

LNF - 67/31
21 Aprile 1967

L. Paoluzi e R. Visentin: MISURE DI TEMPO AD ALTA RISOLUZIONE CON RIVELATORI A SCINTILLAZIONE DI GRANDI DIMENSIONI. -

(Nota interna: n. 362)

Nota Interna: n° 362
21 Aprile 1967

L. Paoluzi^(x) e R. Visentin: MISURE DI TEMPO AD ALTA RISOLUZIONE
CON RIVELATORI A SCINTILLAZIONE DI GRANDI DIMENSIONI. -

E' ben noto che la tecnica tradizionale delle coincidenze non permette di eseguire misure di tempo, con elevato potere risolutivo ed alta efficienza di rivelazione, quando le dimensioni dei rivelatori plastici diventano tali che le fluttuazioni degli intervalli di tempo in misura, introdotte dai tempi di transito della luce nei rivelatori plastici, diventano dello stesso ordine di grandezza dei tempi risolutivi dei sistemi elettronici di coincidenza.

In questa nota si espone un metodo di possibile impiego del convertitore tempo-ampiezza in misure di tempo con contatori a scintillazione di grandi dimensioni e si presentano i risultati di misure eseguite per mettere a punto un metodo per la rivelazione e la selezione di raggi cosmici, impiegando la tecnica dei tempi di volo.

I lavori di Charpak et al.⁽¹⁾ e le successive misure di Ward et al.⁽²⁾ hanno proposto il metodo che in questa sede viene ridiscusso ed applicato.

Tuttavia i dati attualmente a disposizione riguardano l'impiego di contatori a scintillazione di dimensioni relativamente piccole, mentre per la sperimentazione con Adone, a cui ci stiamo preparando⁽³⁾, è necessario acquisire informazioni sulla validità del metodo per misure con contatori di dimensioni dell'ordine del m².

(x) - Istituto di Fisica dell'Università di Roma.

2.

IL METODO DI MISURA. -

In Fig. 1 è illustrato lo schema cui fare riferimento: i due plastici S_1 , S_2 (in Fig. 1 sono dei quadrati di lato a), posti parallelamente uno rispetto all'altro, sono visti, da due dei quattro lati, dalle coppie di f. m. 1÷2, 3÷4.

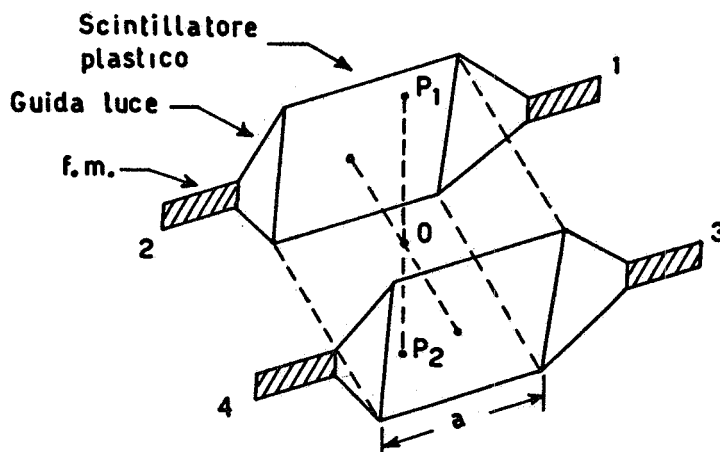


FIG. 1

Una particella, incidendo in P_1 sul plastico S_1 , attraversa in P_2 il plastico S_2 . τ_{14} , τ_{23} siano i risultati della misura, eseguita con convertitori t. a., del ritardo tra i segnali dei f. m. 1÷4 e 2÷3 (tempi di volo incrociati).

Se Δt è il tempo di volo effettivo della particella lungo la traiettoria $P_1 P_2$, la somma

$$(1) \quad \tau_t = \tau_{14} + \tau_{23} \approx K \Delta t$$

è un numero proporzionale a Δt e praticamente indipendente dai tempi di transito della luce negli scintillatori plastici $S_1 S_2$ (vedi in seguito Tabella I).

