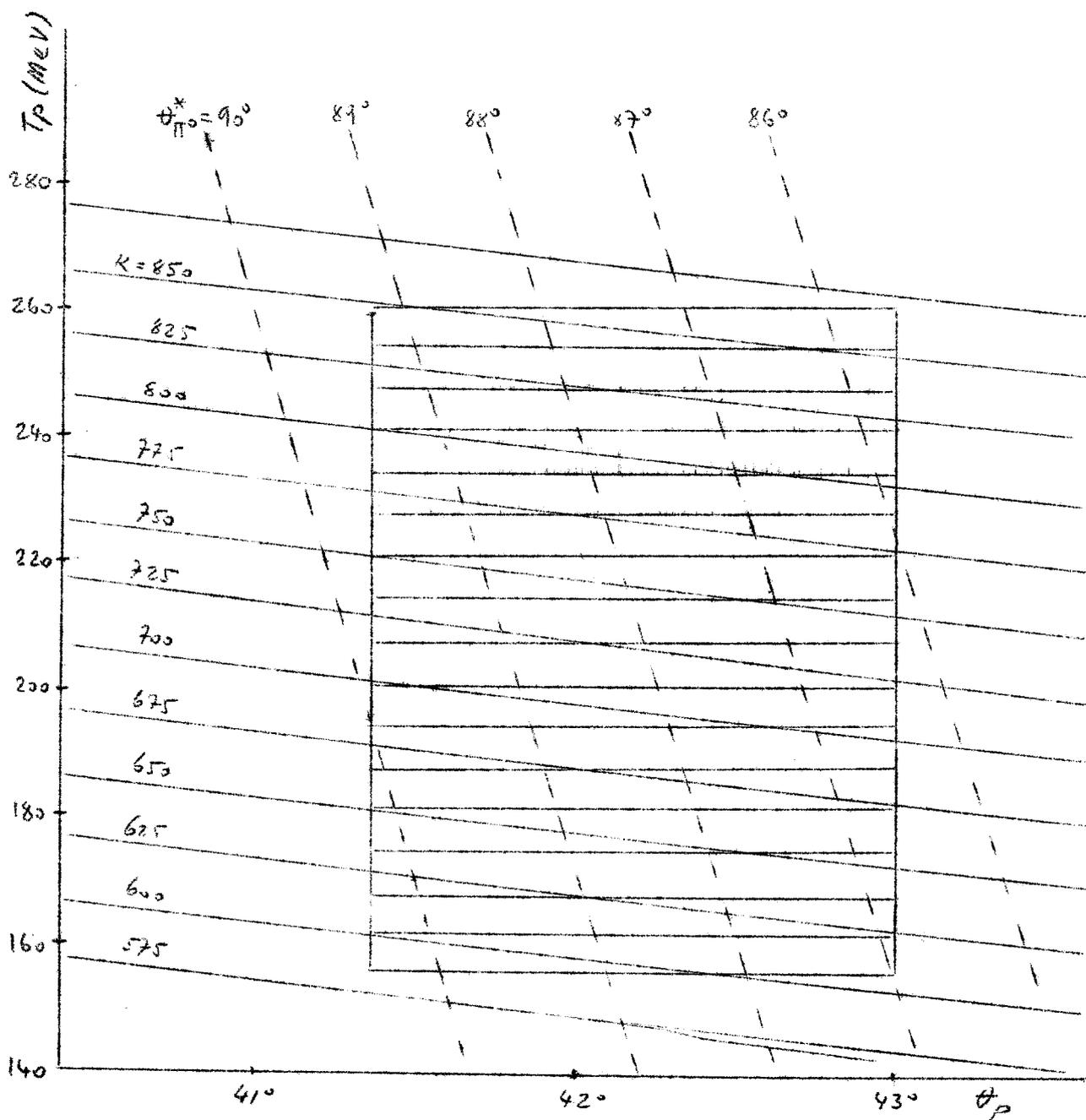


FIG. 28 - POSIZIONE DELLA CAMERA A SCINTILLA NELLA CINEMATICA DEL PROCESSO  $\pi + p \rightarrow p + \pi^0$ .

$\theta_{\pi^0}^* = 90^\circ$ . Al fine di una più semplice elaborazione dei dati conviene allora riportare tutti i protoni allo stesso angolo di emissione medio ( $42,2^\circ$ ), variando contemporaneamente l'energia cinetica  $T$  in modo tale che risulti soddisfatta la relazione cinematica che lega i 3 parametri  $K$ ,  $T$ ,  $\theta_p$ .

Una variazione di  $\theta_p$  deve allora essere eseguita da una variazione di  $T$  data da

$$\Delta T = \left( \frac{\partial T}{\partial \theta} \right)_K \Delta \theta$$

Questa in pratica non può essere verificata rigorosamente, perchè sia  $\Delta T$  che  $\Delta \theta$  non possono scegliersi arbitrariamente.  $\Delta T$  infatti assume solo valori discreti mentre non ha senso prendere un  $\Delta \theta$  inferiore all'indeterminazione angolare dovuta allo scattering nel telescopio dei contatori.

Tenuto conto di queste considerazioni si è pensato di dividere l'ingresso della camera a scintilla in 5 zone ognuna con un  $\Delta \theta = 0,35^\circ$ . I protoni vengono riportati tutti nella zona centrale togliendo una gap al loro range se entrano nella zona 1 o 2 (il numero della zona di ingresso aumenta con l'aumentare di  $\theta_p$ ), e aggiungendone una se entrano in 4 o 5. Per risalire dalle informazioni registrate su ogni fotogramma alla forma della sezione d'urto, è stato necessario fare un'elaborazione dei dati che può suddividersi in due parti:

- a) eliminazione del fondo di pioni al fine di ottenere spettri di soli protoni (numero di protoni in funzione della gap d'arresto).

La discriminazione fra pioni e protoni è stata effettuata mediante l'analisi dell'altezza d'impulso in  $S_2$  ed  $S_3$ . Si sono suddivise le tracce in 3 gruppi corrispondenti a particelle che si fermano dalla 3<sup>a</sup> alla 5<sup>a</sup> gap, dalla 6<sup>a</sup> all' 11<sup>a</sup>, e dalla 12<sup>a</sup> alla 17<sup>a</sup>. In ognuno di questi intervalli di range si può ritenere che non ci sia sensibile variazione della perdita di energia per un fissato tipo di particelle. Ripetendo allora per ogni gruppo di gap il numero di particelle in funzione dell'altezza dell'impulso in  $S_2$  ed  $S_3$  si ottengono gli istogrammi a 3 dimensioni del tipo mostrato in fig. 29; la presenza del  $C_{\pi^0}$  è segnata da un punto più esteso. Si notano due addensamenti corrispondenti a pioni e protoni (fissato il range, le altezze di impulso aspettate per pioni e protoni stanno in un rapporto dell'ordine di  $1/2$ ). Con l'aiuto del  $C_{\pi^0}$  presente solo quando la particella è un protone, è stato possibile fare dettagli per ogni film ed eliminare così la contaminazione dei pioni

- b) Correzioni e normalizzazioni degli spettri di protoni.  
 - Sottrazione del contributo di fotoproduzione doppia.

L'efficienza del Cerenkov per  $\pi^0$  per fotoproduzione doppia può ritenersi piccola<sup>(37)</sup> nel range di energia del  $\gamma$  600 - 800 MeV. Infatti se sono fotoprodotte coppie di pioni carichi il Cerenkov  $C_{\pi^0}$  dà impulsi abbastanza piccoli non avendo i pioni una energia sufficientemente alta per produrre uno sciame. L'efficienza di rivelazione per fotoproduzione doppia di pioni neutri risulta trascurabile se si pensa che l'impulsi provenienti dai  $\gamma$  di decadimento vengono in parte eliminati dai tagli elettronici avendo essi in media una energia minore di quelli provenienti dal decadimento del  $\pi^0$  di fotoproduzione singola, essendo inol-

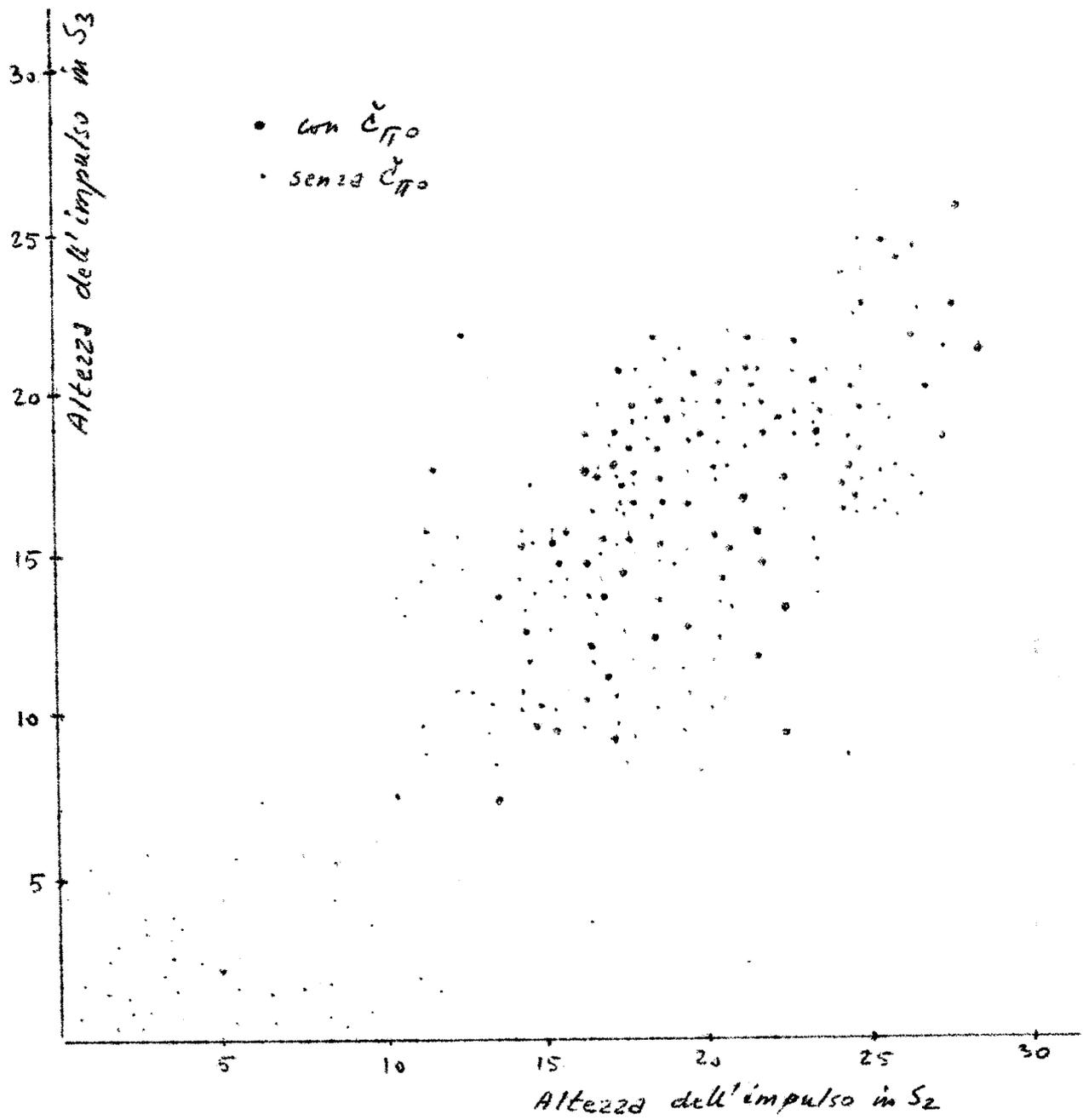


FIG. 29

tre un processo a tre corpi non vi è praticamente nessuna correlazione angolare tra i  $\gamma$  emessi in seguito al decadimento dei pioni neutri. Possiamo poi ricordare che esistono misure che indicano che la sezione d'urto per fotoproduzione doppia di pioni carichi è circa il 10% di quella singola, e che a sua volta la fotoproduzione doppia di pioni neutri è dello stesso ordine di grandezza inferiore a quella di pioni carichi. Nei dati presi a 830 MeV c'è una zona ( $K > 730$  MeV) in cui è assente la fotoproduzione doppia. Confrontando poi per ogni gap l'efficienza del  $C_{\pi^0}$  nei dati presi a 740 MeV (in cui è assente la fotoproduzione doppia) con quelli presi a 830 si è potuto valutare il contributo di fotoproduzione doppia nella zona di energie minori di 730 MeV. Questo contributo è risultato al massimo dell'ordine del 10%.

- Correzioni per interazioni nucleari.

I protoni nell'attraversare il telescopio di contatori e la camera a scintilla possono subire interazioni nucleari prima di essere ridotti in quiete. Occorre dunque fare una correzione per questo effetto, e dedurre dallo spettro misurato  $N_m(n)$ , lo spettro  $N(n)$  che si sarebbe trovato in assenza di interazioni nucleari.

Il numero di protoni aventi un'energia tale da fermarsi nella gap  $n$ -esima, e che invece interagiscono prima è dato dalla seguente espressione:

$$N(n) \left( 1 - e^{-\frac{R_n}{\lambda}} \right)$$

ove  $\lambda$  è il libero cammino medio di interazione assunto costante al variare dell'energia, ed  $R_n$  lo spessore di assorbitore compreso tra la prima gap e la gap  $n$ -esima. Inoltre, se  $\Delta R$  è lo spessore di un piatto della camera a scin

tilla, fra i protoni con range maggiore di quello corrispondente alla gap n-esima ( $N(>n)$ ), quelli che interagiscono in  $\Delta R$  è dato da

$$N(>n) \left(1 - e^{-\frac{\Delta R}{\lambda}}\right)$$

La relazione tra  $N(n)$  e  $N_m(n)$  è allora la seguente:

$$N(n) = N_m(n) + N(n) \left(1 - e^{-\frac{R_n}{\lambda}}\right) - N(>n) \left(1 - e^{-\frac{\Delta R}{\lambda}}\right)$$

da cui si trova

$$N(n) = \frac{N_m(n) - N(>n) \left(1 - e^{-\frac{\Delta R}{\lambda}}\right)}{e^{-\frac{\Delta R}{\lambda}}}$$

Le correzioni fatte sono al massimo per alcune gap dell'ordine del 15%.

- Normalizzazioni.

L'intervallo di energia dal  $\gamma$  corrispondente ai protoni che si fermano in una gap varia al variare del numero d'ordine della gap. È stata fatta quindi una normalizzazione nel riportare la frequenza dei protoni in funzione dell'energia del  $\gamma$ . Inoltre il numero di protoni per unità di intervallo di energia del  $\gamma$  è stato riferito allo stesso numero di fotoni (normalizzazione per lo spettro di bremsstrahlung).

I dati ottenuti, assieme alla risoluzione di energia verranno riportati e commentati alla fine del capitolo seguente dopo aver determinato il valore assoluto della sezione d'urto.

Cap. III - MISURA DEL VALORE ASSOLUTO DELLA SEZIONE D'URTO.

§ 1 - Considerazioni generali.

L'apparato descritto nel Cap. precedente si presta poco alla misura di una sezione d'urto assoluta. Infatti è stato progettato con lo scopo principale di ottenere una ottima risoluzione in energia del  $\gamma$ , trascurando altri fattori che possano essere determinanti al fine di una misura del valore assoluto della sezione d'urto. Ad esempio, lo scattering del contatore  $S_0$  adesso rappresenta un grosso inconveniente, non per l'indeterminazione angolare ma per l'inevitabile perdita di protoni difficilmente valutabile. Quale sia il sistema migliore da adottare si vedrà dopo avere esaminato i problemi che si pongono quando si voglia fare una misura assoluta di sezione d'urto.

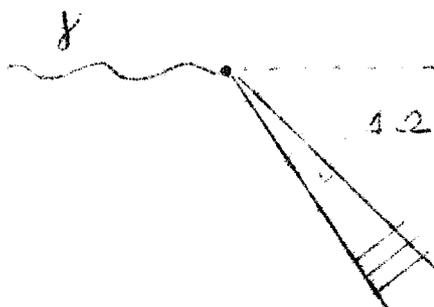


FIG. 30

In un dispositivo sperimentale del tipo schematizzato in fig. 30, il numero di protoni rivelato da un telescopio di contatori dentro l'angolo solido  $\Delta\Omega$  è dato dalla seguente espressione:

$$n_p = n_\gamma \ell_H d_H N \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega$$

ove  $n_\gamma$  è il numero di fotoni,  $\ell_H$  e  $d_H$  lo spessore e la densità dell'idrogeno,  $N$  il numero di Avogadro o,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  la sezione d'urto nel sistema del laboratorio. Dalla precedente espressione si ricava la sezione d'urto nel sistema del baricentro

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^* = \frac{n_p}{d_H \ell_H N n_\gamma \Delta\Omega} \frac{d\Omega}{d\Omega^*}$$

Il numero di fotoni per sweep con energia compresa tra  $K$  e  $K + dK$  è dato da  $Q \cdot N(K) \cdot dK$ , essendo  $Q$  una costante ed  $N(K)$  una funzione nota di  $K$ . Se indichiamo con  $E_0$  l'energia degli elettroni quando urtano la targhetta all'interno della ciambella, l'energia trasportata dal fascio è

$$U = \int_0^{E_0} K N(K) dK$$

$N(K)$  è dato, secondo la formula di Bethe e Heitler ben confermata sperimentalmente<sup>(38)</sup>, da

$$N(K) = \frac{a(K)}{K} \quad (\text{Fig. 31})$$

ove  $a(K)$  è pressochè costante e prossimo ad uno. Sostituendo questo valore nel precedente integrale si trova

$$U = Q \cdot E_0$$

essendo  $\overline{a(K)} = 1$ .

Questa energia è proporzionale alla carica  $q_0$  raccolta dal

quantometro:  $U = C \cdot q_0$ . Si trova allora

$$Q = \frac{C \cdot q_0}{E_e}$$

Nota  $Q$  si può calcolare il valore di  $n_\gamma$  :

$$n_\gamma = Q \int_{k_1}^{k_2} N(k) dk = \frac{C \cdot q_0 \cdot \bar{a}(k)}{E_e} \int_{k_1}^{k_2} \frac{dk}{k}$$

$k_2 - k_1 = \Delta K$  è il range di energia dei  $\gamma$  che possono dar luogo a protoni rivelabili nel telescopio di contatori. Nel caso in cui  $\Delta K \ll K$  si può porre .

$$n_\gamma = \frac{C \cdot q_0 \cdot a(\bar{k})}{E_e \cdot \bar{k}} \Delta K$$

Se si indica con  $\Delta T$  l'intervallo di energia dei protoni accettato dal telescopio si ha:

$$n_\gamma = \frac{C \cdot q_0 \cdot a(\bar{k})}{E_e \cdot \bar{k}} \left( \frac{\partial k}{\partial T} \right)_\theta \Delta T$$

Ricapitolando il valore della sezione d'urto nel sistema del baricentro è dato da:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^* = n_p \left( \frac{1}{\Delta \Omega} \frac{d\Omega}{d\Omega^*} \right) \left( \frac{E_e \bar{k}}{C \cdot q_0 \cdot a(\bar{k}) \Delta T} \frac{\partial T}{\partial k} \right) \left( \frac{1}{E_H \cdot dH \cdot N} \right)$$

Da questa espressione si vede come il grande numero di parametri che occorre determinare per ottenere il valore assoluto della sezione d'urto pone dei limiti sulla precisione raggiungibile. I fattori che possono dar luogo ad

errori nella valutazione della sezione d'urto sono:

a) errori sulla valutazione del n° di protoni  $n_p$ :

- Contaminazione di pioni ed altre particelle.
- Tagli elettronici.
- Tempi morti.
- Protoni provenienti da altri processi.
- Scattering multiplo nella targhetta e nei contatori.
- Interazioni nucleari negli assorbitori e nel telescopio di contatori.
- Fondo da targhetta vuota.
- Casuali.

b) Errori sulla valutazione dell'angolo solido:

- Dimensioni efficaci dei contatori (effetti di bordo, imperfezioni degli scintillatori ecc.)
- Distanza targhetta - contatori.

c) Errori nella valutazione di  $n_\gamma$ .

- Contratura del fascio sul quantmetro
- Effetti di saturazione nel quantmetro.
- Presenza di elettroni nel fascio
- Taratura dell'integratore per la lettura della carica raccolta dal quantmetro.
- Determinazione degli spessori degli assorbitori.
- Taratura del campo magnetico del sincrotrone.

d) Errori sul n° di atomi di idrogeno  $n_H$

- Spessore della targhetta.
- Presenza di bolle in seno al liquido.
- Contratura del fascio sulla targhetta.

Durante il corso della misura si è cercato di tener conto di tutti questi fattori per

rendero minimi gli errori sul valore della sezione d'urto assoluta.

§ 2 - Scelta del metodo di misura.

Si è pensato di fare la misura senza la camera a scintilla adoperando soltanto un telescopio di contatori. Dal confronto dei risultati ottenuti con due tecniche diverse si può così dedurre se siano stati commessi errori sistematici.

L'uso di una targhetta di idrogeno liquido presenta alcuni inconvenienti. Infatti l'idrogeno è contenuto in un bicchiere di mylar, il quale quando è pieno si deforma in modo non perfettamente rilevabile dall'esterno, per cui si presenta difficile la determinazione esatta delle dimensioni della targhetta. Si potrebbe adoperare un contatore sottile posto vicino alla targhetta in modo da limitarne la zona utile. Ma in questo modo non si guadagna molto poiché, essendo necessariamente questo contatore di piccole dimensioni, gli effetti di bordo possono divenire percentualmente elevati; questa anzi è una delle principali incertezze per la valutazione della sezione d'urto assoluta dai dati presi col dispositivo precedente. Con tale sistema si introdurrebbe inoltre un notevole scattering multiplo.

Un'altra soluzione sarebbe quella di adoperare una targhetta di paraffina ( $C_nH_{2n}$ ), e confrontare i risultati con quelli ottenuti con una targhetta di solo carbonio contenente lo stesso numero di atomi di carbonio presenti in  $C_nH_{2n}$ . In questo modo le dimensioni della targhetta sono perfettamente note, ma il dover fare delle differenze tra conteggi che differiscono di poco, richiede un tempo di mac

china di gran lunga superiore a quello richiesto quando si adopera una targhetta ad idrogeno liquido.

In seguito a queste considerazioni si è deciso di usare l'idrogeno liquido senza contatore sottile vicino alla targhetta ed il Cerenkov per i  $\pi^0$  come controllo nella eliminazione dei pioni.

### § 3 - Apparato sperimentale.

In fig. 32 è mostrato il telescopio di contatori adoperato.  $S_1, S_2, S_3, S_4$ , sono contatori a scintillazione,  $\check{C}$  è lo stesso contatore di plexiglass adoperato del Cap. precedente. Davanti ad  $S_1$  è stato posto uno spessore di 6 mm di alluminio per diminuire l'affollamento. Con la coincidenza  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \check{C}$  si rivelano protoni con energia compresa tra 187 e 214 MeV; in queste condizioni, essendo lo angolo di emissione del protone di  $42^\circ$ , l'intervallo di energia del  $\gamma$  è compreso tra 680 e 760 MeV. Per eliminare il contributo di fotoproduzione doppia è stata scelta una energia massima di 310 MeV.