L'APPARATO SPERIMENTALE. -

Per verificare la (1) si è impiegato l'apparato sperimentale illustrato schematicamente in fig. 2: C_1 , C_2 , C_3 , C_4 sono contatori a scintillazione ($60 \times 30 \text{ cm}^2$, spessore 1 cm), la coincidenza quadrupla C_{IV} (mod. CRR 50) fornisce il segnale di GATE (predisposizione) ai convertitori tempo ampiezza CTA1, CTA2(2).

I segnali di uscita di questi ultimi, proporzionali rispettivamente a τ_{14} e τ_{23} , vengono sommati nel circuito $\Sigma(1+2)$ ed il risultato è inviato all'analizzatore multicanale.

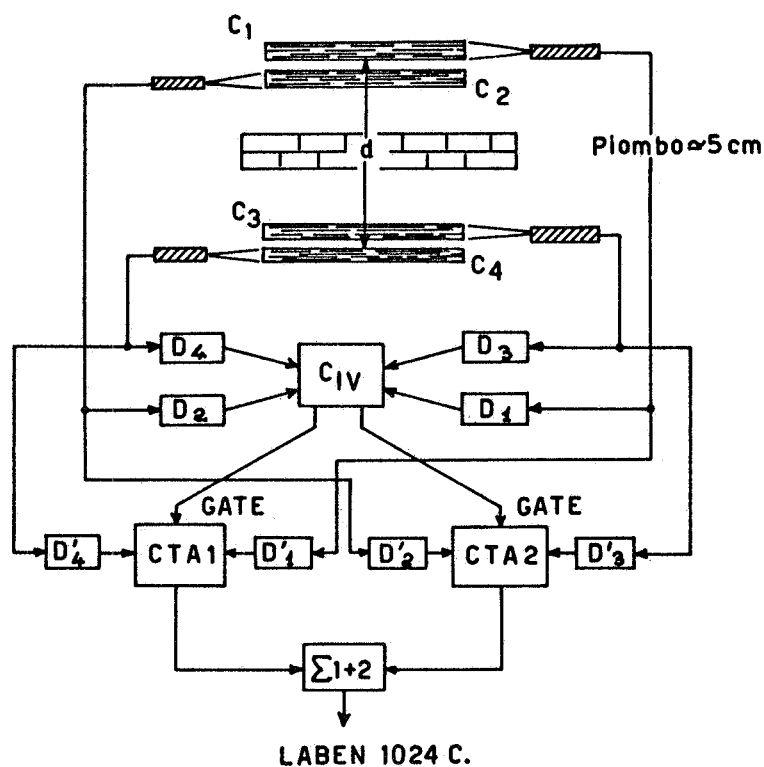


FIG. 2

I discriminatori rapidi $D_1, D_2, \dots, D'_1, D'_2, \dots$ (mod. DR 50) vengono impiegati con soglie di discriminazione differenti al fine di minimizzare, nella misura di conversione t.A., le fluttuazioni in tempo della risposta dei discriminatori, dovute allo spettro d'ampiezza dei segnali di comando.

Nelle condizioni della misura le due soglie impiegate sono

$$V = 0,7 \text{ Volt}$$

$$V' = 0,25 \text{ Volt}$$

MISURE E RISULTATI. -

a) Pronta risoluzione del sistema elettronico. -

E' stata misurata registrando con convertitore t.A. le coincidenze da raggi cosmici di una coppia di contatori a scintillazione muniti di scintillatore plastico $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$, 1 cm spessore, disposti a breve distanza.

Lo schema operativo è, ad esempio, quello che riguarda uno solo dei convertitori di Fig. 2.

In Fig. 3 è il risultato della misura.

4.

b) Tempo di transito della luce negli scintillatori. -

Sono state registrate con convertitore t. A. le coincidenze dei raggi cosmici, tra un contatore di grandi dimensioni, ad esempio C_1 di Fig. 2, ed un contatore a scintillazione di superficie $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$ posto, in misure successive, ai due estremi di C_1 ($l = 60 \text{ cm}$, lunghezza del plastico). La Fig. 4 illustra il risultato della misura.

E' $\tau > nl/c$, ove n è l'indice di rifrazione del plastico ($n \approx 1.5$). Ciò significa che il segnale di corrente del f. m., conseguente ad un evento in un punto estremo del plastico e lontano dal fotocatodo, è causato essenzialmente da luce che ha subito delle riflessioni.

Si ricava un valore per la velocità di propagazione media della luce nel plastico, quale risulta nel nostro apparato.

$$(2) \quad v \approx c/2$$

Naturalmente la (2) è condizionata da molti fattori come il guadagno dei f. m., le soglie di discriminazione ecc. ecc. Per una discussione esauriente può essere consultato l'articolo di Ward et al. (2) ove si riportano i risultati di misure simili a quelle da noi esposte.

c) Risoluzione temporale ottenibile con una coppia di contatori $60 \times 30 \text{ cm}^2$ di superficie. -

Con riferimento allo schema di Fig. 2, le Figg. 5 ÷ 6 rappresentano la registrazione, rilevata all'analizzatore multicanale, dei ritardi τ_{14} , τ_{23} nella seguente condizione sperimentale:

- d (distanza tra i contatori) = 20 cm
- GATE = $C_{IV} = (1. 2. 3. 4)$
- CTA1 $\rightarrow \tau_{14}$
- CTA2 $\rightarrow \tau_{23}$

La larghezza delle distribuzioni è dovuta in massima parte alla combinazione dei tempi di transito della luce negli scintillatori 1 ÷ 4, 2 ÷ 3.

d) Risoluzione temporale col metodo dei tempi di volo incrociati. -

La Fig. 7 rappresenta la curva di pronta risoluzione del sistema di contatori C_1, C_2, C_3, C_4 rilevata impiegando lo schema operativo di Fig. 2, $d \approx 20 \text{ cm}$.

Dal confronto con le curve di Fig. 5 ÷ 6 si rileva che gli effetti del tempo di transito della luce negli scintillatori vengono minimizzati, ed in pratica la larghezza della distribuzione è una misura del potere risolutivo dell'apparato elettronico: f. m. + discriminatori + CTA.

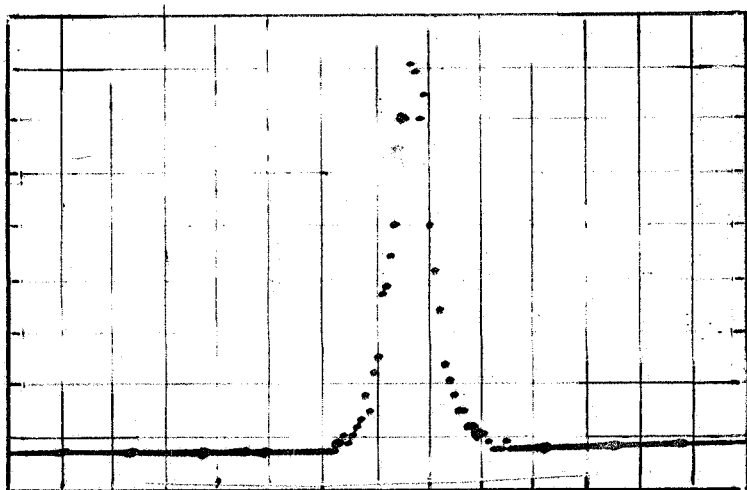


FIG. 3 - Pronta risoluzione con contatori da $2.5 \times 2.5 \text{ cm}^2$

ordinate = numero di eventi

ascisse = ritardi

sensibilità = 12 canali/ns

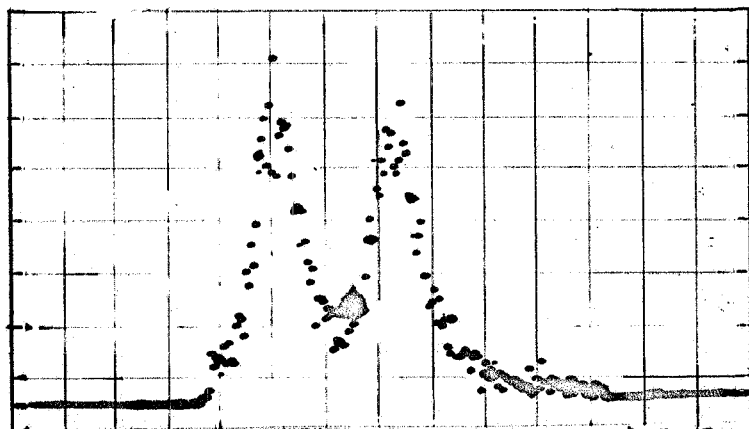


FIG. 4 - Velocità di programmi della luce nel plastico ($l = 60 \text{ cm}$).