In fig. 33 è riportato lo schema a blocchi dell'apparato sperimentale di cui i componenti sono uguali a quelli descritti precedentemente. Durante la misura viene fatta l'analisi in ampiezza del contatore  $S_2$  con il comando della coincidenza  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \check{C}$ . Una prima selezione tra pioni e protoni è fatta discriminando sul contatore  $S_1$  con un taglio tale da eliminare buona parte dei pioni e lasciar passare tutti i protoni. Solo quando l'impulso di  $S_1$  è superiore al taglio, l'impulso del contatore  $S_2$  viene inviato ad un multicanale (LABEN) composto da due gruppi distinti di 100 canali, A e B. L'impulso è analizzato generalmen

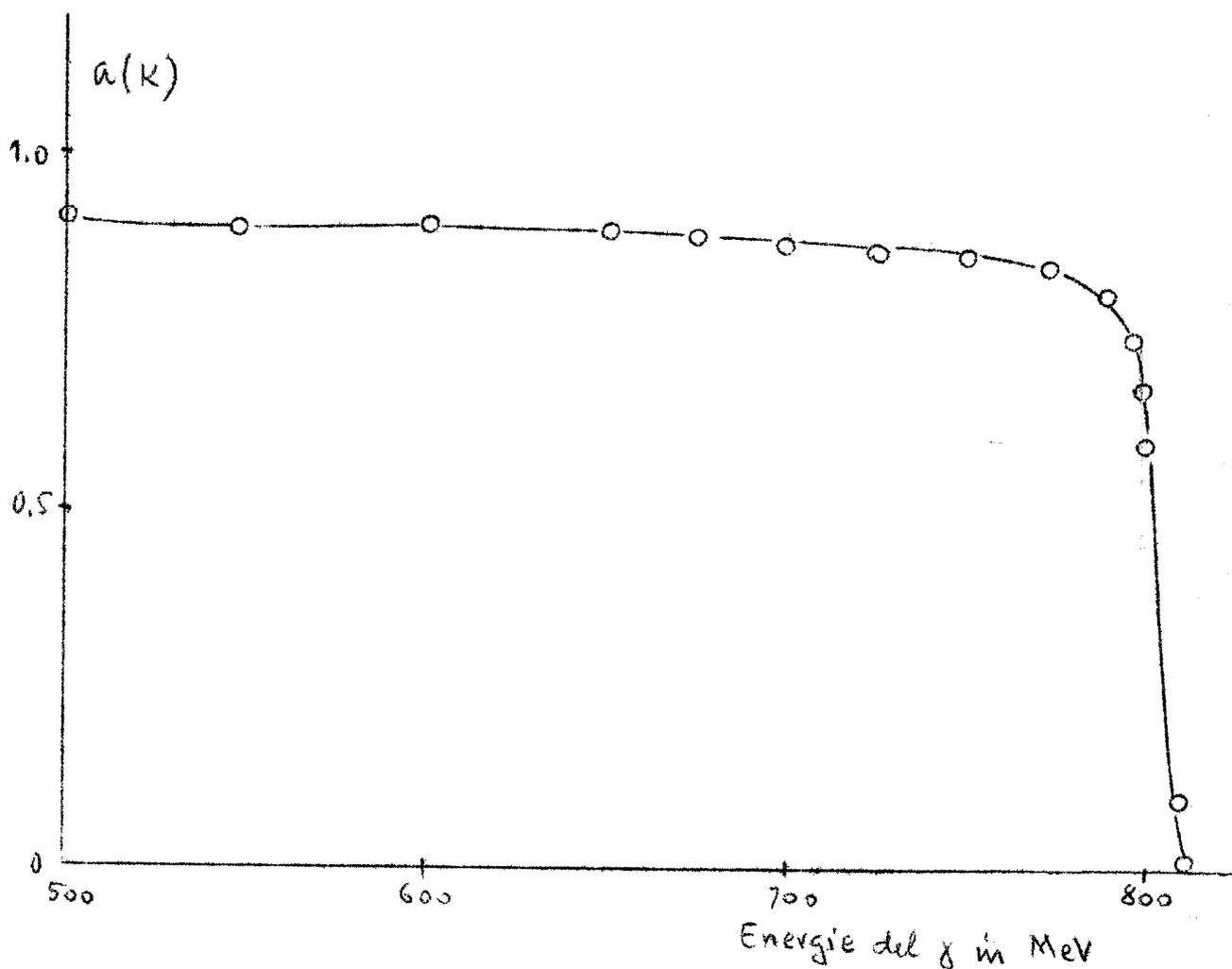
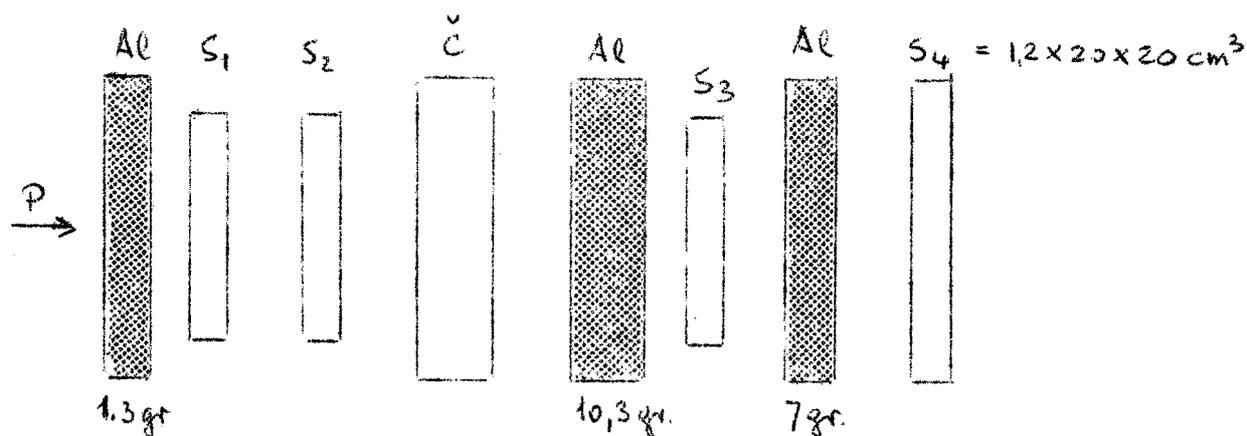


FIG. 31 - SPETTRO DI BREMSSTRAHLUNG ( $E_e = 810 \text{ MeV}$ ).



I contatori  $S_1, S_2, S_3, C$  sono gemelli riportati in fig. 7.

FIG. 32 - TELESCOPIO DI CONTATORI PER LA MISURA DELLA SEZIONE D'URTO ASSOLUTA.

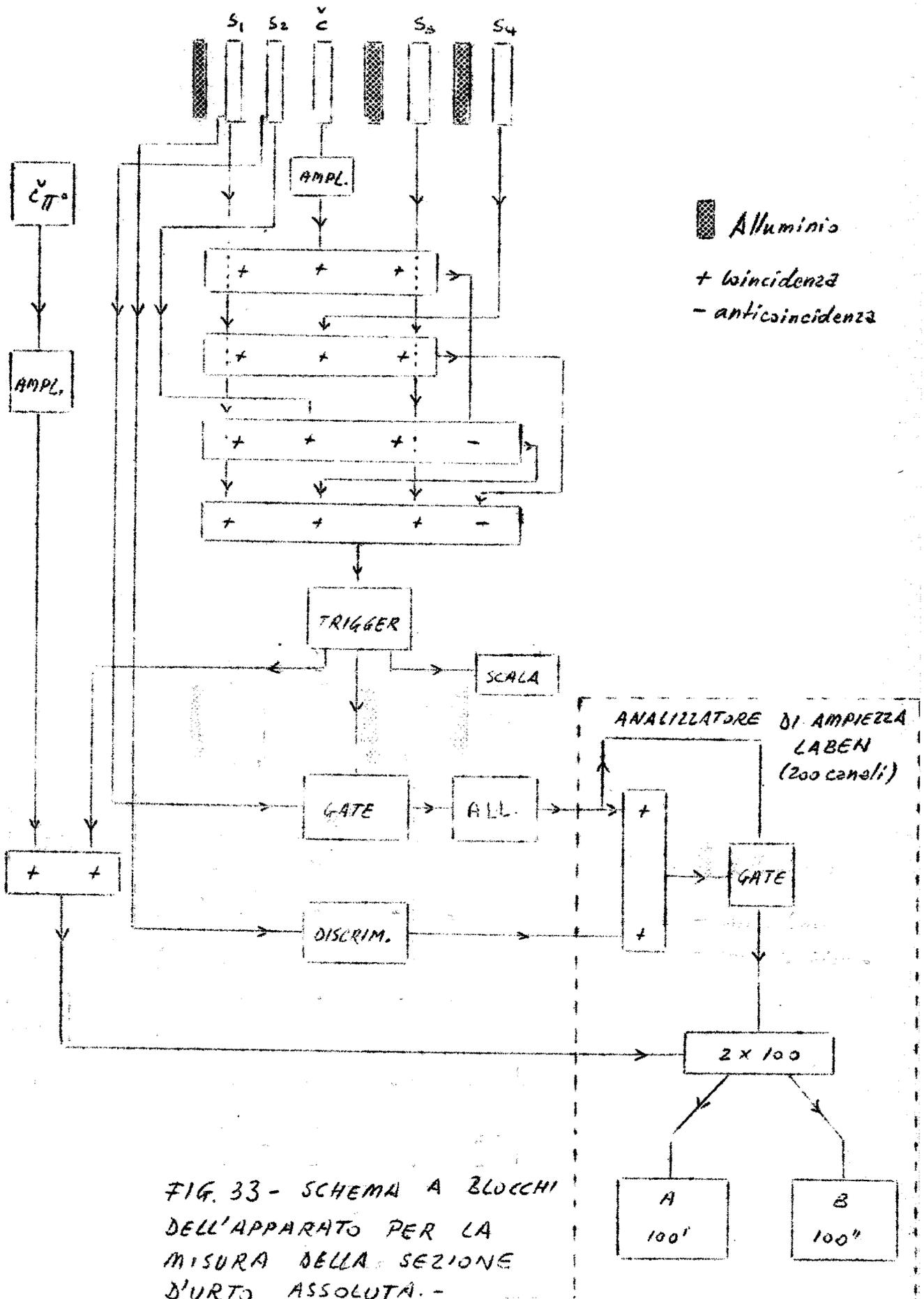


FIG. 33 - SCHEMA A BLOCCHI  
 DELL'APPARATO PER LA  
 MISURA DELLA SEZIONE  
 D'URTO ASSOLUTA. -

te in A, ma viene trasferito in B se è presente la coincidenza  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \bar{C} C_{\pi^0}$ . Dal confronto dello spettro B (costituito solo da protoni) con lo spettro A è stato possibile trovare l'efficienza del  $C_{\pi^0}$  ed eliminare così la contaminazione di pioni in A. La fig. 34 mostra due spettri ottenuti in queste condizioni.

Prima di iniziare la misura è stata particolarmente curata la messa a punto del telescopio di contatori e dell'elettronica per cercare di eliminare le possibili fonti di errori elencate precedentemente.

Si è iniziato col fare le curve di bias sulle coincidenze (fig. 35), le curve di tensione sui fotomoltiplicatori (fig. 36) e le curve di ritardo (fig. 37). I punti di lavoro sono stati scelti sui pianerottoli evitando così di introdurre tagli elettronici.

E' stata fatta poi la centratura del fascio sulla targhetta e sul quantmetro fotografandone la sezione.

Il numero delle coincidenze  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \bar{C} C_{\pi^0}$  rimane costante, entro le fluttuazioni statistiche, se si varia l'intensità del fascio  $\lambda$  sino al valor massimo. Ciò ci assicura che il quantmetro non stura e che non si presentano tempi morti nell'elettronica.

Il numero di casuali ottenuto ritardando il contatore  $S_1$  (il più affollato) è del 3% sui conteggi  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \bar{C}$ , e dell'1% sulle coincidenze  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \bar{C} C_{\pi^0}$ .

Adoperando un magnete pulitore posto davanti alla targhetta non si è rilevato alcun cambiamento sul flusso di protoni; questo ci assicura che la contaminazione di elettroni nel fascio è trascurabile.

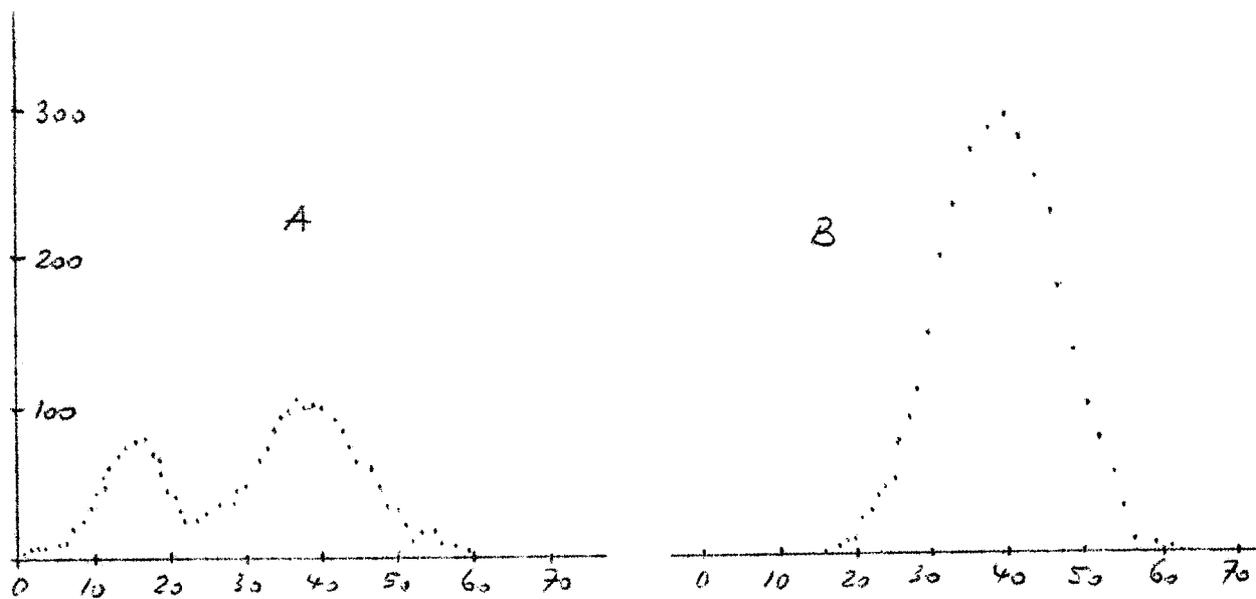


FIG. 34 - SPETTRO DI  $S_2$

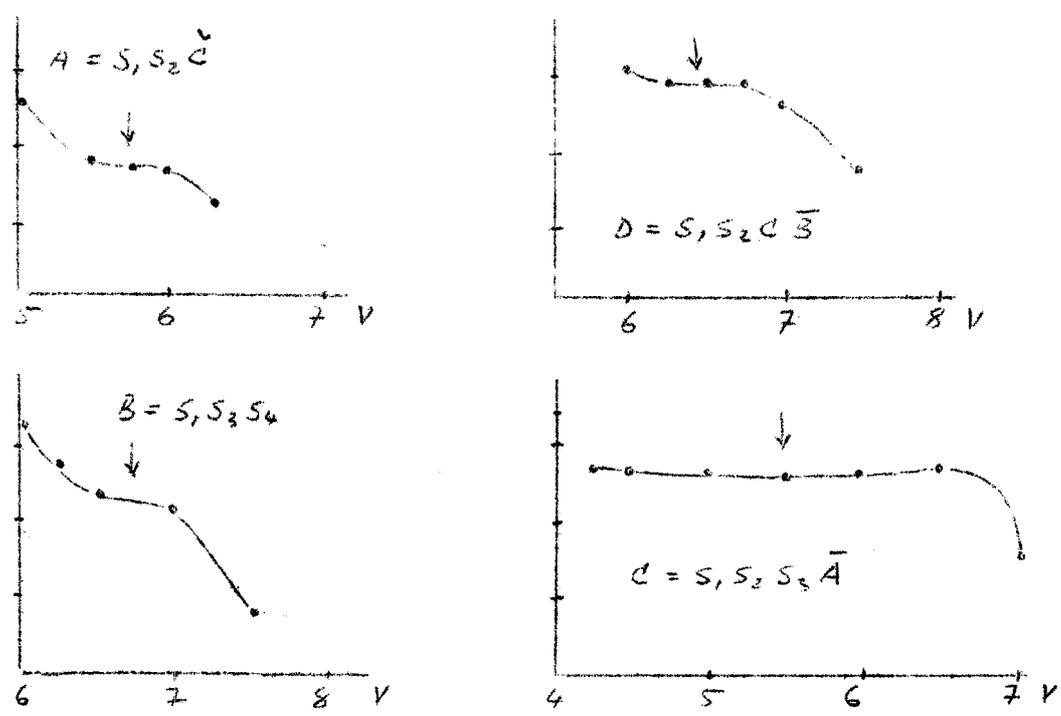


FIG. 35 - CURVE DI BIAS DELLE COINCIDENZE

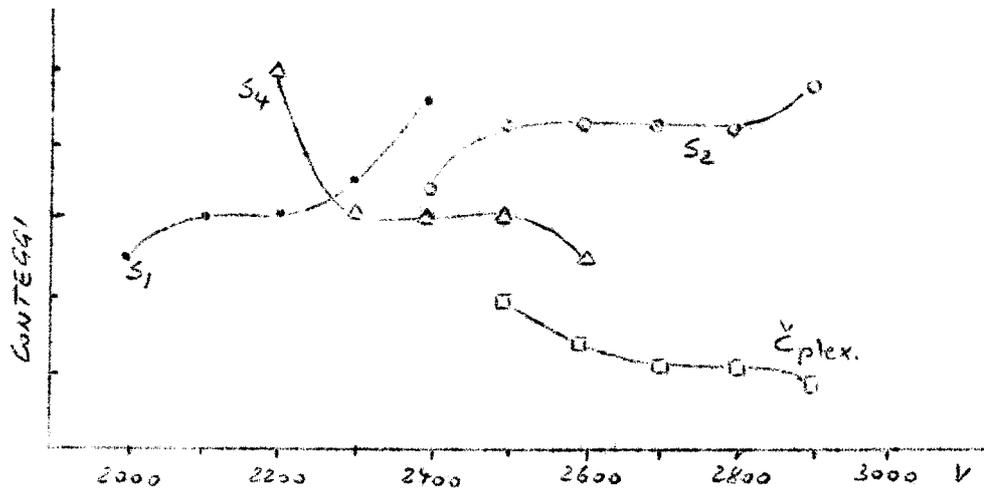
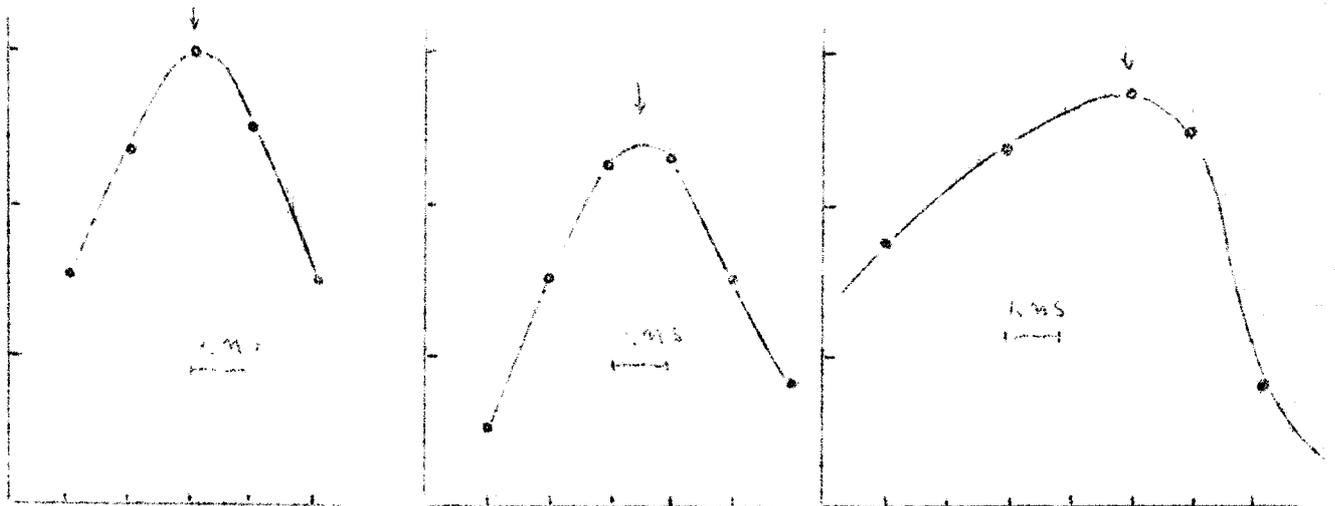


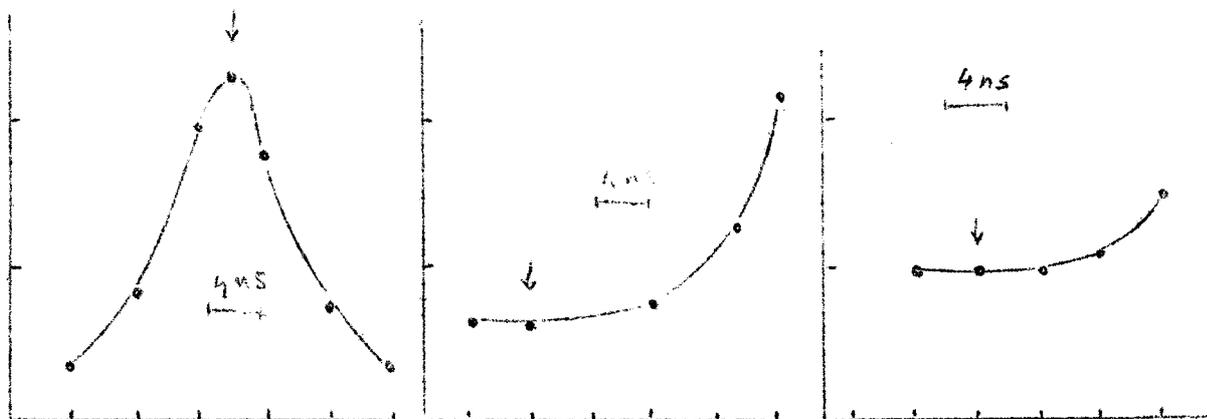
FIG. 36 - CURVE DI TENSIONE



a) COINCIDENZA  $S_1 S_3$   
(Ritardo su  $S_3$ )

b) COINC.  $S_1 S_3 \check{C} = A$   
(Ritardo su  $\check{C}$ )

c) COINC.  $S_1 S_3 S_4 = B$   
(Ritardo su  $S_4$ )



d) COINC.  $S_1 S_2 S_3$   
(Ritardo su  $S_2$ )

e) COINC.  $S_1 S_2 S_3 \bar{A} = C$   
(Ritardo su  $A$ )

f) COINC.  $S_1 S_3 C \bar{B}$   
(Ritardo su  $B$ )

FIG. 37 - CURVE DI RITARDO

§ 4 - Elaborazione dei dati.