ordinate = numero di eventi

ascisse = ritardi

sensibilità = 13 canali/ns

Δt (distanza in tempo tra i due picchi) $\approx 3.54 \text{ ns}$.

6.

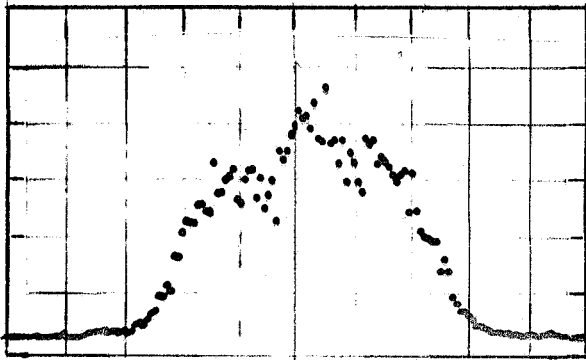


FIG. 5 - Curva di pronta risoluzione dei contatori 1-4 di fig. 2

Distanza tra i contatori $d_{14} = 20$ cm (raggi cosmici)

Ordinate = numero di eventi

Ascisse = ritardi

Sensibilità $\simeq 7$ canali/ns.

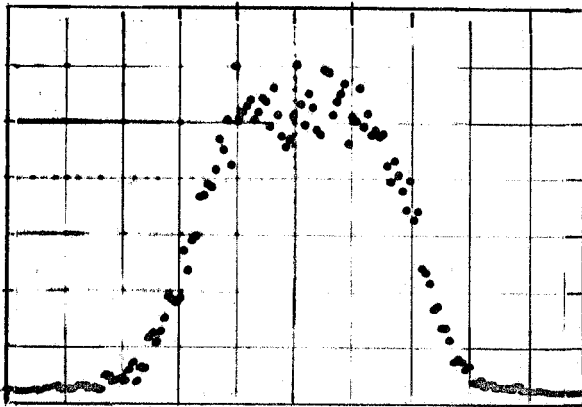


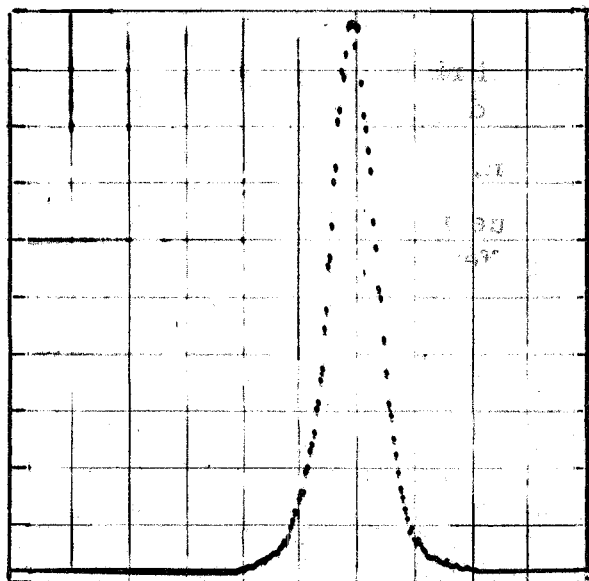
FIG. 6 - Curva di pronta risoluzione dei contatori 2-3 di fig. 2

Distanza tra i contatori $d_{23} = 20$ cm (raggi cosmici)

Ordinate = numero di eventi

Ascisse = ritardi

Sensibilità $\simeq 7$ canali/ns.



Ordinate = numero di eventi

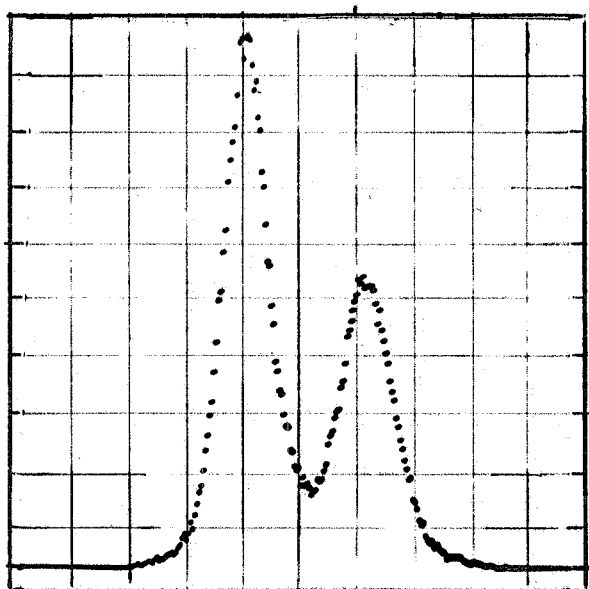
($n_{\text{tot}} \approx 4.5 \times 10^4$ eventi,
sul picco $\approx 2 \times 10^3$ eventi/can.)

Ascisse = ritardi

Sensibilità ≈ 14 canali/ns

FIG. 7 - Curva di pronta risoluzione dei contatori C_1 C_2 C_3 C_4 col metodo dei tempi di volo incrociati.

Distanza tra le coppie di contatori $d = 20$ cm (raggi cosmici)



Ordinate = numero di eventi

($n_{\text{tot}} \approx 4.5 \times 10^4$ eventi,
sul picco $\approx 10^3$ eventi/canale)

Ascisse = ritardi

Sensibilità ≈ 14 ns/canale

$\Delta t \approx 3.65$ ns

FIG. 8 - Le distribuzioni dei ritardi corrispondenti ad una base di volo di 115 cm. La distribuzione più bassa è la curva di pronta risoluzione del sistema di contatori di fig. 2 con $d = 135$ cm.

8.

Successivamente alla misura cui si riferisce Fig. 7 i contatori C_1 C_2 venivano allontanati in modo che la distanza d assumesse il valore

$$d \approx 135 \text{ cm.}$$

La Fig. 8 rappresenta il risultato delle due misure in successione. Le due distribuzioni corrispondono ad una differenza di tempi di volo di raggi cosmici pari a $\Delta t \approx 3,65 \text{ ns}$, vale a dire ad una base di volo di $\approx 115 \text{ cm}$. (135 - 20 cm).

DISCUSSIONE DEL METODO DI MISURA. -

Si consideri la situazione di Fig. 1 in cui la particella attraversa S_1 ed S_2 rispettivamente in P_1 e P_2 .

Nella Fig. 9 è rappresentata, per comodità, la situazione ora esposta, in cui si pensino sovrapposti i piani di giacitura di S_1 ed S_2 .

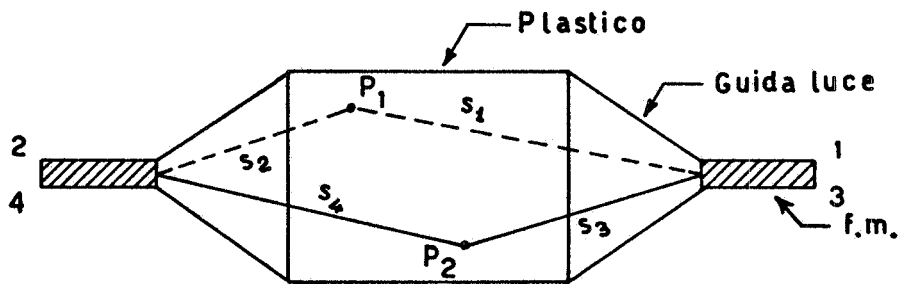


FIG. 9

Si indichi con s il cammino rettilineo della luce dai punti P_1 e P_2 ai fotocatodi, supposti puntiformi.

Si pensi di misurare i ritardi τ_{14} , τ_{23} tra i segnali dei f. m. 1+4, 2+3 (Fig. 1, 9).