In fig. 38 sono riportati gli spettri fatti sul contatore  $S_2$  con e senza  $C_{\pi^0}$  in coincidenza, dopo aver sottratto il fondo da targhetta vuota (30%) e le casuali. Dal confronto delle due curve si può osservare che i pioni sono presenti solo nella prima parte dello spettro ottenuto senza  $C_{\pi^0}$ . Dall'efficienza del Corenkov in funzione dell'altezza dell'impulso di  $S_2$  (fig. 39), si deduce che la contaminazione di pioni è presente solo sino al 40° canale. Considerando allora tutti i protoni che danno in  $S_2$  un impulso superiore al 40° canale si trova una efficienza di  $0,88 \pm 2,7\%$ . Dividendo per questo valore il numero di protoni in coincidenza con il  $C_{\pi^0}$  si trova

$$n_p = 6100 \pm 240.$$

La contaminazione di pioni nello spettro ottenuto senza  $C_{\pi^0}$  in coincidenza risulta il 20%.

Aggiungendo ad  $n_p$  il numero di protoni che hanno subito interazioni nucleari prima del contatore  $S_3$  (28%), e togliendo i protoni con energia maggiore di 214 MeV che hanno interagito nell'assorbitore compreso tra  $S_3$  ed  $S_4$  (6,5%), si trova il valore corretto di protoni:

$$n_p = 8030 \pm 400$$

Per il calcolo di  $n_\gamma$  occorre calcolare l'intervallo di energia accettato dal telescopio. Prendendo come  $\Delta R$  lo spessore di alluminio tra  $S_3$  ed  $S_4$ , e lo spessore di un contatore si trova  $\Delta T = 27$  MeV.

Tenendo conto dei seguenti dati

$$\Delta \Omega = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ str.}$$

$$dN/d\Omega = 0,325$$

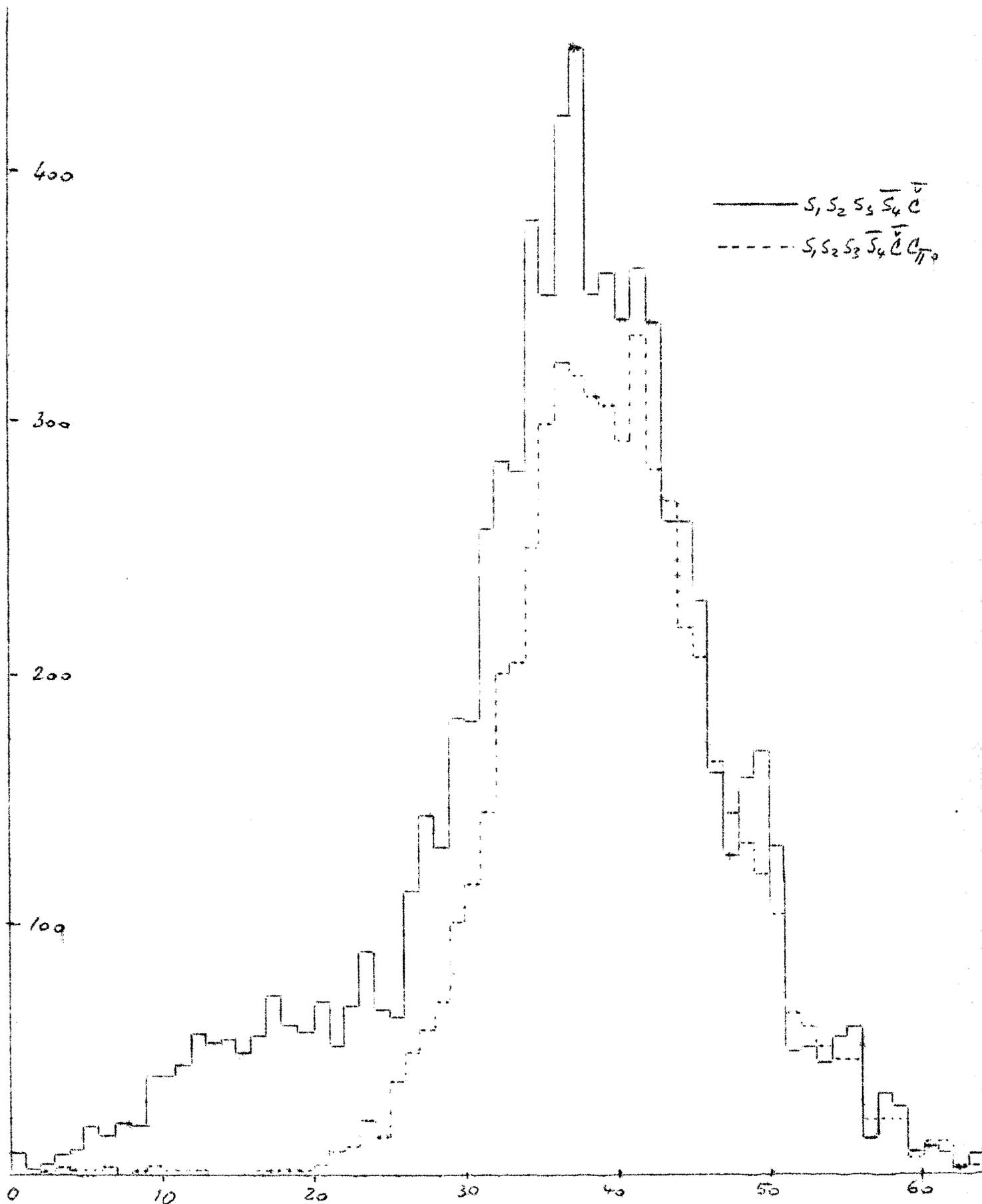


FIG. 38 - SPETTRO DEL CONT.  $S_2$

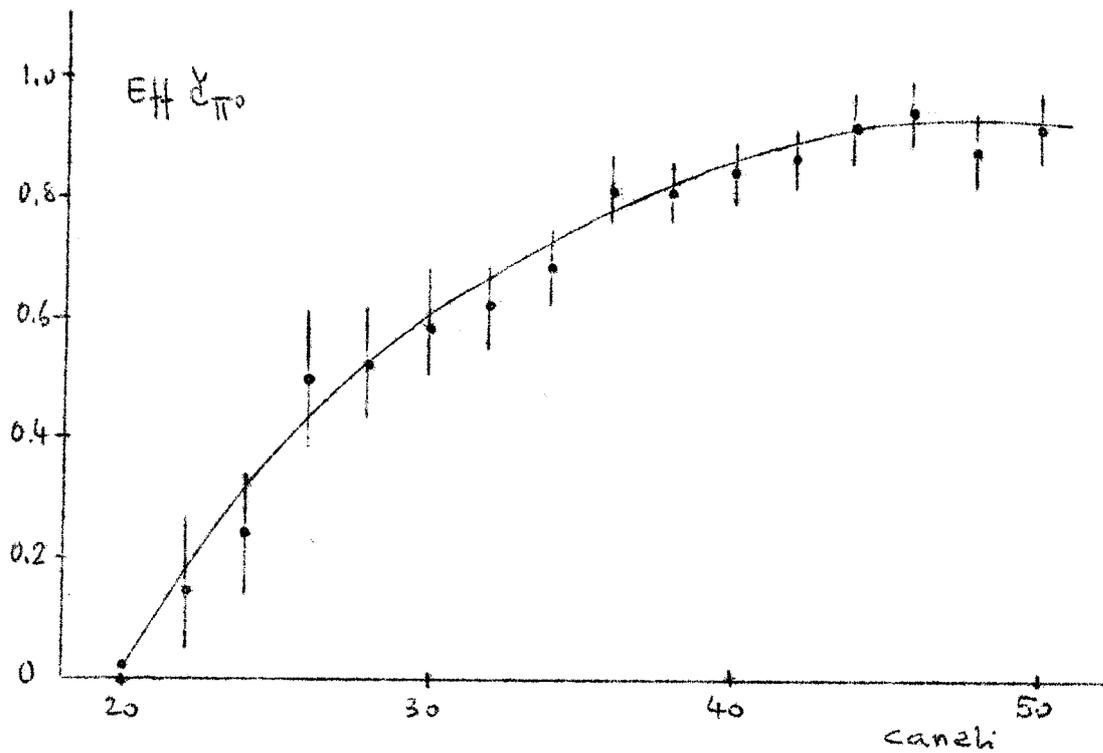
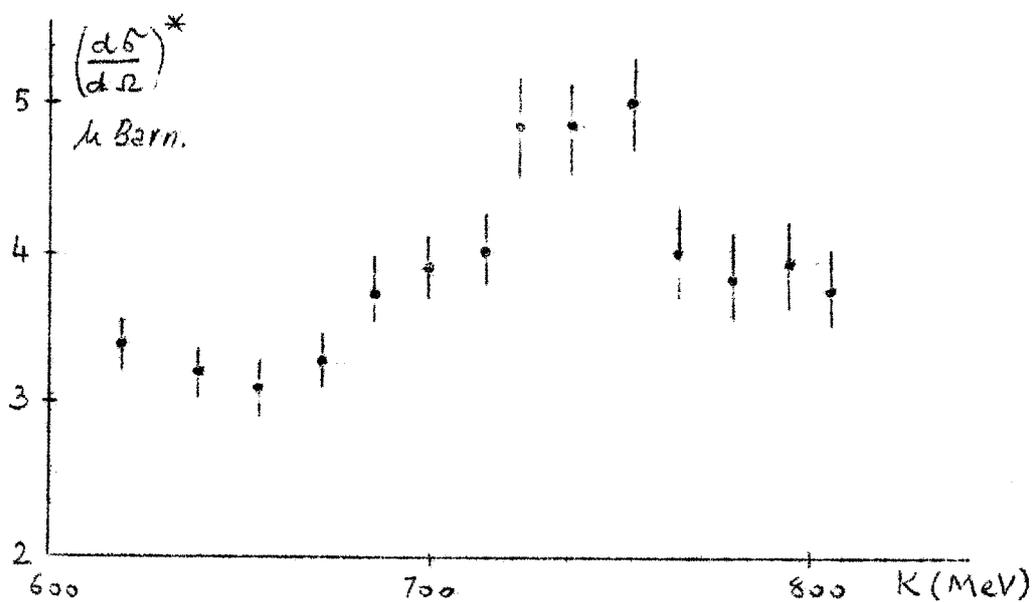


FIG. 39 - EFFICIENZA DEL CT0



$\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$   
 $90^\circ$  nel sistema del baricentro

FIG. 40

$$E_e = 810 \text{ MeV}$$

$$\frac{dT}{dK} = 0,40$$

$$c = 4,85 \cdot 10^{18} \text{ MeV/Coul.}$$

$$q_0 = 10^{-5} \text{ Coulomb}$$

$$\bar{K} = 710 \text{ MeV}$$

$$\Delta T = 27 \text{ MeV}$$

$$a(\bar{K}) = 0,9$$

$$L_H = 7 \text{ cm}$$

$$d_H = 0,07 \text{ gr/cm}^3$$

$$N = 6,02 \cdot 10^{23}$$

$$\text{si trova } n_\pi = 6,32 \cdot 10^9$$

$$n_H = 2,97 \cdot 10^{23}$$

Il valore della sezione d'urto ottenuto con questi dati è

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^* = 3,95 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{ster. a } 710 \text{ MeV.}$$

L'errore statistico che tien conto dell'errore sul numero dei pioni sottratti, e delle correzioni per interazioni nucleari è del 5%.

## § 5 - Conclusioni.

La forma della sezione d'urto normalizzata col valore assoluto a 710 MeV è riportata in fig. 40. (39)

Per avere la risoluzione in energia del  $\gamma$  occorre conoscere l'errore sull'angolo e sull'energia del protone.

L'errore sull'angolo è dovuto principalmente ai seguenti fattori:

- apertura angolare del fascio	0,12°
- dimensioni contatore $S_0$	0,12°
- scattering multiplo in $S_0$	0,34°
- scattering nel telescopio di contatori	0,10°

Sommando quadraticamente i vari contributi si ottiene  $\Delta\theta = \pm 0,35^\circ$ .

L'errore sull'energia dei protoni, dovuto allo straggling ed allo spessore dei piatti della camera a scintilla è  $\pm 3,6$  MeV.

Con questi valori si ottiene una risoluzione in energia del  $\gamma$  di  $\pm 15$  MeV.

La risonanza ha le seguenti caratteristiche:

- posizione del picco:  $740 \pm 10$  MeV
- larghezza, (alquanto difficile da definire) = 50 MeV
- rapporto tra le sezioni d'urto a 740 e 650 MeV = 1,6.

Da questi dati è impossibile decidere se realmente il picco è una risonanza. Per far ciò è importante determinare la distribuzione angolare del  $\pi^0$  nel baricentro per energie del  $\gamma$  attorno a 740 MeV, cioè occorre trovare i coefficienti  $A_i$  nell'espressione

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^* = \sum_i A_i \cos^i \theta$$

Concludendo si può dire che i dati ottenuti sono ancora troppo pochi per poter determinare le fasi e le ampiezze di fotoproduzione al fine di poter vedere se siano valide quelle ipotesi semplificatrici di cui si è parlato nel I Cap.

Cap. IV - MESSA A PUNTO DI UN APPARATO PER MISURE DI TEMPI  
DI VOLO.

§ 1 - Introduzione.

Dalle due serie di misure seguite (la prima con la camera a scintilla, la seconda con un telescopio di contatori), risulta che la separazione dei protoni dai pioni si presenta senza dubbio come uno dei punti su cui maggiormente occorre insistere se si vogliono ottenere dei dati che non presentino incertezze dovute ad una possibile contaminazione di pioni. In particolare quanto più alta è l'energia dei protoni da rivelare, tanto più difficile diventa questa distinzione.

In generale quando si vogliono selezionare protoni da un fascio contenente tipi diversi di particelle, si possono seguire due metodi diversi: rendere il sistema di rivelazione sensibile soltanto ai protoni, oppure rivelare tutte le particelle determinandone allo stesso tempo alcuni parametri cinematici sufficienti per una sicura individuazione. In una seconda fase elaborativa si selezionano poi i protoni confrontando tra di loro i parametri registrati in modo opportuno.

Il metodo da preferire è senza dubbio il primo, anche se presenta delle notevoli difficoltà. Pensando all'apparato adoperato con la camera a scintilla, per rivelare solo i protoni, si potrebbero fare dei tagli sui contatori  $S_2$  ed  $S_3$  e prendere solo gli impulsi superiori ad un certo valore. Ma a causa del grande intervallo di range della camera e delle fluttuazioni nei contatori accade che la perdita di energia dei protoni di massima energia rivelabile è praticamente uguale a quella dei pioni di minima energia. E' quindi

impossibile una discriminazione ottenuta solo per via elettronica.

Ma la perdita di energia non è l'unico parametro misurabile dipendente dalla velocità della particella. Una misura di tempo di volo ad esempio dà direttamente  $1/\beta$ . Si è quindi pensato di studiare un sistema per misure di tempo di volo capace di poter discriminare protoni da pioni ed elettroni per via puramente elettronica, cioè senza una ulteriore revisione dei dati ottenuti, come è stato fatto nelle misure precedenti.

Un apparato per tempi di volo può pensarsi non solo come una tecnica sussidiaria, ma anche come uno strumento capace di misurare l'energia dei protoni, e quindi come uno strumento che permette di fare misure di sezioni d'urto; ma di questo si parlerà nel Cap. seguente.

Nel presente capitolo invece viene descritta la messa a punto di un apparato per misure di tempi di volo, cercando di valutare il limite sulla precisione raggiungibile nella misure degli intervalli di tempo nel campo dei nanosecondi.

Lo schema semplificato di un apparato per misure di tempi di volo è mostrato in fig. 41. Gli impulsi dei conta-

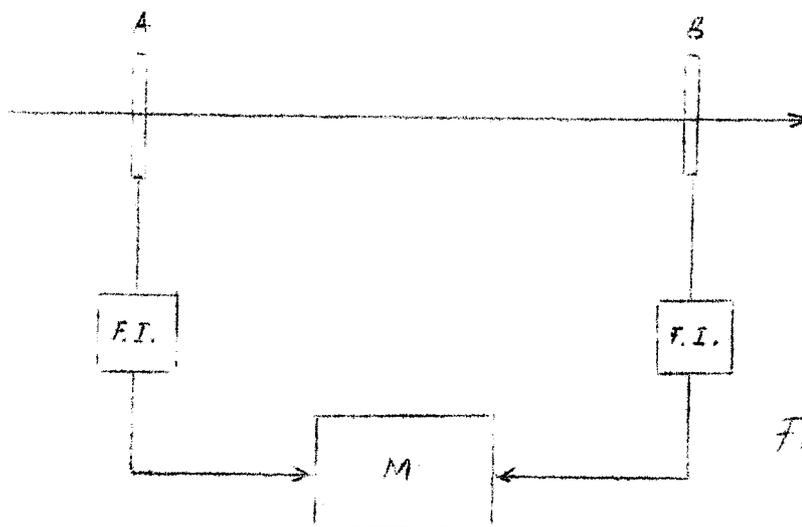


FIG. 41

tori A e B, che segnalano il passaggio di una particella, dopo essere stati formati con opportuni formatori di impulsi F.I., sono inviati ad un circuito M che ne misura la distanza temporanea.

Il sistema presenta delle fluttuazioni inevitabili che pongono un limite alla precisione con cui si possono misurare brevi intervalli di tempo. Le fluttuazioni si presentano in modo più o meno rilevante in tutti i componenti del sistema. Si può fare una netta distinzione tra fluttuazioni che avvengono nel contatore e quelle che hanno luogo nella parte elettronica (FI e M). Si trova in generale che le seconde sono trascurabili rispetto alle prime.

Le fluttuazioni del contatore hanno luogo sostanzialmente in tre parti: scintillatore, guida di luce, e fotomoltiplicatore. Quale di questo dà maggior contributo dipende dal tipo di montaggio connesso con l'esperienza che si vuol fare. Se si usano scintillatori molto piccoli, e si può fare a meno della guida luce, allora il fotomoltiplicatore è la fonte principale di fluttuazioni. In quei montaggi in cui si è costretti a tenere molto distanti tra di loro lo scintillatore ed il fotomoltiplicatore, le fluttuazioni sono principalmente quelle nel tempo di transito della luce all'interno della guida di luce. Se invece è necessario adoperare scintillatori grandi, le fluttuazioni del cammino della luce (1 ns/20 cm) pongono delle limitazioni notevoli.

Un'altra fonte di fluttuazioni che ha luogo nello scintillatore è la seguente: una particella carica nell'attraversare lo scintillatore produce N stati otticamente attivi lungo la sua traiettoria, che decadono con una vita media  $\tau$ . Sia R il numero totale di fotoelettroni prodotti al fotocattodo, la probabilità che il q-esimo fotoelettrone sia emesso tra  $t$  e  $t + dt$  è dato dalla seguente espressione:

$$W(t)dt = \frac{f^{q-1} e^{-f}}{(q-1)!} df$$

ove  $f = R(1 - e^{-t/\tau})$ .

Da questa si ricava che la fluttuazione dell'istante di emissione del primo fotoelettrone è data da  $\Delta t \approx \frac{\tau}{R}$ . Si vede subito che questo termine è generalmente trascurabile. Per es., un protone da 100 MeV che attraversa uno scintillatore da 1 cm, dà luogo a circa 1500 fotoelettroni. Se si pone  $\tau = 4$  ns, si trova  $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-12}$  sec.

Per un'opportuna scelta del misuratore di intervalli di tempo, conviene fare qualche breve considerazione sui sistemi comunemente adottati. Nel campo dei nanosecondi si hanno i seguenti metodi:

- coincidenze ritardate (40-44)
- chronotron (45-48)
- metodo oscillografico (49)
- conversione tempo-ampiezza (50-55)

Con il metodo delle coincidenze ritardate lo spettro dei tempi di volo si ottiene contando il numero delle coincidenze fra i contatori A e B al variare del ritardo dell'impulso di uno dei due.

Con il Chronotron, consistente in una combinazione di parecchie coincidenze ritardate ognuna con un ritardo diverso, è possibile fare contemporaneamente misure su punti diversi dello spettro.

L'oscillografo è il più semplice dei sistemi per misurare brevi intervalli temporali, basta infatti ritardare opportunamente i due impulsi e fotografarli.

Con i convertitori tempo ampiezza, la distanza temporale tra due impulsi viene convertita in un segnale la cui

altezza è proporzionale all'intervallo di tempo considerato.

Con il Chronotron è difficile raggiungere un numero di canali maggiore di 10, mentre l'analisi dei fotogrammi pone dei limiti sull'uso dell'oscillografo. Il convertitore tempo-ampiezza invece, se lo si pensa accoppiato ad un multicanale, dà direttamente lo spettro dei tempi di volo su un gran numero di canali; questo metodo presenta l'ovvio vantaggio di poter sfruttare tutte le comodità nella presentazione dei dati che hanno i multicanali moderni. Abbiamo quindi scelto quest'ultimo sistema per la misura del tempo di volo.

§ 2 - Messa a punto di un convertitore tempo-ampiezza.

Il convertitore adoperato è simile a quello progettato da Culligan e Lipman adoperato da Fidecaro al CERN<sup>(56)</sup>. Il funzionamento è il seguente: (i transistor sono per ora schematizzati da interruttori; in assenza di impulsi  $S_1$  è aperto ed  $S_2$  è chiuso). l'impulso A (fig. 42) chiude  $S_1$ ; la tensione in P comincia allora a salire dando luogo ad una corrente

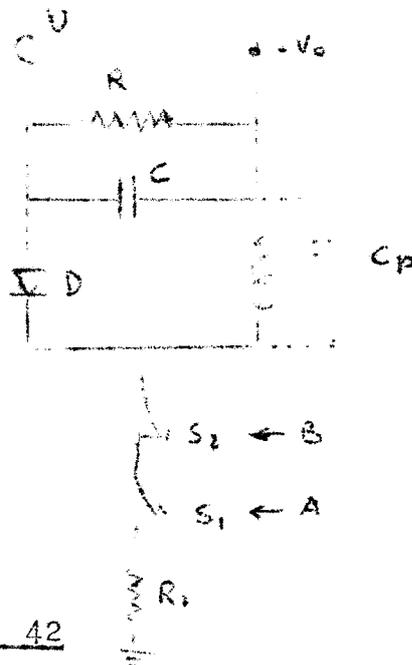


FIG. 42

in L pari a

$$i = \frac{V_0}{R_1} \left( 1 - e^{-\frac{tR_1}{L}} \right) \approx \frac{V_0}{L} t \quad (\text{per } t \ll \frac{L}{R})$$

Quando l'impulso B dopo un tempo  $\Delta t$  apre  $S_2$  la corrente ha un valore  $i_{\Delta t} = (V_0/L) \Delta t$

L'induttanza L con la capacità parassita  $C_p$  forma un circuito oscillante, che incomincia ad oscillare quando si apre  $S_2$ , con la condizione iniziale

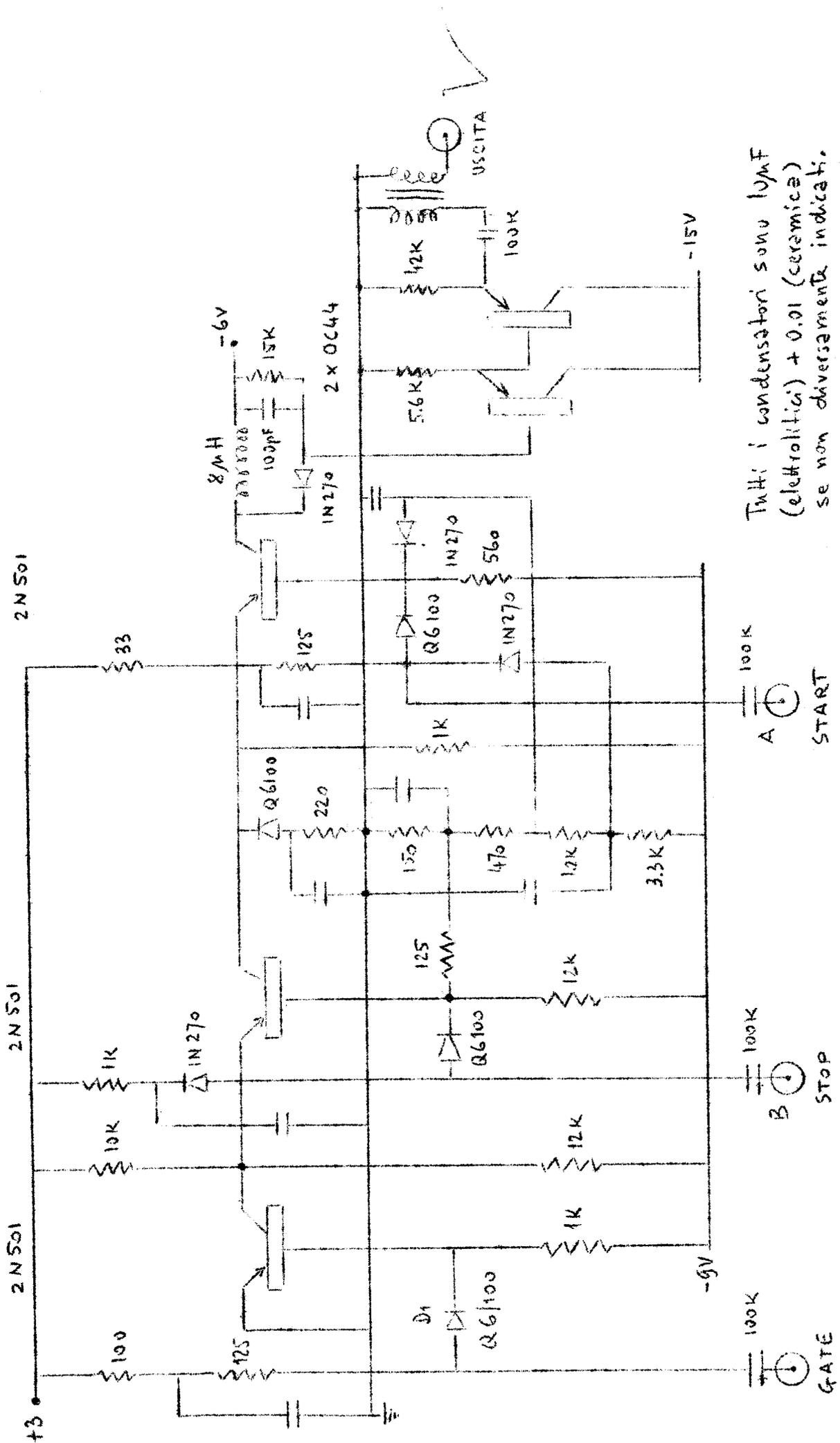
$$i(0) = \frac{V_0}{L} \Delta t$$

Appena la tensione in P scende al disotto di  $-V_0$ , il diodo comincia a condurre, ed alla capacità parassita si somma C. Questa si carica ad una tensione pari a

$$- \frac{V_0}{\sqrt{L(C_p + C)}}$$

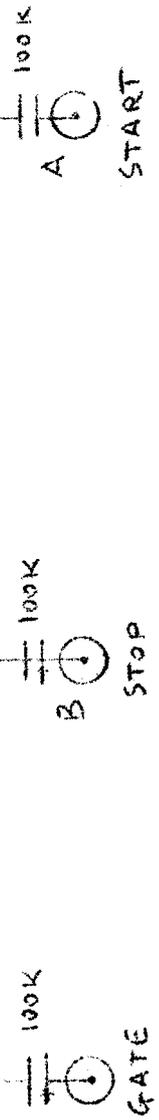
Qui il diodo si spegne e la tensione in U ritorna al valore iniziale  $-V_0$  con una costante di tempo RC. Si ha quindi un impulso della forma descritta e di ampiezza proporzionale a  $\Delta t$  (impulso di conversione).

Nel circuito (fig. 43) gli interruttori sono transistor 2N501. Normalmente i tre transistor  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  sono spenti. Un impulso negativo di gate spegne il diodo  $D_1$  ed inietta una corrente di 10 mA nella base di  $T_1$ , che va di conseguenza in saturazione. Il suo collettore e quello di  $T_2$  si portano a massa. Il circuito è allora pronto per ricevere gli impulsi di cui si vuol misurare la distanza temporale. Un impulso negativo che arrivi in A porta in conduzione il transistor  $T_3$ ; l'impulso positivo che giunge in B dopo un tempo  $\Delta t$  spegne  $T_2$ , e di conseguenza si spegne anche  $T_3$ . Il funzionamento da ora in poi è identico a quello descritto nel circuito schematico. L'impulso di conversione esce



Tutti i condensatori sono 10µF (elettrolitici) + 0.01 (ceramica) se non diversamente indicati.

FIG. 43 - CONVERTITORE TEMPO - AMPIEZZA.



attraverso un circuito tipo Darlington, che presentando una alta impedenza in ingresso rende il funzionamento del circuito indipendente dal carico.

La messa a punto del circuito è stata fatta con l'apparato mostrato in fig. 44, adoperando un impulsatore a mercurio con tempo di salita di  $\approx 0,5$  ns. Gli impulsi in uscita dal convertitore sono analizzati con un analizzatore di ampiezza di impulsi Eldorado a 20 canali.

È stato studiato il comportamento del circuito al variare dell'altezza e del tempo di salita degli impulsi di comando ed al variare della soglia dei due ingressi A e B.

Le figg. 45 e 46 mostrano che l'impulso di conversione è indipendente dall'altezza dell'impulsi A e B rispettivamente, purchè questi siano maggiori di  $\approx 2$  V; in queste condizioni si ottiene la curva di taratura mostrata in fig. 47. L'intervallo di linearità è di  $\approx 25$  ns. Se si vuole ottenere un intervallo più grande basta aumentare il valore della induttanza del circuito oscillante (la condizione di linearità è infatti  $\Delta t \ll L/R$ ). La curva di risoluzione temporale (fig. 48) ha una larghezza a metà ampiezza di 0,025 ns.

La variazione della risoluzione temporale in funzione della soglia dei due ingressi e dell'altezza degli impulsi di comando è mostrato in fig. 49; si nota che la migliore risoluzione si ottiene quando le soglie dei transistor  $T_2$  e  $T_3$  sono al più basso valore possibile. In queste condizioni il circuito è per di più meno critico rispetto alla variazione del tempo di salita degli impulsi di comando, come si vede dalla fig. 50 che mostra la variazione dell'ampiezza dell'impulso di conversione a parità di ritardo tra gli impulsi A e B in funzione del loro tempo di salita.

Vengono riportati infine le caratteristiche principali del circuito nelle condizioni migliori di funzionamento,

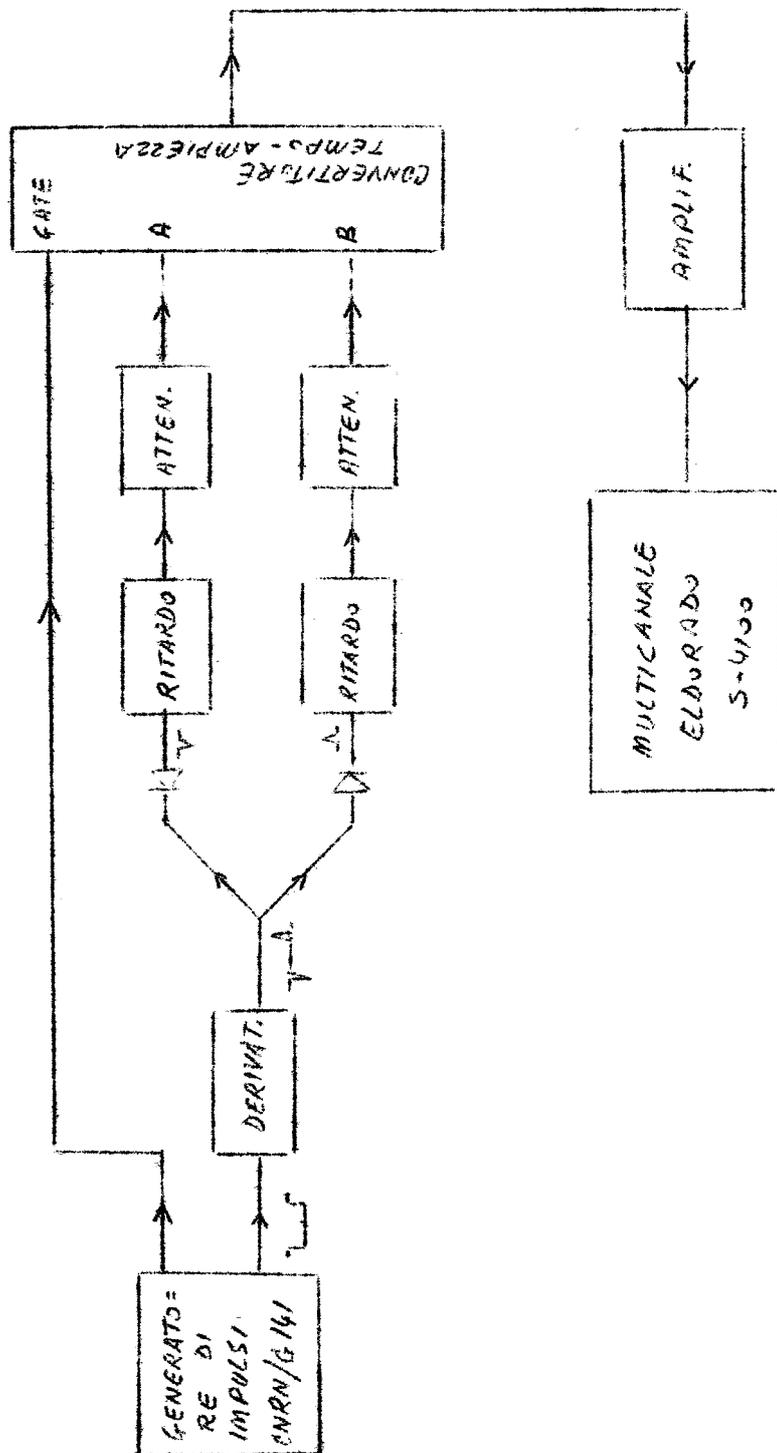


FIG. 44 - APPARATO PER LA MESSA A PUNTO DEL CONVERTITORE TEMPO - AMPIEZZA. -

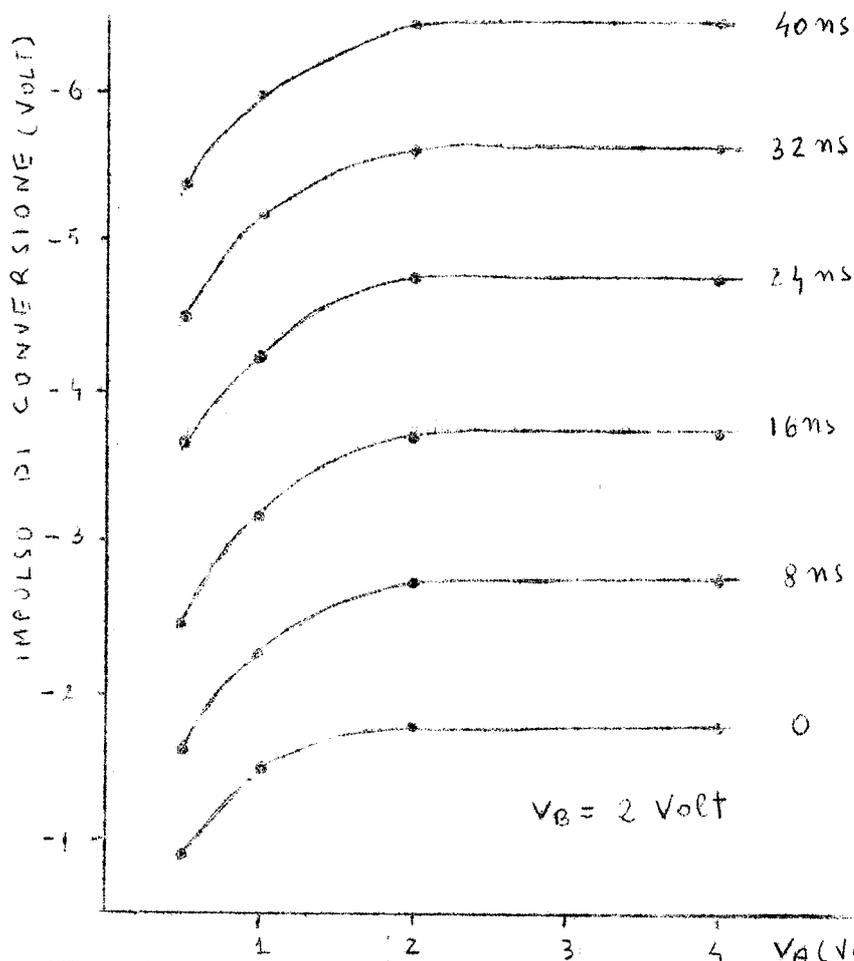


FIG. 45 - ALTEZZA DELL'IMPULSO DI CONVERSIONE IN FUNZIONE DELL'ALTEZZA DELL'IMPULSO DI COMANDO A, PER DIVERSI VALORI DEL RITARDO . A - B.

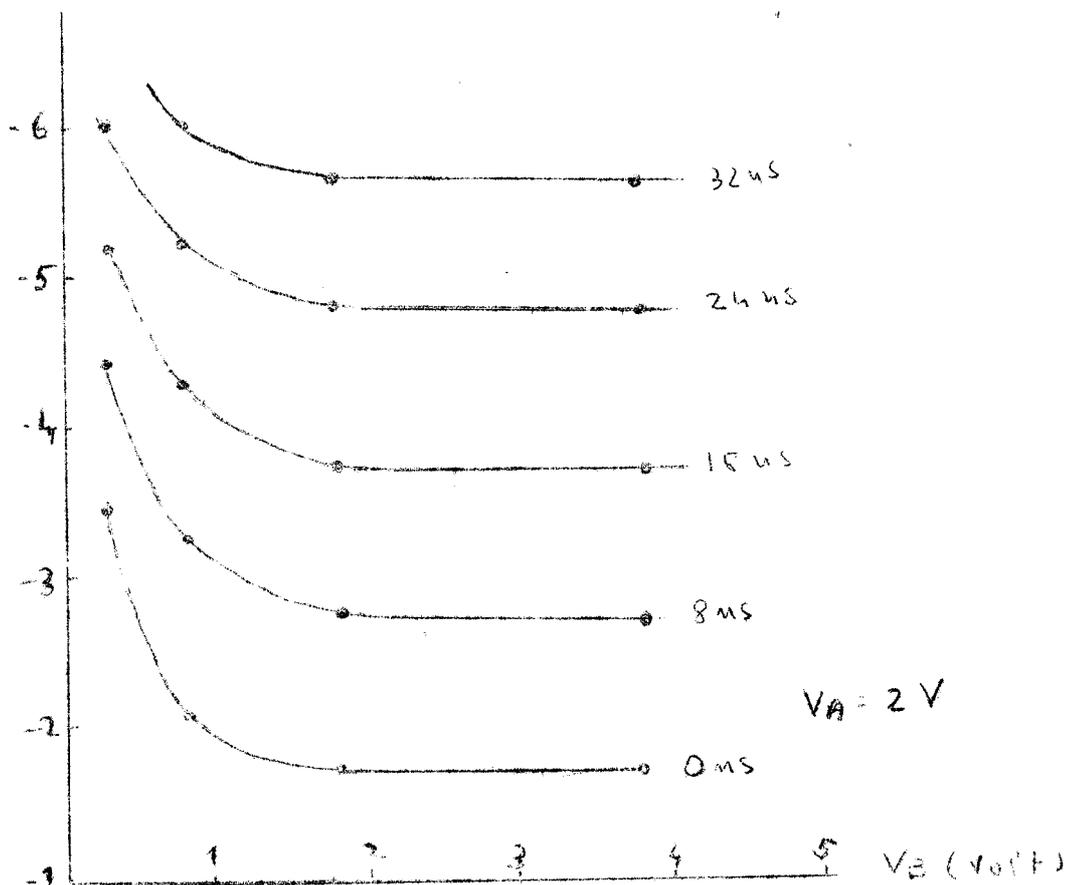


FIG. 46 - ALTEZZA DELL'IMPULSO DI CONVERSIONE IN FUNZIONE DELL'ALTEZZA DELL'IMPULSO DI COMANDO B, PER DIVERSI VALORI DEL RITARDO A - B

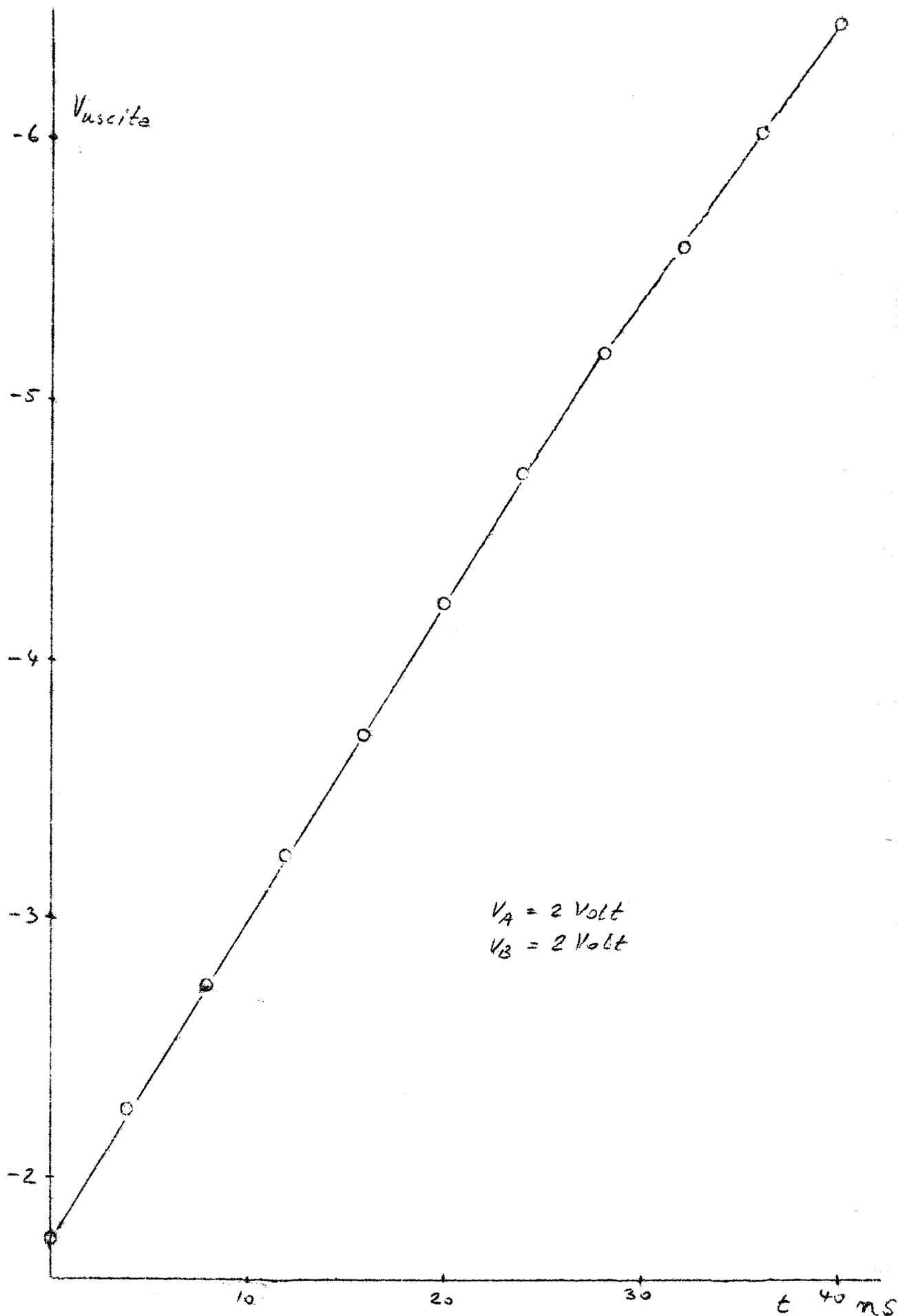


FIG. 47 - CURVA DI TARATURA DEL CONVERTITORE

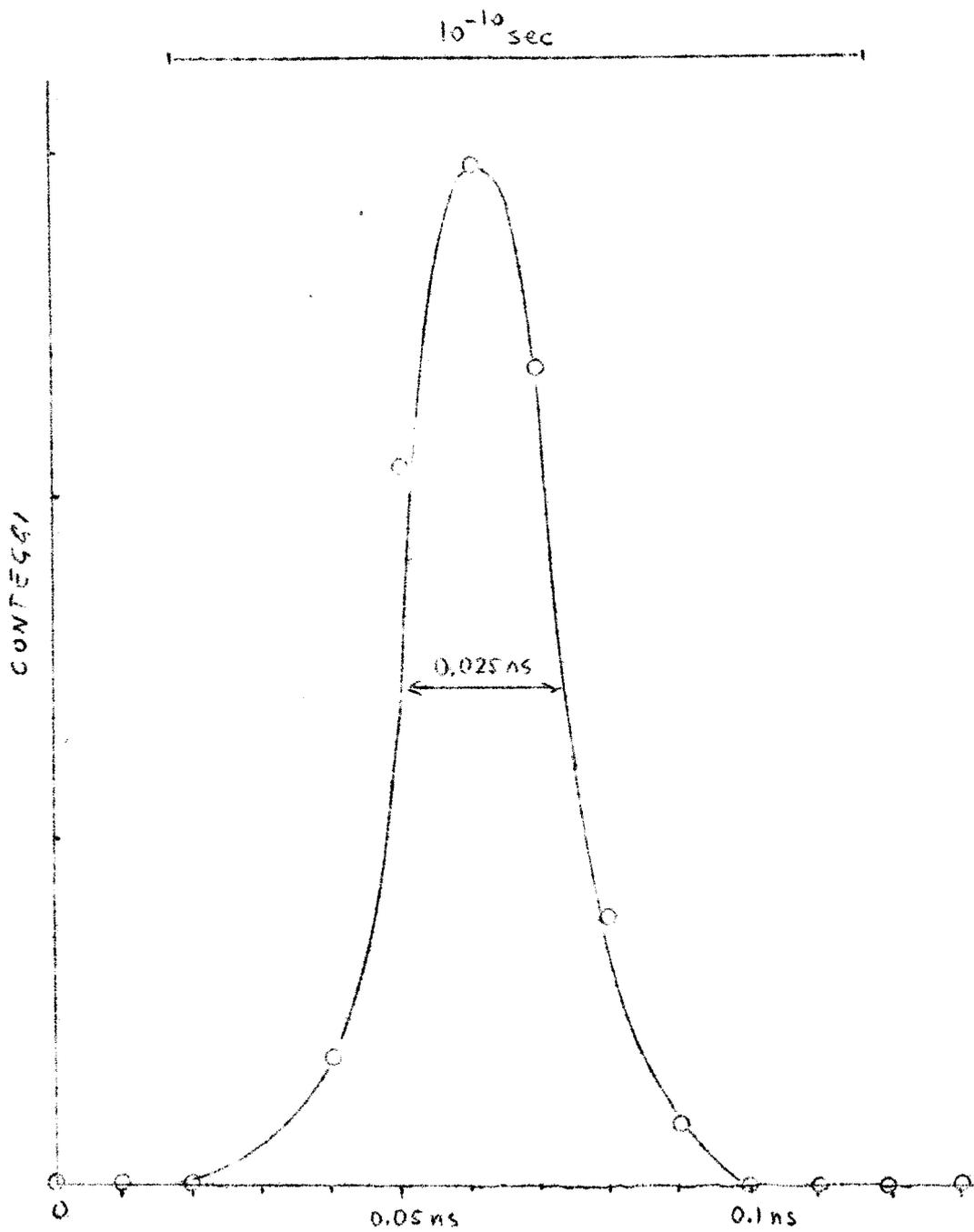


FIG. 48 - CURVA DI RISOLUZIONE TEMPORALE DEL CONVERTITORE TEMPO-AMPIEZZA.

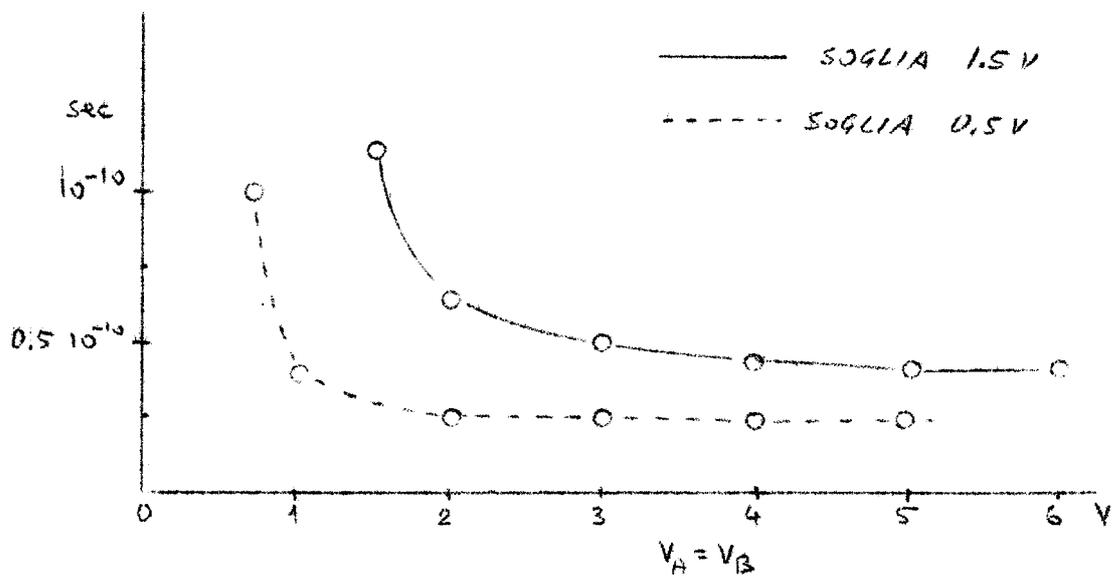


FIG. 49 - RISOLUZIONE TEMPORALE IN FUNZIONE DELL'ALTEZZA DEGLI IMPULSI DI COMANDO.

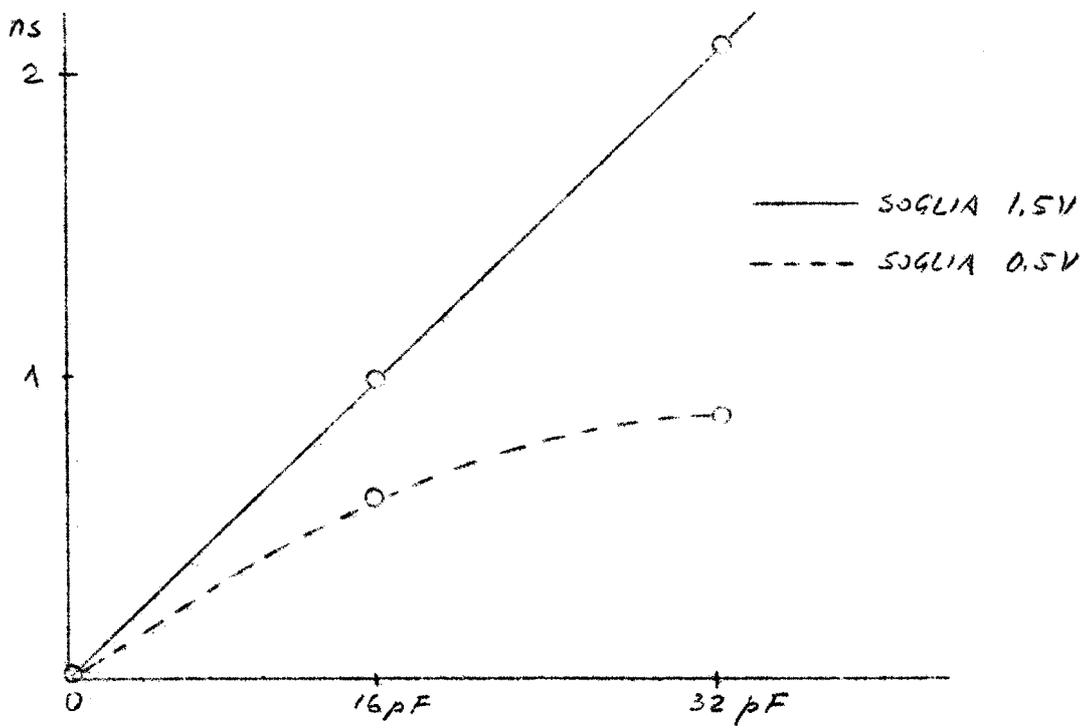


FIG. 50

cioè quando gli impulsi di comando sono costanti in ampiezza e in tempo di salita, come quelli generati da un impulsatore a mercurio.

- Risoluzione temporale 0,025 ns
- Intervallo di linearità  $\approx 25$  ns
- Impulso A negativo maggiore di 2 V,  
e di durata non inferiore  
all'intervallo di tempo che  
si vuole misurare.
- Impulso B positivo maggiore di 2 V
- Stabilità  $10^{-10}$  sec

### § 3 - La risoluzione temporale nei fotomoltiplicatori.

L'impulso di corrente all'uscita di un fotomoltiplicatore presenta delle fluttuazioni nel tempo di salita, ampiezza, ed in generale in forma, dovute alla differenza nei tempi di transito degli elettroni. Uno dei problemi principali da risolvere è quello di trovare il punto  $t^*$  dell'impulso che presenta minori fluttuazioni rispetto all'istante di arrivo dell'impulso di luce sul fotocatodo. Il problema è stato affrontato e risolto in modo soddisfacente da Gatti (57-58). Si introducono i seguenti parametri legati all'impulso di corrente dovuto ad un singolo fotoelettrone:

- varianza del fattore di amplificazione  $\epsilon_A^2$
- valor medio del baricentro dell'impulso  $b$
- varianza della posizione del baricentro  $\epsilon_{ph}^2$
- larghezza dell'impulso  $\lambda$
- varianza della larghezza dell'impulso  $\epsilon_\lambda^2$

Vengono esaminati i seguenti casi:

- A)  $t_A^*$  = baricentro di quella parte dell'impulso contenente una carica C.
- B)  $t_B^*$  = istante in cui viene raccolta una carica C.

c)  $t_c^*$  = baricentro dell'intero impulso.

Si trova che il caso C) è il più sfavorevole. Il caso A) è quello che presenta minori fluttuazioni. Il caso B) non differisce molto da A), ed è molto semplice da realizzare. Questo è il metodo che è stato adottato nelle misure fatte.

La varianza di  $t_g^*$  è data da

$$\sigma^2 = \left\{ \int_0^{t_B^*} I(\sigma) d\sigma \left[ (1 + \bar{z} \varepsilon_z^2 + \varepsilon_R^2) \left( \int_0^{t_B^*} f(t-\sigma) dt \right)^2 + \varepsilon_{ph}^2 (f(t-\sigma))^2 + \varepsilon_\lambda^2 \left[ (t-\sigma-b) f(t-\sigma) \right]^2 \right] \right\} / \left[ I(t_B^*) \cdot f(t_B^*) \right]^2$$

ove  $I(\sigma)$  è la distribuzione temporale dei fotoni sul fotocatodo,  $f(t)$  è la forma dell'impulso di un singolo fotoelettro-ne quando  $\varepsilon_{ph}^2 = \varepsilon_\lambda^2 = 0$ .  $\bar{z}$  = rendimento quantico del fotocatodo con varianza  $\varepsilon_z^2$ .

L'espressione di cui sopra è stata calcolata per un 56AVP ponendo  $\lambda = 2$  ns,  $\varepsilon_{ph} = 0,5$  ns, per valori diversi del numero totale di fotoelettroni R, in funzione del rapporto tra carica C e carica totale  $C_R$ . (Fig. 51)

Un'altra possibilità è quella di prendere come  $t^*$  il massimo dell'impulso (metodo dello zero cross). In questo caso è difficile valutare la varianza ma misure sperimentali hanno dimostrato che le fluttuazioni sono paragonabili a quelle dei metodi esaminati da Gatti.

#### § 4 - Studio delle fluttuazioni temporali nei fotomoltiplicatori 6810A e 56AVP.

Con il convertitore tempo-ampiezza descritto si so-

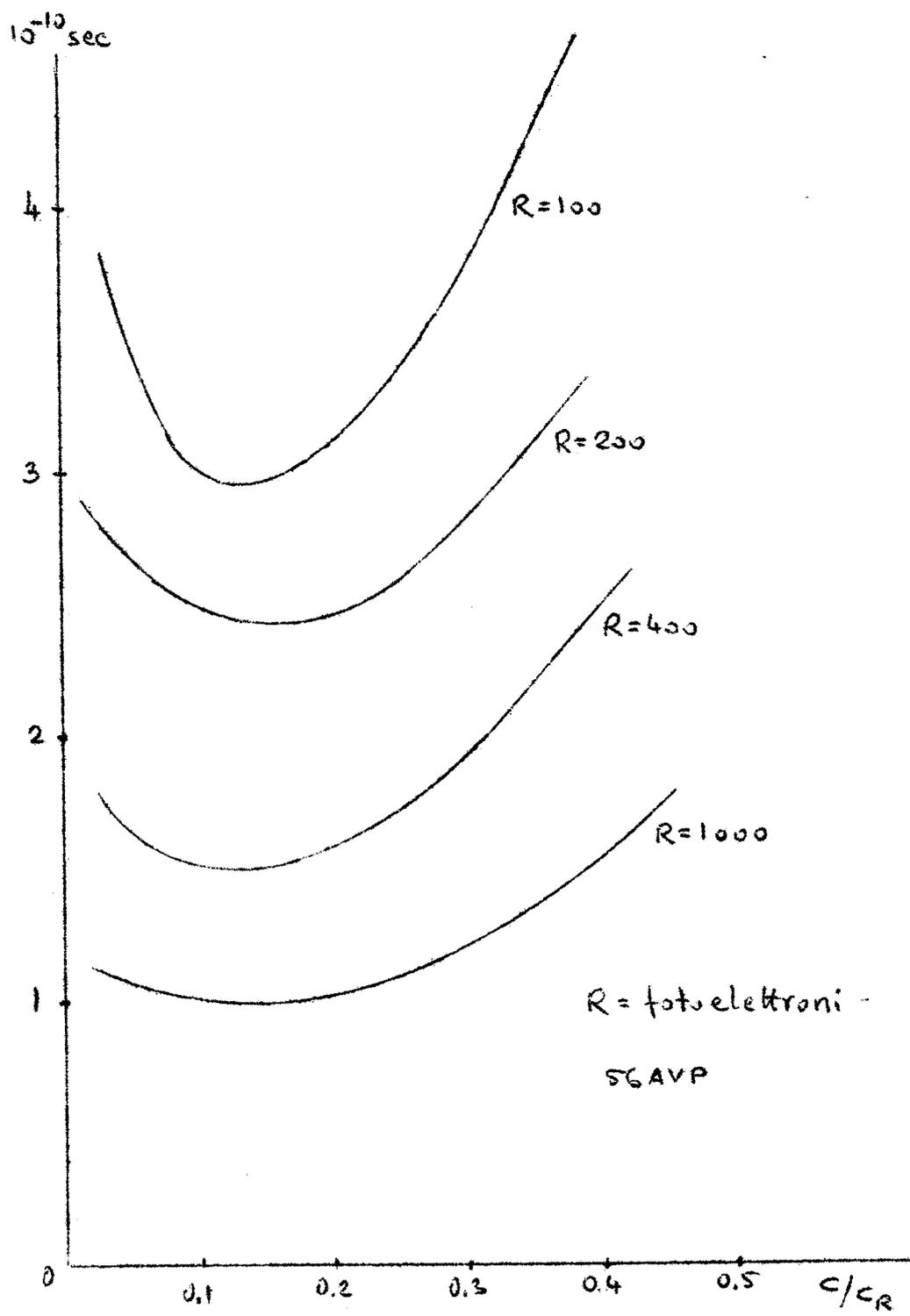


FIG. 51 - VARIANZA DEL TEMPO  $t_B^*$

no studiate le fluttuazioni temporali in un contatore a scintillazione, cercando di separare per quanto è stato possibile, i contributi dovuti allo scintillatore ed al fotomoltiplicatore. In queste serie di misure si è fatto uso di fotomoltiplicatori 6810A e 56AVP adoperando due metodi: lo zero cross per i 6810A ed il metodo B) di cui si è parlato nel § precedente, per i 56 AVP.

#### Risoluzione temporale con i 6810A

Lo schema del circuito di zero cross (Z.X) adoperato e riprodotto in fig. 52. Gli impulsi provenienti dal fotomoltiplicatore vengono derivati con un cavo da 2 ns cortocircuitato, ed inviati ad un pentodo (D 3A) che opera da amplificatore. La parte positiva dell'impulso viene tagliata da un diodo Q6/100, e l'impulso negativo viene limitato e formato da una seconda valvola (D3A). Così l'istante in cui appare l'impulso di uscita è correlato con l'istante in cui l'impulso del fotomoltiplicatore raggiunge il massimo.

In fig. 53 è riportato lo schema a blocchi del dispositivo adoperato per lo studio della risoluzione temporale con i 6810A. Uno scintillatore di piccole dimensioni ( $\phi=4\text{cm}$ ,  $h = 1\text{ cm}$ ) è visto da due fotomoltiplicatori i cui impulsi vengono inviati ai circuiti Z.X. e poi, opportunamente ritardati al convertitore tempo-ampiezza.

La risoluzione temporale (adoperando una sorgente di  $\text{Co}^{60}$ ) risente molto del potenziale della griglia acceleratrice posta tra fotocatodo e primo dinodo, come si vede dalle curve di risoluzione (fig. 54) ottenute per due diversi valori della tensione; le variazioni sono state fatte su di un solo fotomoltiplicatore. La risoluzione temporale è risultata di 1 ns nelle migliori condizioni, cioè ponendo la tensione di griglia allo stesso valore di quella del primo

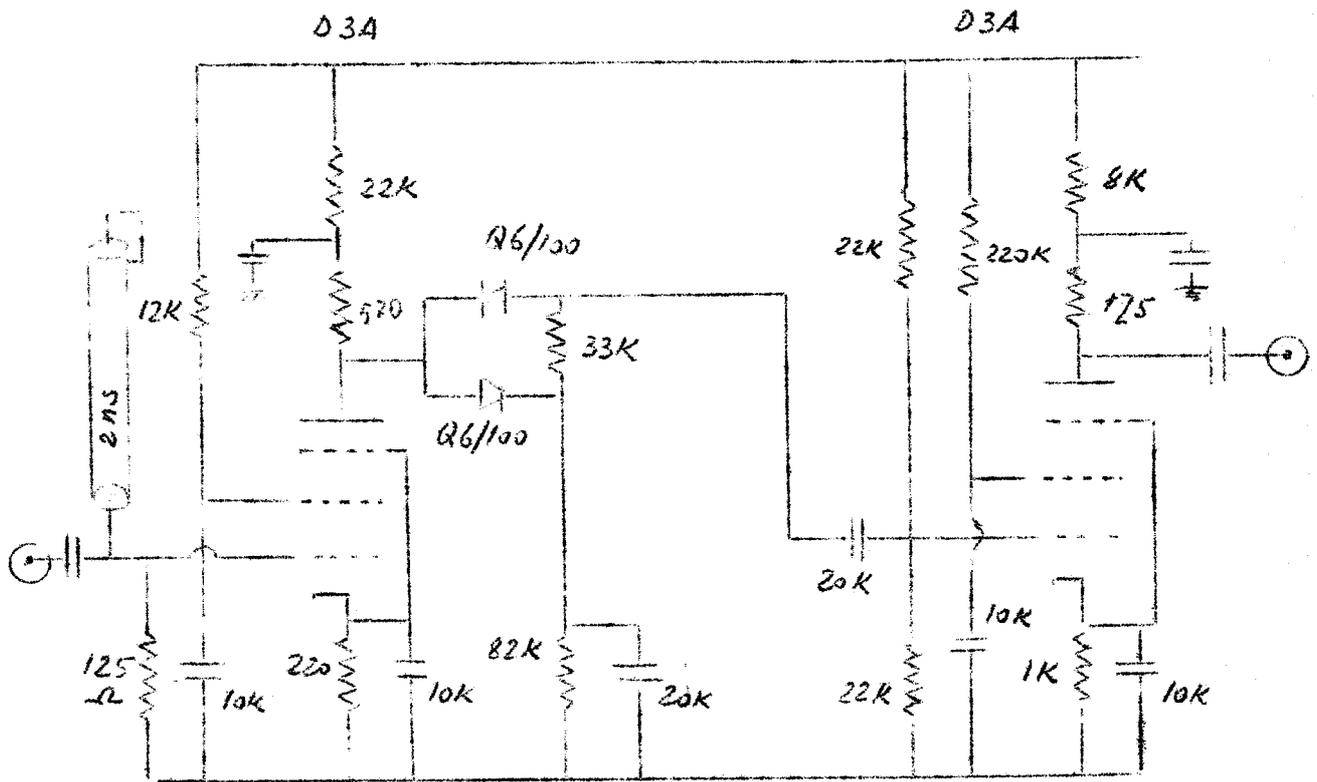


FIG. 52 - ZERO CROSS

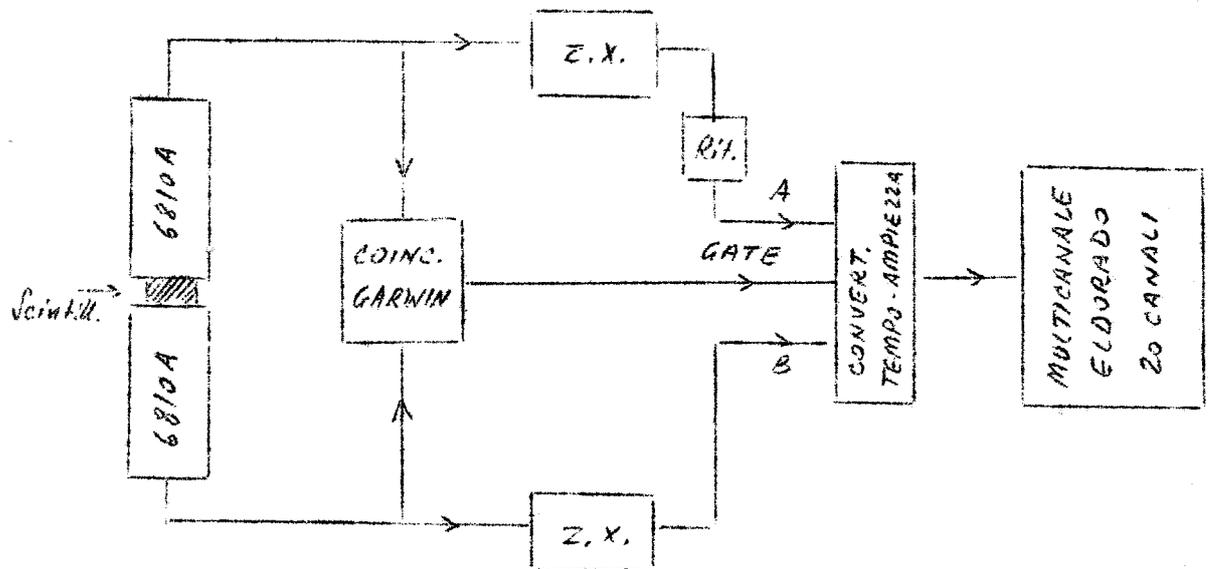


FIG. 53 - APPARATO PER LO STUDIO DELLE FLUTTUAZIONI TEMPORALI NEI F.M. 6810A



dinodo.

Se al posto dello scintillatore piccolo si mette uno scintillatore lungo ( $4 \times 1 \times 20 \text{ cm}^3$ ) (fig. 55), si ottiene una curva di risoluzione la cui ampiezza a metà altezza è di 3 ns. Questo torna con quanto ci si aspetta; infatti nel caso di fotomoltiplicatori ideali che non introducessero nessuna fluttuazione si otterrebbe una curva di risoluzione rettangolare larga 2 ns (la luce infatti impiega 1 nanosecondo nel percorrere i 20 cm dello scintillatore).

#### Risoluzione temporale con i 56AVP.

Il metodo dello zero cross non si presta molto bene nel caso dei 56AVP, in quanto il picco dell'impulso di corrente presenta delle notevoli instabilità causate dal valore abbastanza alto dell'amplificazione. (59)

Con i 56AVP, come si è già detto, è stato adottato il metodo più semplice tra quelli proposti da Gatti; si è cercato di prendere quell'istante dell'impulso in cui è raccolta una carica  $C$ . L'impulso negativo del fotomoltiplicatore viene integrato dalla capacità parassita d'ingresso del circuito mostrato in fig. 56; il pentodo ad alta trasconduttanza D3A si spegne dando un impulso di 2 V quando è stata accumulata una carica di  $1,5 \cdot 10^{-11}$  Coulomb.

Lo schema a blocchi dell'intero dispositivo di misura è riportato in fig. 57. Gli impulsi negativi vanno direttamente ai circuiti formatori, mentre le coincidenze tra i due fotomoltiplicatori sono fatte con gli impulsi positivi dei dinodi.

La risoluzione temporale usando uno scintillatore piccolo ( $\phi = 4 \text{ cm}$ ,  $h = 1 \text{ cm}$ ) è di 0,5 ns (fig. 58). Questo torna con le previsioni teoriche. Infatti la risoluzione temporale di un solo fotomoltiplicatore è di  $0,5/\sqrt{2} = 0,35 \text{ ns}$ ; con il  $\text{Co}^{60}$  si ha una perdita di energia di  $\approx 1 \text{ MeV}$ , che dà

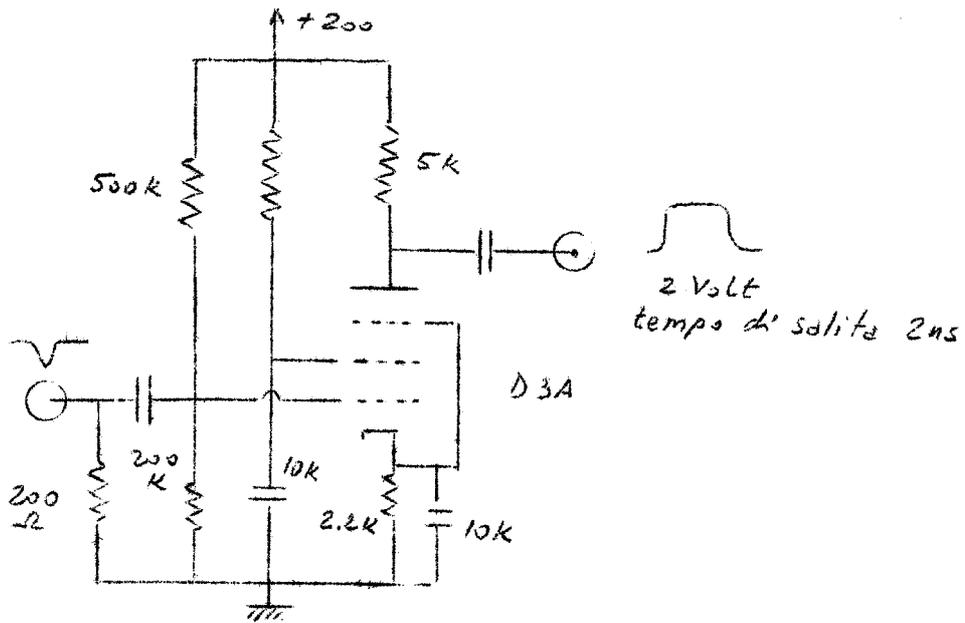


FIG. 56 - FORMATORE D'IMPULSO PER I F.M. 56AVP

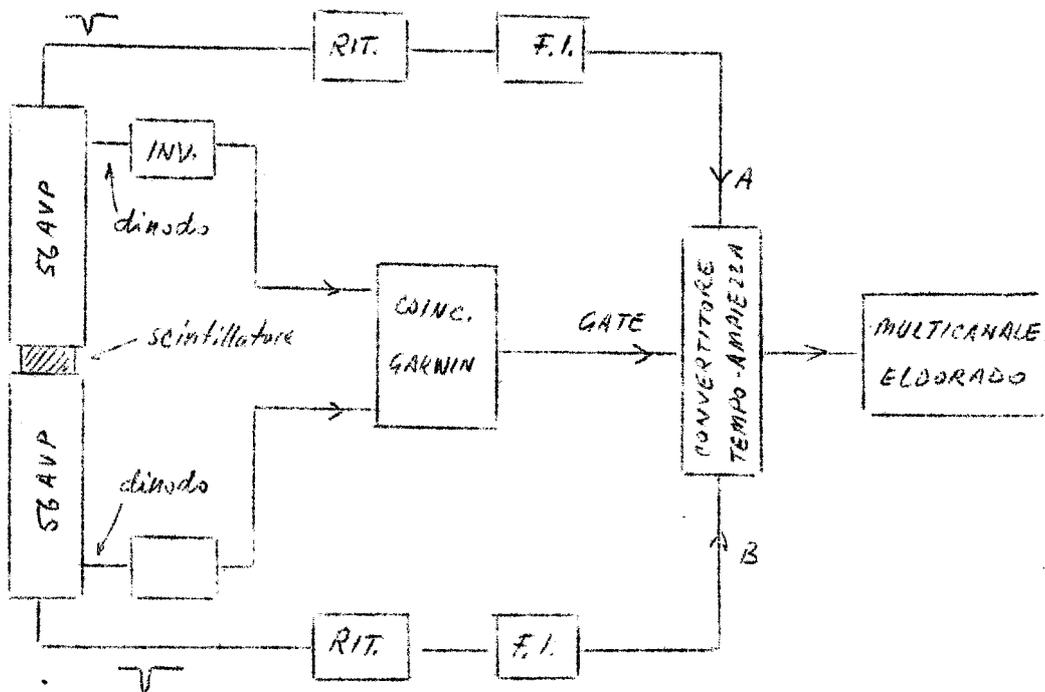


FIG. 57- APPARATO PER LO STUDIO DELLE FLUTTUAZIONI TEMPORALI NEI F.M. 56AVP

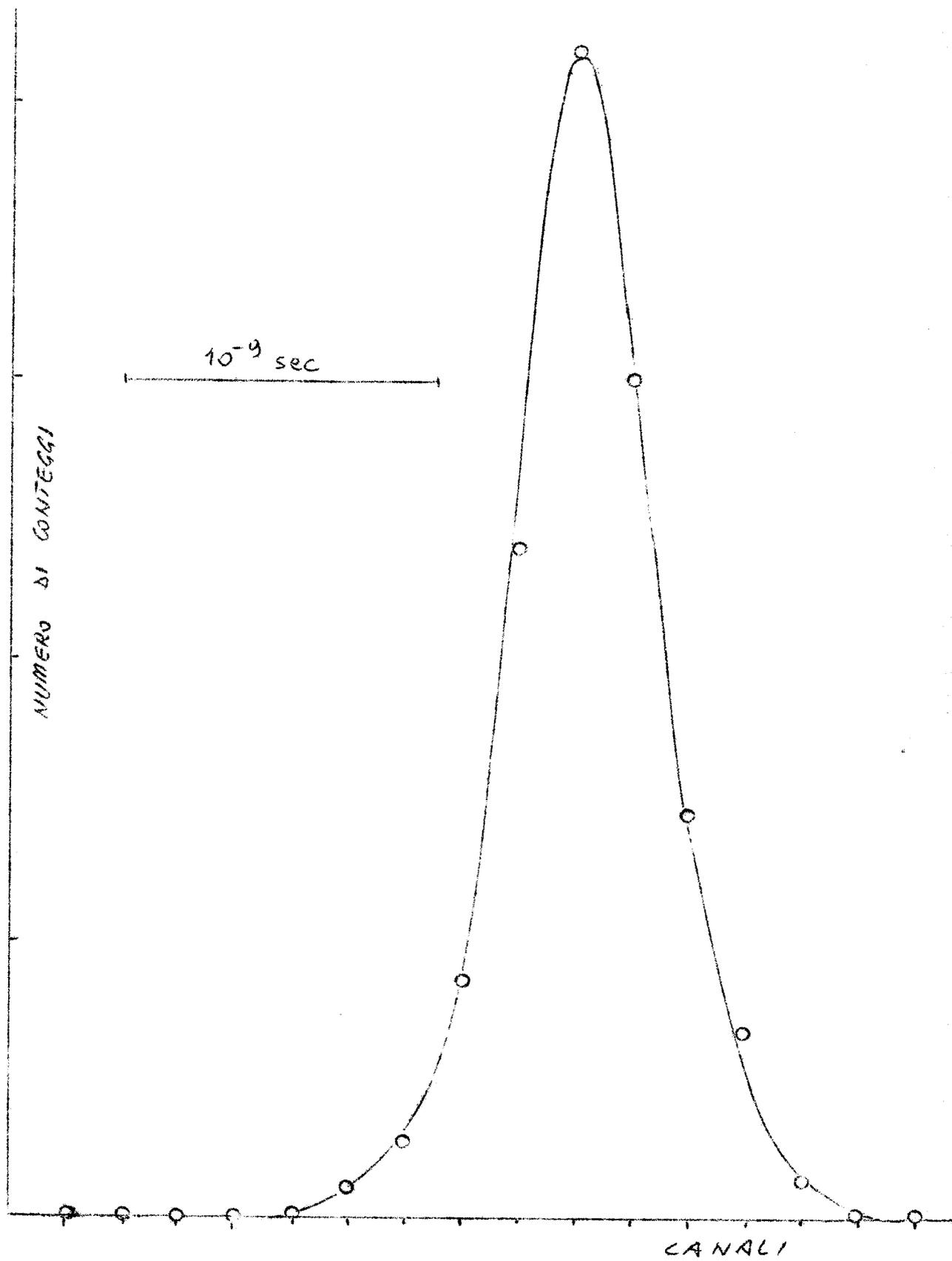


FIG. 58 - CURVA DI RISOLUZIONE TEMPORALE  
PER 1 F.M. 56HVP

luogo a  $\simeq 200$  fotoelettroni (corrispondenti ad una carica totale di  $30 \cdot 10^{-11}$  Coulomb). Dalle curve di fig. 51, essendo  $C/C_R = 0,05$ , si trova una risoluzione di  $0,25 \pm 0,3$  ns.

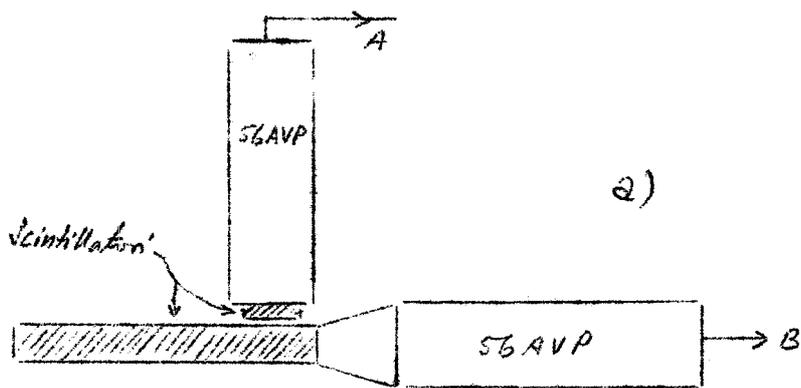
Con scintillatori grandi la risoluzione tende a peggiorare; sono stati montati due contatori, uno con uno scintillatore grande ( $25 \times 25 \times 1$  cm<sup>3</sup>), l'altro con uno piccolo ( $4 \times 4 \times 1$  cm<sup>3</sup>). E' stato misurato l'intervallo temporale tra i due impulsi quando si presentava una coincidenza coi raggi cosmici. Sia nel caso a) che in b) di fig. 59 la larghezza della curva di risoluzione è di 1 ns. Le due curve sono traslate di 1 ns, come del resto deve essere essendo la velocità della luce nel plastico pari a 20 cm/1 ns.

Dalle misure fatte si possono trarre alcune conclusioni: i 56AVP presentano delle fluttuazioni temporali minori dei 6810A. In realtà sono stati adoperati due metodi diversi, ma questo è confermato da tutti coloro che hanno fatto misure di questo tipo. Altro fatto interessante è che i limiti attuali sulla misura di brevi intervalli temporali sono imposti dai fotomoltiplicatori; la parte elettronica può considerarsi ideale. A titolo di confronto sono riportate le curve di risoluzione per i 6810A, per i 56AVP, e per il solo convertitore (fig. 60).

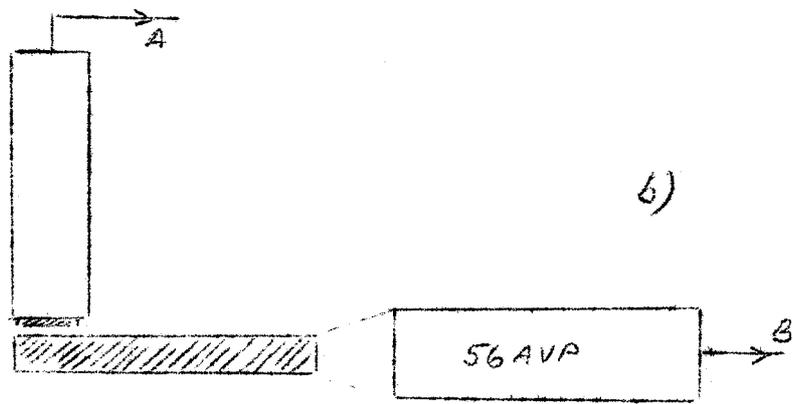
#### § 5 - Misure fatte con un apparato di tempi di volo.

E' stato adoperato lo stesso telescopio già usato per la misura della sezione d'urto assoluta, con l'aggiunta di un contatore  $S_0$  posto vicino alla targhetta costituito in questo caso da un blocco di paraffina di 2 cm di spessore.

Lo schema a blocchi è mostrato in fig. 61. Al convertitore arriva, come impulso di gate la coincidenza  $S_0 S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4$  oppure  $S_0 S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4 \bar{C}$ , e come impulsi, di cui si misura la distan



a)



b)

— caso a)  
 - - - caso b)

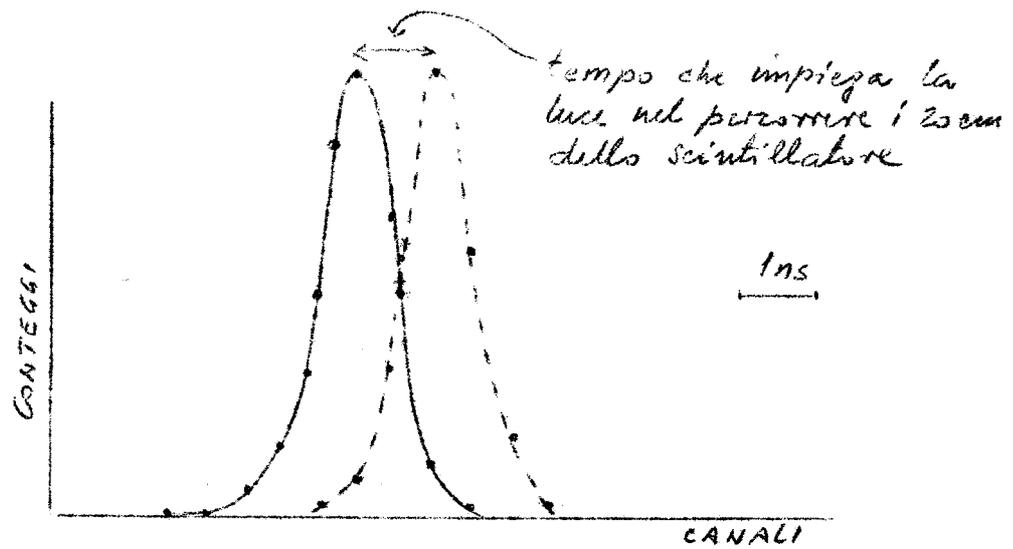


FIG. 59 - RISOLUZIONE TEMPORALE CON SCINTILLATORI GRANDI.

A - RISOLUZIONE TEMPORALE CON FOTOMOLTIPLICATORI 6810A : 1ns  
 B - " " " " 56AVP : 0.5ns  
 C - " " " " UN SOLO FOTOMOLTIPLICATORE : 0.15ns  
 D - " " " " DEL CONVERTITORE TEMPO-AMPIEZZA : 0.025ns

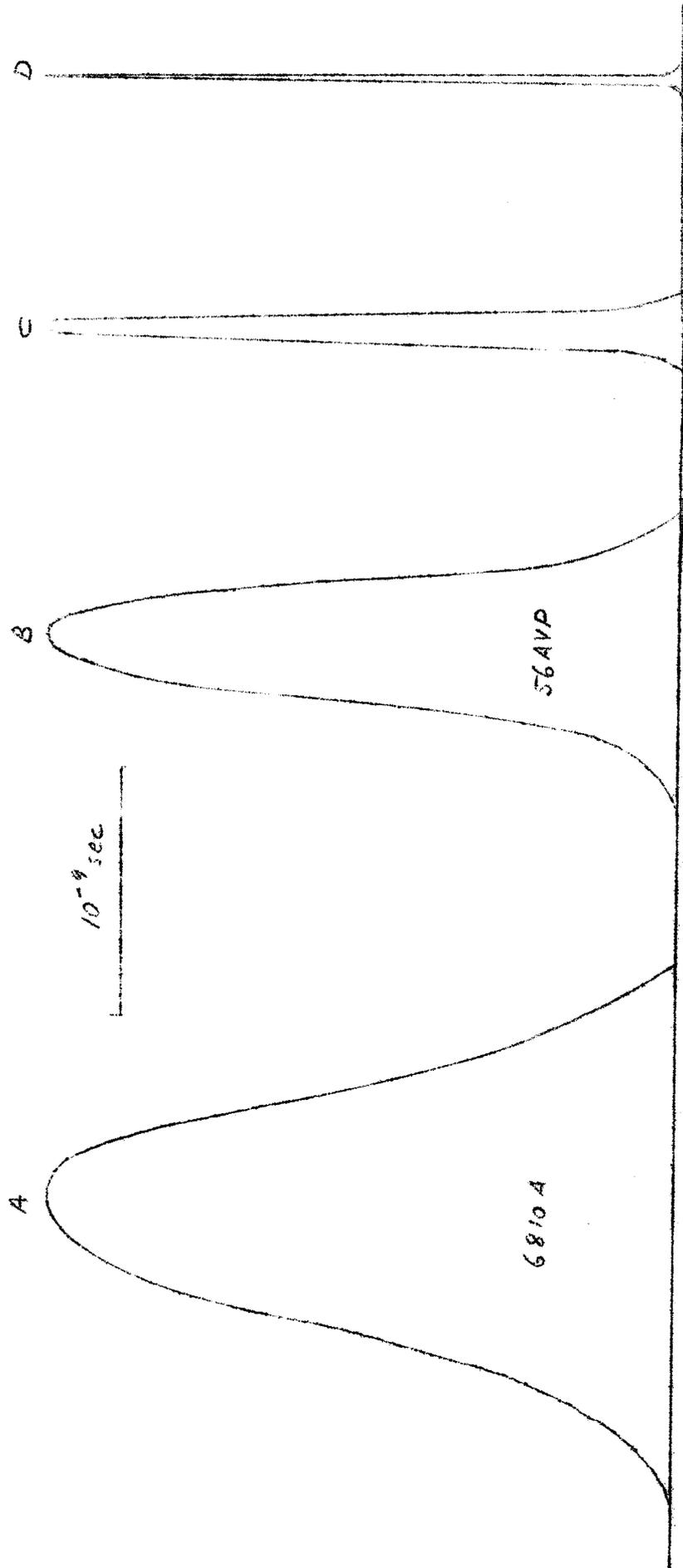


FIG. 60

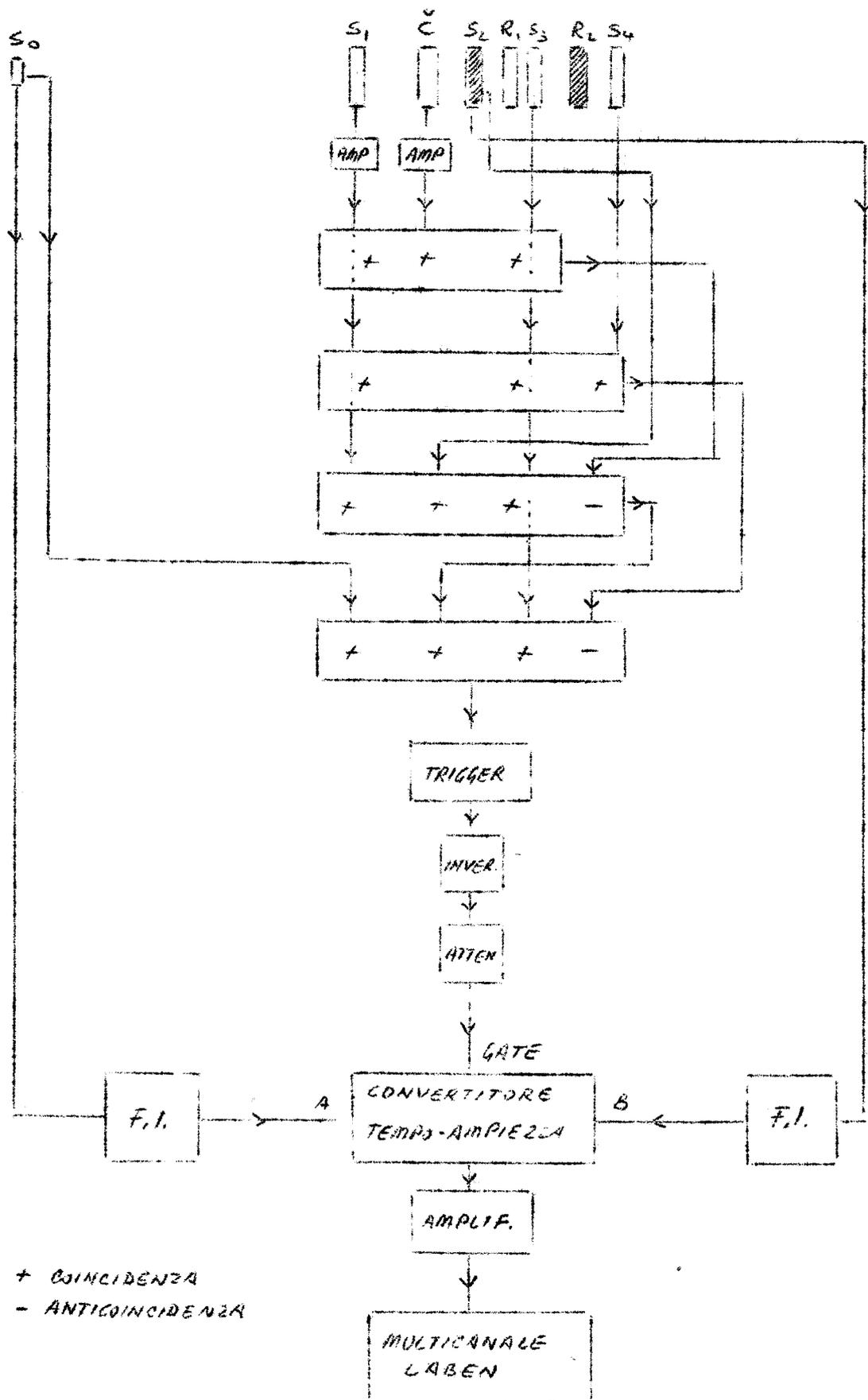


FIG. 61 - SCHEMA A BLOCCHI DELL'APPARATO PER MISURE DI TEMPI DI VOLO

za temporale, gli impulsi dei contatori  $S_0$  ed  $S_2$  distanti tra di loro 4 m. Lo spettro viene analizzato con un analizzatore di ampiezza di impulsi LABWIN (200 canali). Sono stati fatti vari spettri al variare del range delle particelle accettate dal telescopio, con e senza Cerenkov in anticoincidenza. I risultati sono riportati nelle figg. 62, 63, 64, 65.

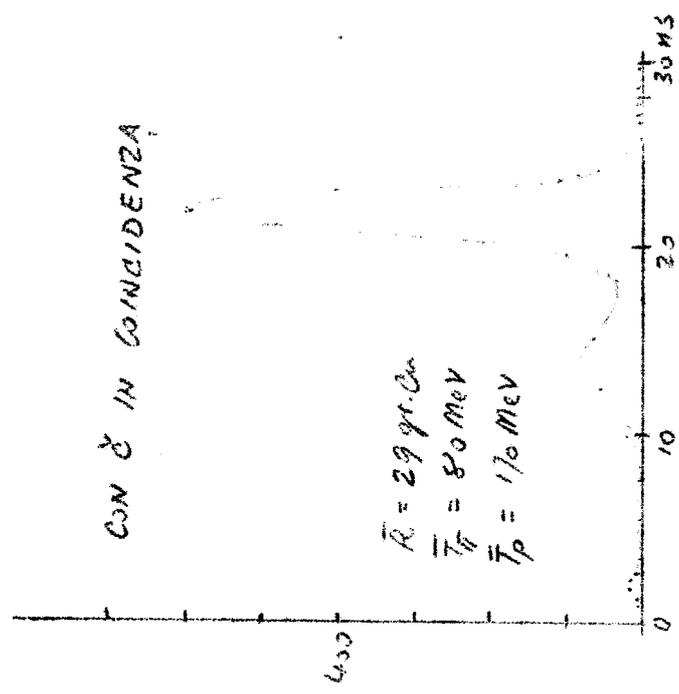
Negli spettri senza Cerenkov in anticoincidenza si notano 3 picchi dovuti ad elettroni pioni e protoni, come risulta dal confronto fra le curve range-tempo di volo ed i punti sperimentali (fig. 66). Dagli spettri ottenuti si possono trarre le seguenti conclusioni: il Cerenkov ha praticamente efficienza uguale ad 1 per particelle relativistiche (elettroni), come del resto ora stato trovato coi raggi cosmici. Per pioni da 60 MeV l'efficienza è quasi nulla (infatti la soglia del Cerenkov è di  $\approx 50$  MeV), mentre va aumentando con l'aumentare dell'energia.

Se si tiene conto dell'allargamento delle righe dovuto allo spread nei tempi di volo (a causa dell'intervallo di range accettato dal telescopio), si trova una larghezza a metà altezza di 1,5 ns. Questo torna con le misure precedenti se si tiene conto di un allargamento di 0,5 ns introdotto dai fotomoltiplicatori e di 1 ns dovuto alle dimensioni degli scintillatori.

Un risultato abbastanza interessante si è ottenuto misurando lo spettro di casuali ritardando di 200 ns l'impulso proveniente da  $S_0$ . Ci si dovrebbe aspettare uno spettro continuo, mancando ovviamente in questo caso una qualunque correlazione temporale tra gli impulsi di  $S_0$  ed  $S_2$ . Come si vede da fig. 67, lo spettro che si è ottenuto presenta invece una serie di massimi, la cui distanza, difficilmente valutabile a causa della bassa statistica, è dell'ordine di  $8 \pm 12$  ns. Ciò si può capire se si pensa che vi è in realtà

CON  $\checkmark$  IN COINCIDENZA

$\bar{R} = 29 \text{ gr. Cu}$   
 $\bar{T}_\pi = 80 \text{ MeV}$   
 $\bar{T}_p = 170 \text{ MeV}$



SENZA  $\checkmark$  IN ANTICOINCIDENZA

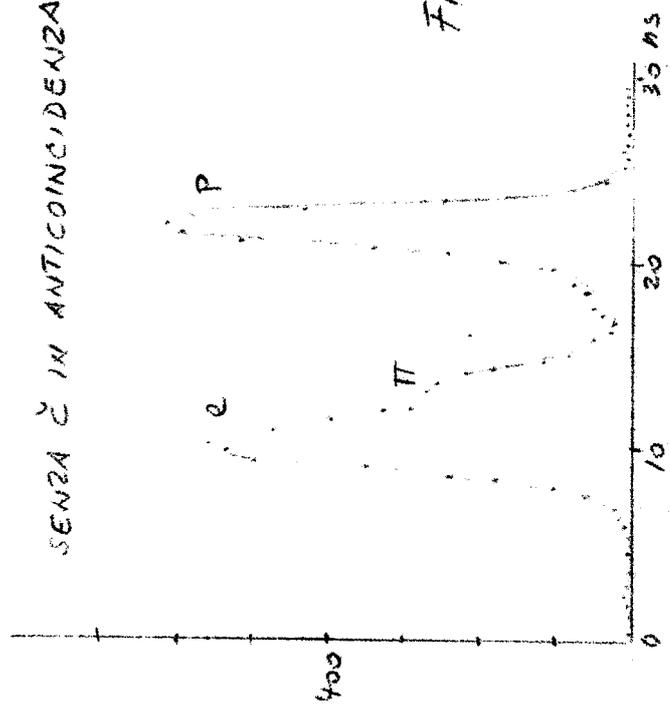
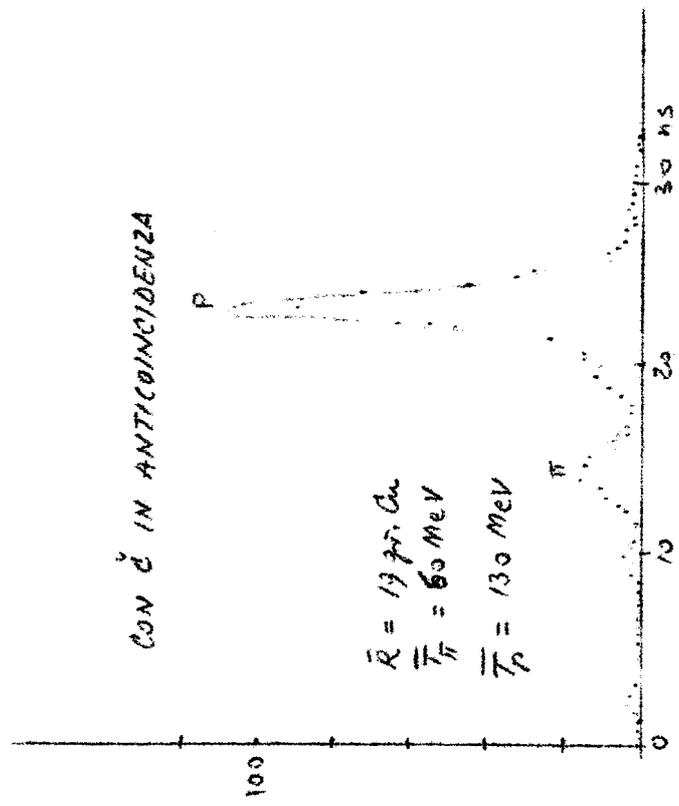


FIG. 63

CON  $\checkmark$  IN ANTICOINCIDENZA

$\bar{R} = 19 \text{ gr. Cu}$   
 $\bar{T}_\pi = 60 \text{ MeV}$   
 $\bar{T}_p = 130 \text{ MeV}$



SENZA  $\checkmark$  IN ANTICOINCIDENZA

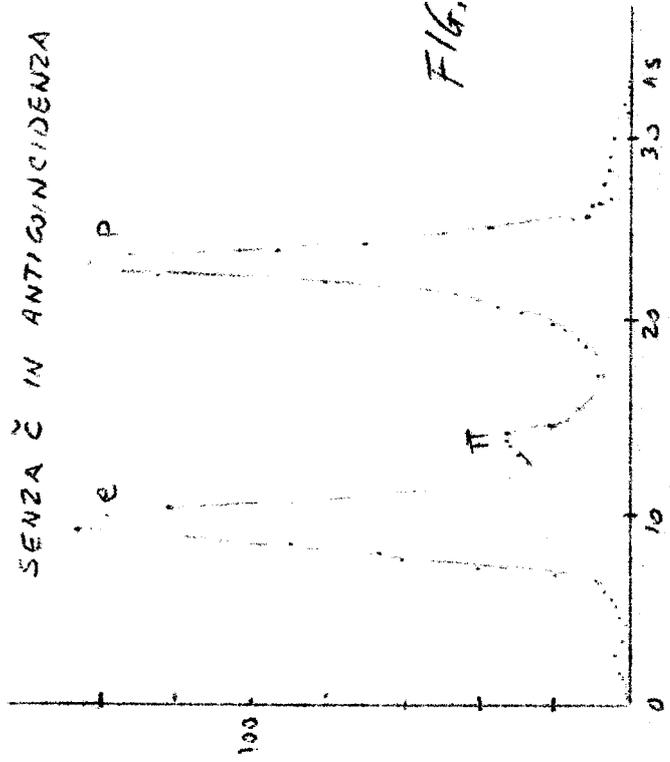


FIG. 62

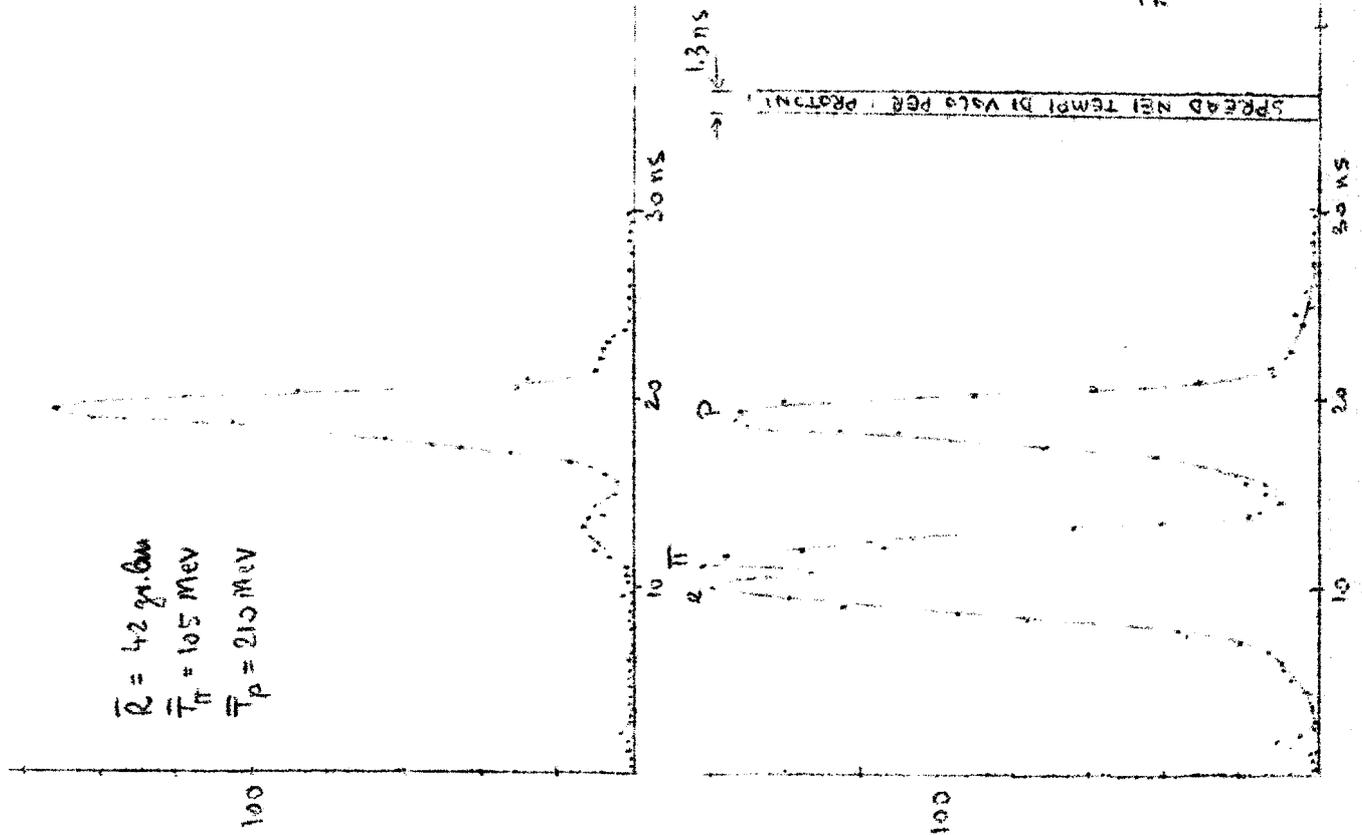


FIG. 64

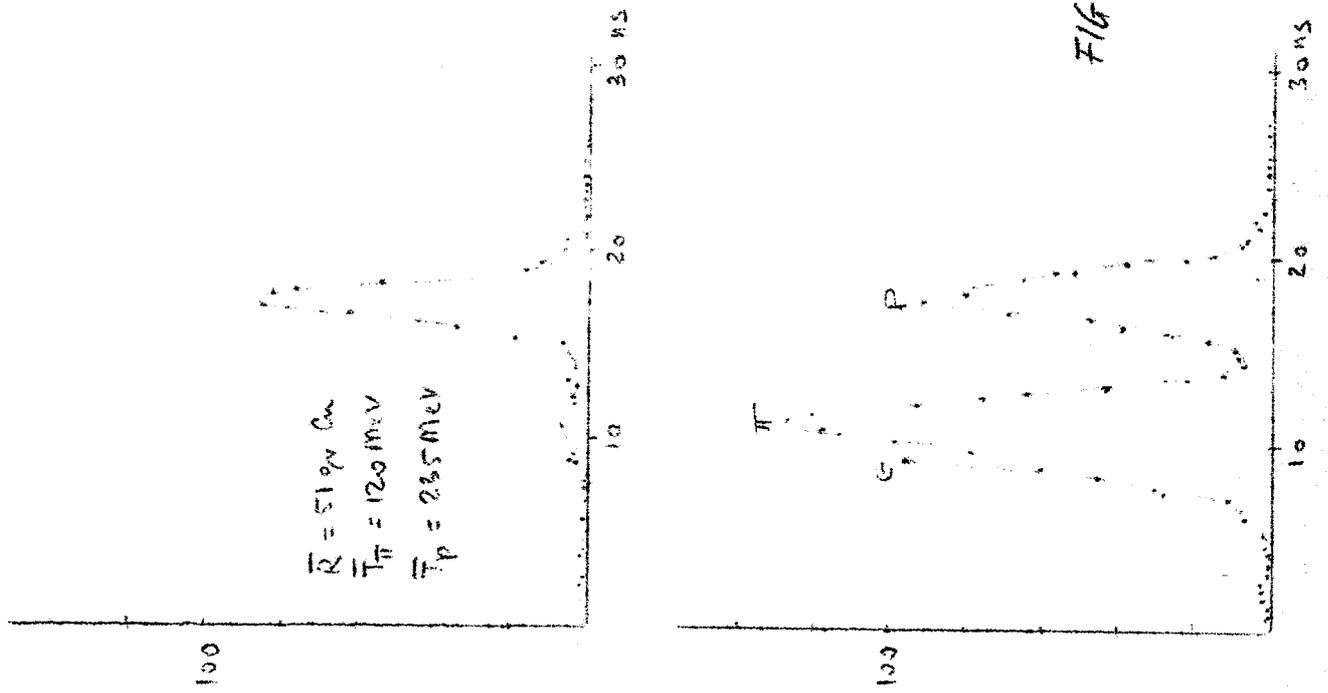


FIG. 65

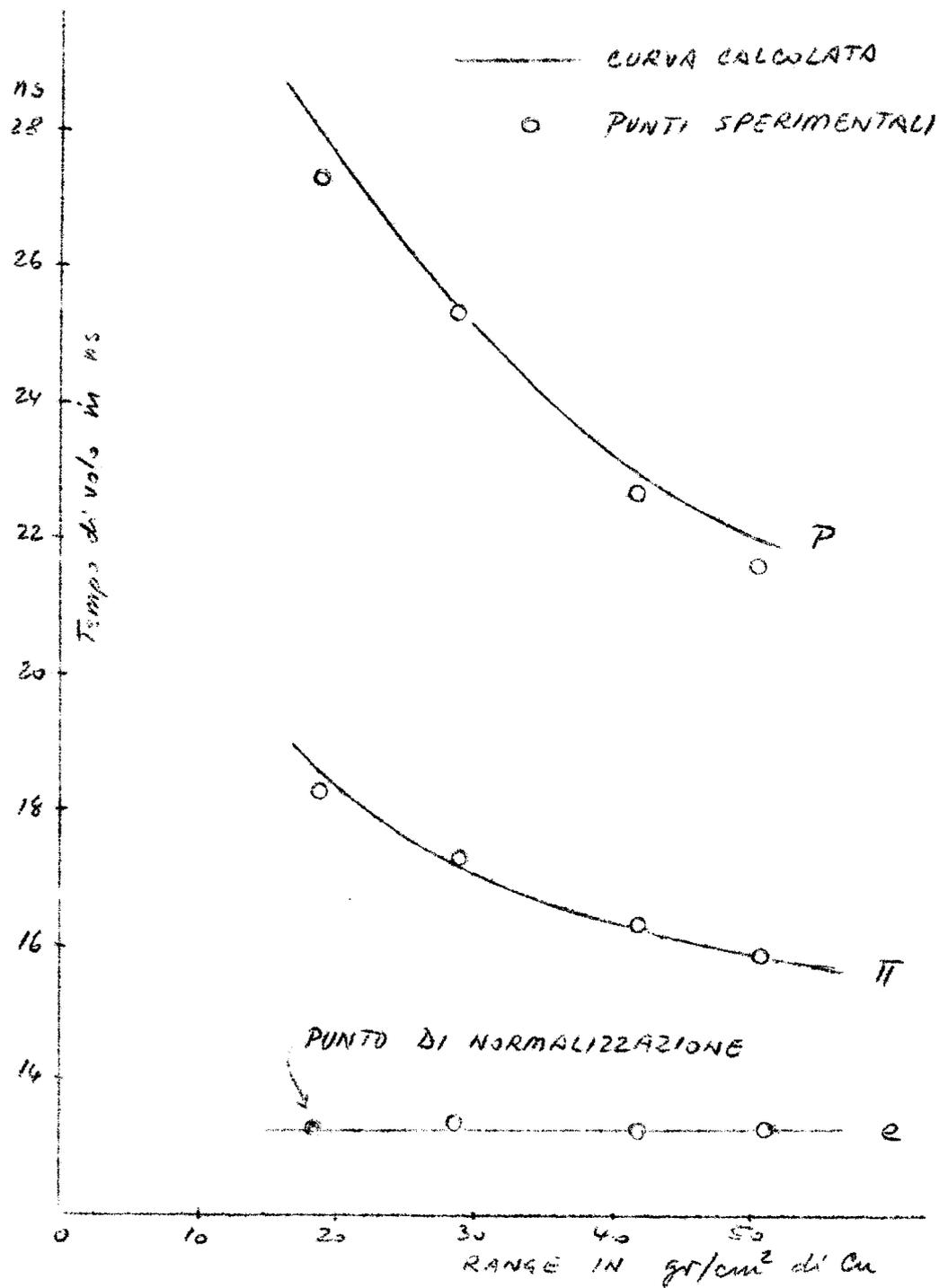


FIG. 66 - CURVE RANGE-TEMPO DI VOLO E PUNTI SPERIMENTALI

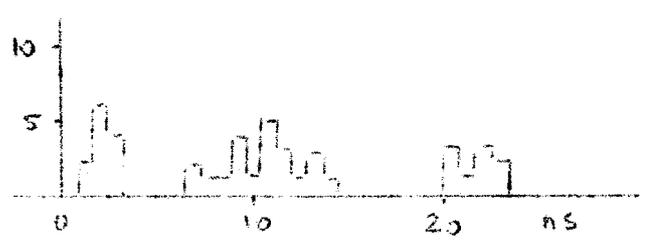


FIG. 67 - SPETTRO DI CASUALI (Ritardo di 200 ns in  $S_0$ )

una correlazione temporale tra gli impulsi che danno luogo a coincidenze casuali, dovute al modo con cui vengono generati i raggi  $\gamma$ .

Poichè la radiofrequenza del sincrotrone lavora in 4<sup>a</sup> armonica, gli elettroni durante il ciclo di accelerazione vengono suddivisi in quattro gruppi distanti in media 25 ns l'uno dall'altro. La distribuzione dei  $\gamma$  quindi non è continua nel tempo ma riproduce l'andamento della densità degli elettroni circolanti.

Indichiamo con  $n(t)$  l'intensità dei raggi  $\gamma$  come funzione del tempo alla targhetta. Poichè le differenze di tempo di volo targhetta-contatore  $S_0$  sono molto piccole anche fra protoni e particelle relativistiche, il numero di impulsi  $S_0(t)$  sul contatore  $S_0$  è proporzionale ad  $n(t)$ ; cioè  $S_0(t) = b \cdot n(t)$ . Dato che il contatore  $S_0$  è di gran lunga il contatore più affollato, la maggior parte di casuali è dovuta a coincidenze sistematiche  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4$  che coincidono casualmente con un impulso di  $S_0$ . Il numero di coincidenze  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4$  come funzione del tempo sarà composto di due termini; uno dovuto ai protoni ed uno dovuto a pioni ed elettroni. Chiamando con  $\tau_p$  il tempo di volo dei protoni,  $\tau_e$  il tempo di volo di elettroni e pioni, e con  $T_r$  il ritardo introdotto per misurare le casuali, possiamo scrivere il numero di coincidenze  $S_1 S_2 S_3 \bar{S}_4$  in funzione del tempo come

$$C(t) = p \cdot n(t - \tau_p - T_r) + e \cdot n(t - \tau_e - T_r)$$

con  $p$  ed  $e$  costanti.

Il numero di casuali in funzione del tempo è allora dato da

$$2.6 \ b \cdot n(t) [ p \cdot n(t - \tau_p - T_r) + e \cdot n(t - \tau_e - T_r) ]$$

essendo  $\sigma$  il potere risolutivo delle coincidenze.

Si vede allora che le casuali avranno dei massimi quando  $\tau_p + \tau_r$ , o  $\tau_e + \tau_r$  sono uguali ad un numero intero di periodi di addensamento dei raggi  $\gamma$ , cioè a  $K \cdot 25 \text{ ns}$ . Ci si deve quindi aspettare, nelle casuali, una serie di picchi di periodo 25 ns dovuta a particelle relativistiche, ed una seconda serie sfasata di circa 10 ns (differenza nel tempo di volo tra protoni ed elettroni), dovuta a protoni. Si noti anche che le modulazioni di intensità del fascio vengono esaltate nelle casuali, essendo queste proporzionali al quadrato dell'intensità. I risultati sperimentali di fig. 67 sono coerenti, pur nell'incertezza dovuta alla cattiva statistica, con questa interpretazione.

Di questo effetto si deve tener conto quando si misurano le casuali in un dispositivo sperimentale che lavora presso un sincrotrone; infatti il contributo di casuali è misurato correttamente solo se il ritardo inserito è un multiplo intero di 25 ns.

Concludendo questa serie di misure si può dire che le limitazioni sulla precisione della misura di tempi di volo è dovuta in maggior parte alle dimensioni degli scintillatori. La risoluzione temporale, per contatori di grandi dimensioni, può certamente essere migliorata usando più fotomoltiplicatori per ogni contatore.

Bisogna osservare poi che la larghezza della curva di risoluzione pone dei limiti nel caso in cui si debbono separare due gruppi distinti di particelle. Ma la posizione del massimo può essere conosciuta con maggiore precisione, essendo questa limitata dalla stabilità dell'apparato di misura ( $10^{-10}$  sec).

Cap. - V - POSSIBILITA' DI IMPIEGO DEL TEMPO DI VOLO NELLA MISURA DELLA SEZIONE D'URTO DEL PROCESSO:

$$\underline{\gamma + p \rightarrow p + \pi^0.}$$

§ 1 - Considerazioni sulla risoluzione in energia del  $\gamma$ .

Si è visto nei capitoli precedenti che per la misura della sezione d'urto del processo  $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$  è sufficiente determinare lo spettro di energia del protone emesso ad un determinato angolo nel sistema del laboratorio.

La tecnica del tempo di volo si presta bene a questo scopo in quanto da uno spettro di tempi di volo  $f(t)$  si può facilmente risalire allo spettro di energie  $F(T)$ , mediante la relazione

$$f(t) dt = f[t(T)] \frac{dt}{dT} dT$$

ove  $f[t(T)] = F(T)$ .

Lo schema dell'apparato di misura può essere simile a quello descritto nel capitolo precedente, cioè si pensa di usare un contatore A, di piccole dimensioni, posto vicino alla targhetta, ed un contatore B (ci riferiamo alla fig. 41 di pagina 50) ad una distanza che dipende dalla precisione con cui si vuol determinare l'energia del protone.

Lo scattering multiplo in A pone dei limiti solo quando si vuole misurare il valore assoluto della sezione d'urto; nel caso in cui si voglia conoscere solo la forma, lo scattering non è un inconveniente se si ammette che il numero di protoni perduti sia indipendente dall'energia (questo in realtà è vero solo se l'intervallo dei protoni non è molto grande, dipendendo l'angolo medio di scattering dall'impulso della particella). Si potrebbe eliminare il contatore A, e prendere come im-

pulso di partenza per il convertitore tempo-ampiezza quello proveniente da un Cerenkov per  $\pi^0$ , ma anche in questo caso, l'efficienza del Cerenkov dipendente dall'angolo di emissione del  $\pi^0$  pone dei limiti all'intervallo di energia dei protoni che si vuole esaminare.

L'errore in energia derivante da un errore  $\Delta t$  nel tempo di volo è data da

$$\Delta T = \frac{mc^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \frac{\Delta t}{t}$$

L'errore  $\Delta t$  praticamente non dipende dal valore di  $t$  per cui l'errore sull'energia si può rendere piccolo quanto si vuole, pur di aumentare sufficientemente la distanza di volo. Ma una lunga distanza di volo richiede l'uso di un contatore esteso se non si vuole avere una bassa velocità di raccolta dei dati; d'altra parte, come si è visto, quanto più grande è uno scintillatore, tanto più grande è l'errore introdotto nella misura del tempo di volo, a causa del diverso tempo che impiega la luce nel percorrere la distanza tra il punto di ingresso della particella ed il fotocatodo del fotomoltiplicatore. Questo effetto è notevole se si pensa che luce impiega 1 nanosecondo nel percorrere 20 cm di scintillatore plastico. Tuttavia, sulla base delle misure precedenti si possono, con opportuni accorgimenti adoperare scintillatori grandi in cui si possa tener conto del differente percorso della luce all'interno di essi.

Una soluzione è quella di adoperare uno scintillatore rettangolare visto da un solo fotomoltiplicatore, preceduto da una camera a scintilla formata da 3 + 4 piatti sottili (Fig. 63). Registrando allora il tempo di volo assieme alla posizione della traccia nella camera, si può sottrarre per

ogni evento il tempo impiegato dalla luce per giungere al fotocatodo del fotomoltiplicatore.

Se nell'intervallo di energia dei protoni che si vuole esplorare la velocità non varia di molto, si potrebbe adope-

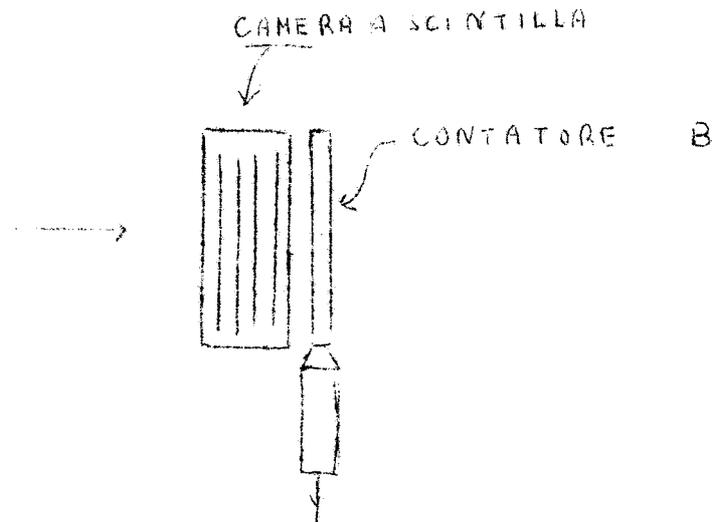


FIG. 68

rare un contatore a scintillazione visto da un solo fotomoltiplicatore ed inclinato di un angolo  $\theta$  rispetto alla direzione del protone (fig. 69).

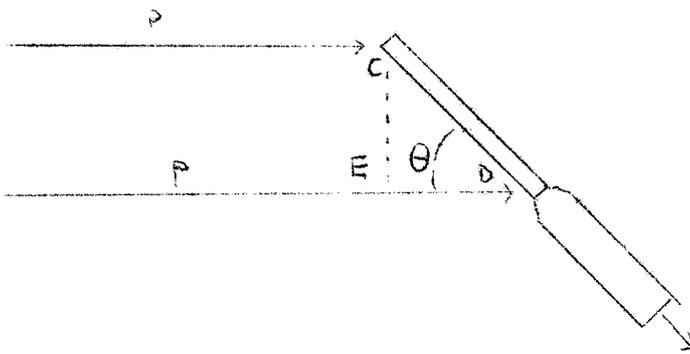


FIG. 69

L'angolo deve essere scelto in modo tale che il tempo impiegato dalla luce nel percorrere il tratto CD sia uguale a quello impiegato dal protone nel percorrere E - D. Se  $\beta$  è la velocità del protone ed  $n$  l'indice di rifrazione dello scintillatore si trova

$$\cos\theta = n \cdot \beta$$

Uvviamente questo metodo si può applicare solo nel caso in cui  $\beta < \frac{1}{n}$ .

Un'altra soluzione infine sarebbe quella di usare un contatore a mosaico, del tipo indicato in fig. 70, formato da più contatori separati tra di loro, e con l'asse del fotomoltiplicatore

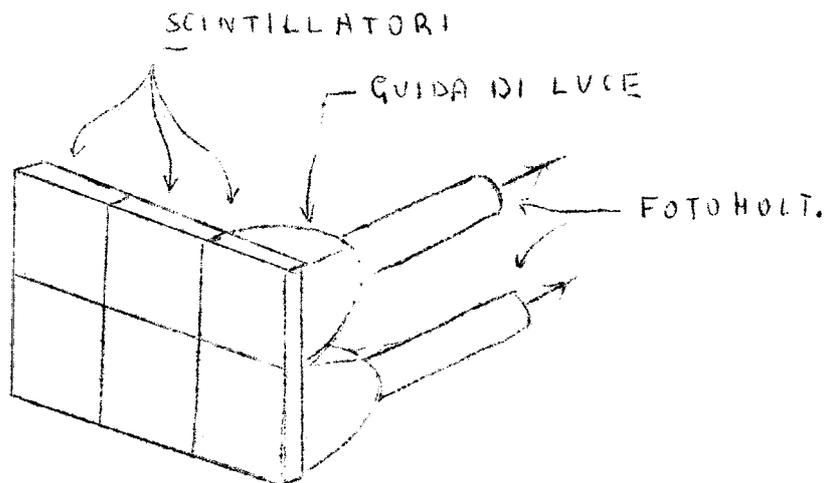


FIG. 70

tuplicatore perpendicolare al piano dello scintillatore. In questo modo, per ogni contatore, la distanza tra scintillatore e fotocatodo si mantiene pressochè costante.

Un buon compromesso tra dimensioni di contatori e distanza di volo si ottiene prendendo un intervallo d'angolo del protone di  $0,5^\circ$  ad una distanza di  $\approx 10$  m. In queste condizioni ci si aspetta un numero di eventi dell'ordine di 5 al

minuto per  $\pi^0$  emessi a  $90^\circ$  nel baricentro e nell'intervallo di energia del  $\chi$  600 - 800 MeV. Se poi si pone, in base alle misure fatte nel capitolo precedente, un errore di  $\pm 0,5$  ns nella misura del tempo di volo del protone, si trovano le risoluzioni in energia del  $\chi$  al variare dell'angolo di emissione del  $\pi^0$  nel sistema del baricentro ( $\theta_{\pi^0}$ ) (fig. 71).

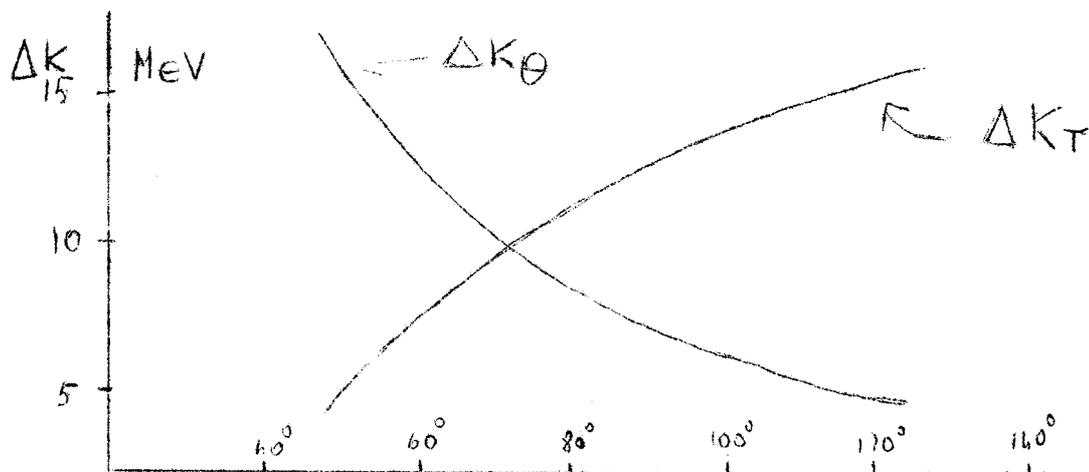


Fig. 71 - Indeterminazione dell'energia del  $\chi$ , dovuta a  $\theta$  ( $\Delta K_\theta$ ) ed a T ( $\Delta K_T$ ), in funzione dell'angolo di emissione del  $\pi^0$  nel sist. del baricentro. -

Sono riportate separatamente i contributi  $\Delta K_\theta$  e  $\Delta K_T$  dovuti a  $\Delta \theta$  ed a  $\Delta t$ . L'indeterminazione dovuta all'errore nell'angolo tende ad aumentare per pioni emessi in avanti, mentre l'indeterminazione dovuta a  $\Delta T$  ha un andamento opposto.

Il fatto notevole è che componendo i due errori  $\Delta K_\theta$  e  $\Delta K_T$  si trova una risoluzione che nell'intervallo  $\theta_{\pi^0}^* = 60^\circ \div 120^\circ$  rimane praticamente costante e pari a  $\pm 20$  MeV.

Un altro fatto interessante è che con il metodo del tempo di volo la discriminazione tra pioni e protoni è molto semplice e sicura, anche senza l'uso di un Cerenkov di plexiglass in anticoincidenza come è stato fatto nelle misure precedenti.

Infatti da fig. 72, che dà il tempo di volo di protoni e

mesoni per una base di 10 metri, si vede, che <sup>32</sup> si prendono par-  
ticolare con range  $> 5 \text{ gr/cm}^2$  di rame, e tempo di volo  $> 60 \text{ ns}$ ,

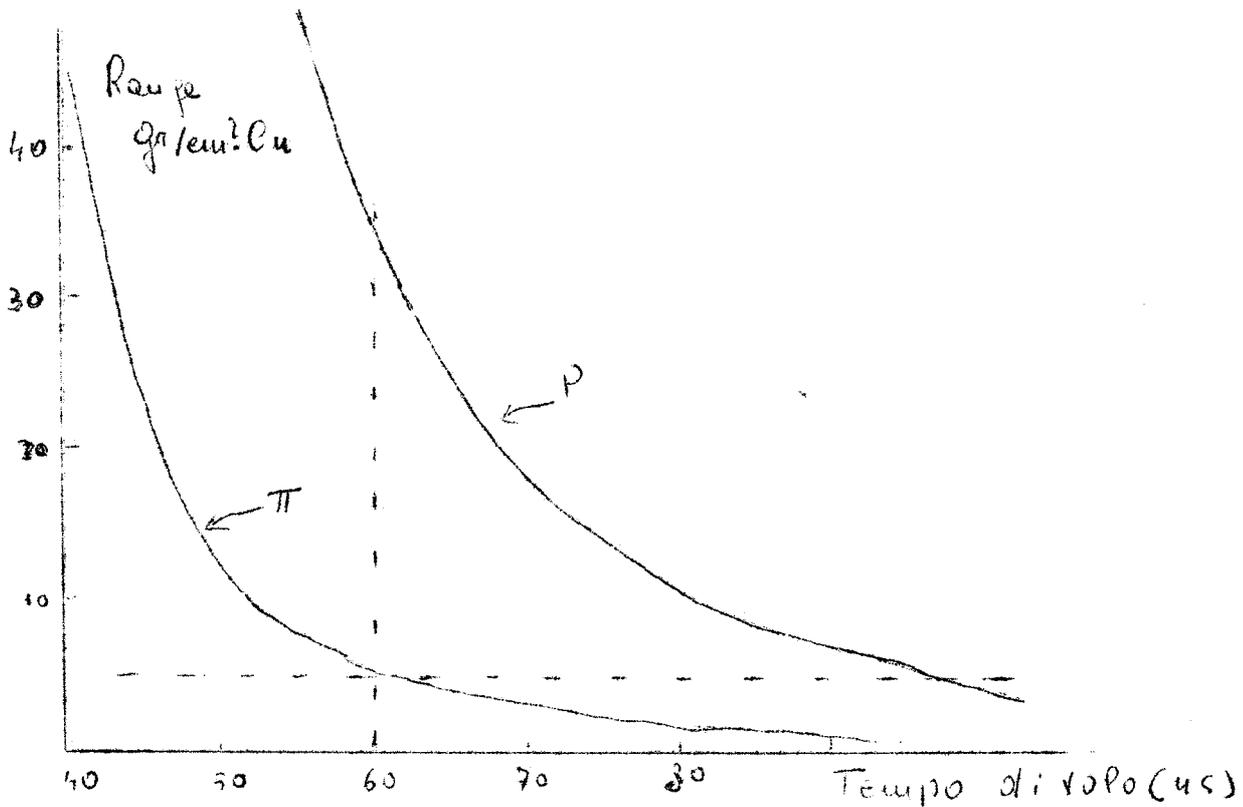


FIG. 72

si rivelano solo protoni con energia compresa tra 60 e 190 MeV,  
corrispondenti ad una energia del  $\gamma$  che va da 500 a 1000  
MeV per

$$\theta_{\pi}^* = 60^\circ$$

In questo modo le correzioni per interazioni nucleari sono  
di circa il 2%.

## § 2 - Confronto fra le varie tecniche.

Ci sono sostanzialmente tre metodi per misurare energie  
di protoni

a) misure di impulso con magneti

b) misure di Range: lastro, telescopio di contatori, camera a scintilla, camera a bolle.

c) tempo di volo.

Per discriminare i protoni da altre particelle è inoltre necessario nei casi a e b determinare un altro parametro mentre, come si è visto, questo non è necessario con il tempo di volo.

Le misure di range hanno il grosso svantaggio delle correzioni per interazioni nucleari. Queste non ci presentano quando si adopera un magnete, ma in questo caso è difficile una valutazione accurata dell'angolo solido, ed inoltre non è possibile fare delle misure contemporanee su più punti dello spettro del fascio .

Il tempo di volo invece presenta i vantaggi di una camera a scintilla e della tecnica del magnete. Infatti è possibile esplorare allo stesso tempo una vasta zona dello spettro, il che riduce di molto il tempo di macchina e le fluttuazioni nell'elettronica. Inoltre non si introducono forti correzioni per interazioni nucleari, e si evita il lungo lavoro di scanning.

Desidero ringraziare vivamente il Dott. V. Silvestrini per gli utili consigli e suggerimenti durante tutto il corso dell'esperienza.

Ringrazio inoltre il Servizio Documentazione del Lab. Naz. di Frascati, per la cura tipografica del presente lavoro.

Bibliografia

- (1) - J.H. Blatt, V.F. Weisskopf - Theoretical nuclear physics.
- (2) - D.R. Hamilton Phys. Rev. 58, 122 (1940)
- (3) - B.T. Feld - Phys. Rev. 89, 330 (1953)
- (4) - L. Bovelli - Tesi di Laurea
- (5) - R.F. Peierls - Phys. Rev. 118, 325 (1960)
- (6) - H.C. Burrowes, D.O. Caldwell, D.H. Frisch, D.A. Hill, D.M. Ritson, R.A. Schluter, and H.A. Wahlig - Phys. Rev. Letters 2, 119 (1959).
- (7) - R. Cool, O. Piccioni, and D. Clark - Phys. Rev. 103, 1082 (1956).
- (8) - K.A. Brueckner - Phys. Rev. 86, 106 (1952)
- (9) - R.R. Wilson - Phys. Rev. 110, 1212 (1958)
- (10) - R.F. Peierls - Phys. Rev. Letters 1, 174 (1958)
- (11) - P.C. Stein - Phys. Rev. Letters 2, 473 (1959)
- (12) - R. Querzoli, G. Salvini and A. Silverman - Nuovo Cimento 19, 53 (1961)
- (13) - L. Bortanza, P. Franzini, J. Mannelli, V. Silvestrini, Z. Peterson - Nuovo Cimento 19, 953 (1961)
- (14) - J.J. Sakurai - Phys. Rev. Letters 1, 258, 1958
- (15) - J.W. De Wire, M.H. Jackson, and R. Littauer. - Phys. Rev. 110, 1208 (1958).
- (16) - P.C. Stein, K.C. Rogers - Phys. Rev. 110, 1209 (1958)
- (17) - J.I. Vette - Phys. Rev. 111, 622 (1958)
- (18) - R.H. Worlock - Phys. Rev. 117, 537 (1960)
- (19) - G. Cortellessa, A. Reale - Nuovo Cimento 18, 1275 (1960)
- (20) - R.F. Peierls - Phys. Rev. Letters 6, 641 (1961)
- (21) - D.D. Ball and W.R. Frazer - Phys. Rev. Letters 7, 204, (1961)
- (22) - Sakurai - Comunicazione privata a G. Salvini

- (23) - J. Steinberger, W.K.H. Panofsky and J.S. Steller -  
Phys. Rev. 86, 180 (1952)
- (24) - G. Cocconi and A. Silverman - Phys. Rev. 88, 1230 (1952)
- (25) - R.R. Wilson - Rev. Sci. Instr. 29, 732, 1958
- (26) - R.R. Wilson - Nuclear Instruments 1, 101 (1957)
- (27) - Atti del congresso di Aix Provence. (Sett. 1961)
- (28) - U. Pellegrini, B. Rispoli, A. Serra - Nuovo Cimento  
2, 171 (1958)
- (29) - J.B. Birks - Proc. Phys. Soc. 64, 874 (1951)
- (30) - G.T. Wright - Phys. Rev. 91, 1282 (1953)
- (31) - F.D. Brooks - Progress in Nuclear Physics - Vol. 5
- (32) - T.J. Gooding, H.G. Pugh - Nuclear Instr. 7, 189 (1960)
- (33) - L. Landau J. Phys. (U.S.S.R.) 4, n° 8, 201 (1944)
- (34) - K.R. Symons, Harvard University Thesis, 1948
- (35) - D.M. Ritson - Techniques of high energy physics -  
pag. 18-23.
- (36) - De Wire - Comunicazione privata
- (37) - R. Diebold, R. Gomez, R. Talman, and R.L. Walker -  
Phys. Rev. Letters 7, 323 (1961)
- (38) - G. Diambrini, A.S. Figuera, B. Rispoli, A. Serra -  
Nuovo Cimento 19, 250 (1961)
- (39) - H. Deutsch, C. Mencuccini, R. Querzoli, G. Salvini  
G.V. Silvestrini, R. Steining - Atti del congresso  
sulla fisica delle particelle elementari (Aix en Pro  
vence - Sett. 1961).
- (40) - Z. Bay - Phys. Rev. 77, 419 (1950)
- (41) - T.D. Newton - Phys. Rev. 78, 490 (1950)
- (42) - E. Birk, G. Goldring and Y. Wolfson - Phys. Rev. 116,  
730 (1959)
- (43) - R.S. Weaver and R.E. Bell - Nuclear Instr. 2, 149 (1960)
- (44) - R.E. Bell, R.L. Graham and H.E. Petch - Can. Jour.  
Phys. 30, 35 (1952).

- (45) - Hoddermeyer, Althausn Alison and Schatz - Rev. Sci. Instr. 18, 488 (1947)
- (46) - J. Warren Keuffel - Rev. Sci. Instr. 20, 197 (1949)
- (47) - H.K. Ticho and J. Gauger - Rev. Sci. Instr. 27, 354 (1956)
- (48) - R. Grismore and W.C. Parkinson - Rev. Sci. Instr. 28, 245 (1957)
- (49) - I. Bergstrom, E.C.O. Bonacalza, A. Jech, M. Perez and P. Thieberger - Nucl. Instr. 8, 151 (1960)
- (50) - G. Cottini and E. Gatti - Nuovo Cimento 4, 156 (1956)
- (51) - R.E. Green and R.E. Bell - Nucl. Instr. 3, 127 (1958)
- (52) - Jagadish, B. Garg - Nucl. Instr. 6, 72 (1960)
- (53) - S. Gorodetzky, R. Richert, R. Manquenouille, A. Knipper - Nucl. Instr. 7, 50 (1960)
- (54) - R.L. Chase and W.A. Higinbotham - Rev. Sci. Instr. 28, 448 (1957)
- (55) - F. Lepri, L. Mezzetti, G. Stoppini - Rev. Sci. Instr. 26, 936 (1955).
- (56) - G. Culligan and N.H. Lipman - Rev. Sci. Instr. 31, 1209 (1960)
- (57) - E. Gatti and V. Svelto - Nucl. Instr. 4, 189 (1959)
- (58) - S. Colombo, E. Gatti, H. Pignatelli - Nuovo Cimento 5, 1739 (1957).
- (59) - Fidecaro - Comunicazione privata.

## I N D I C E

### CAPITOLO I - La fotoproduzione di pioni

§ - 1)	Introduzione .....	Pag.	1
§ - 2)	Analisi fenomenologica della fotoproduzione dei pioni .....	'	2
§ - 3)	Situazione fenomenologica sperimentale sulla fotoproduzione di pioni ad energia fino a 1100 MeV .....	'	7
§ - 4)	Scopo dell'esperienza .....	'	9

### CAPITOLO II - Misura della forma della sezione d'urto per fotoproduzione di $\pi^0$ .

§ - 1)	Considerazioni cinematiche .....	Pag.	11
§ - 2)	Apparato di misura .....	'	17
§ - 3)	Descrizione di alcuni circuiti .....	'	18
§ - 4)	Il contatore di Cerenkov a plexiglass..	'	21
§ - 5)	Considerazioni sulla misura di perdite di energia .....	'	25
§ - 6)	Messa a punto dell'apparato per la misura di perdite di energia .....	'	30
§ - 7)	Processi in concorrenza .....	'	33
§ - 8)	Elaborazione dei dati .....	'	34

### CAPITOLO III - Misura del valore assoluto della sezione di urto.

§ - 1)	Considerazioni generali .....	Pag.	39
§ - 2)	Scelta del metodo di misura .....	'	43
§ - 3)	Apparato sperimentale .....	'	44
§ - 4)	Elaborazione dei dati .....	'	46
§ - 5)	Conclusioni .....	'	47

### CAPITOLO IV - Messa a punto di un apparato per misure di tempi di volo.

§ - 1)	Introduzione .....	Pag.	49
§ - 2)	Messa a punto di un convertitore tempo-ampiezza .....	'	53

§ - 3)	La risoluzione temporale nei fotomoltiplicatori .....	Pag.	56
§ - 4)	Studio delle fluttuazioni temporali nei fotomoltiplicatori 6810A e 56AVP .....	'	57
§ - 5)	Misure fatte con un apparato di tempi di volo .....	'	60

CAPITOLO V - Possibilità di impiego del tempo di volo nella misura della sezione d'urto del processo  
 $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ .

§ - 1)	Considerazioni sulla risoluzione in energia del $\gamma$ .....	Pag.	64
§ - 2)	Confronto fra le varie tecniche .....	'	69

BIBLIOGRAFIA .....	'	71
--------------------	---	----