Sia:

Δt ritardo dovuto al tempo di volo della particella nel tratto rettilineo $P_1 \div P_2$ (Fig. 1, 9).

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= s_1/v \\ \tau_2 &= s_2/v \\ \tau_3 &= s_3/v \\ \tau_4 &= s_4/v \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{tempi di transito della luce (Fig. 9)} \\ v \text{ è assegnata dalla (2).} \end{array}$$

Si avrà:

$$(3) \quad \tau_{14} = -\tau_1 + \Delta t + \tau_4 + K_1$$

$$(3') \quad \tau_{23} = -\tau_2 + \Delta t + \tau_3 + K_2$$

K_1 e K_2 sono ritardi costanti introdotti dal sistema di rivelazione .

Le 3, 3' illustrano chiaramente, come peraltro è ben noto, che la misura di Δt è fortemente dipendente dal tempo di transito della luce nel scintillatore (vedi anche Fig. 5÷6), eccetto che nei casi in cui tale tempo sia quantità trascurabile rispetto all'intervallo in misura, ovvero i tempi $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$ siano tra loro uguali.

Si consideri ora la somma

$$(4) \quad \begin{aligned} \tau_t &= \tau_{14} + \tau_{23} = 2 \Delta t + (\tau_4 + \tau_3) - (\tau_1 + \tau_2) + K \\ &= 2 \Delta t + \tau + K \end{aligned}$$

Si dimostra facilmente che la (4) è assai poco dipendente dal termine (τ) che contiene i tempi di transito della luce.

Per studiare la dipendenza di τ_t da τ è utile, per maggiore chiarezza di esposizione raggruppare gli eventi nelle seguenti classi:

a) eventi che provengono da particelle passanti per il centro di simmetria del sistema di contatori (Fig. 1). Questi eventi corrispondono a traiettorie che costituiscono le generatrici di coni con vertice in 0. Per essi vale

$$(5) \quad \tau_t = 2 \Delta t + K$$

b) Eventi corrispondenti a traiettorie che sono le generatrici di un prisma indefinito le cui sezioni, normali all'asse, sono i plastici S_1 ed S_2 (cioè traiettorie parallele alla normale ai due piani di graticatura di S_1 ed S_2). Per essi

$$(6) \quad \tau_t = 2 \Delta t + K$$

Quindi per gli eventi di tipo a) e b) si ha compensazione completa dei tempi di transito della luce cioè

$$(7) \quad \tau_4 + \tau_3 = \tau_1 + \tau_2$$

Restano le traiettorie non appartenenti alle classi a) e b).

Per esse non valgono considerazioni di simmetria, il valore di τ_t espresso dalla (4) risulta dipendente dai tempi di transito della luce in misura più o meno elevata e funzione delle dimensioni degli scintillatori.

10.

Per valutare il contributo dei tempi di transito della luce in questa situazione si faccia riferimento a Fig. 10.

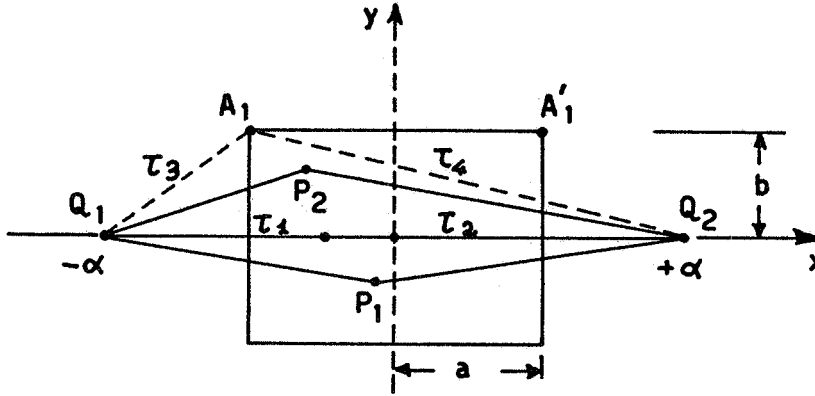


FIG. 10

In essa Q_1 e Q_2 indicano le posizioni dei fotocatodi delle coppie di f. m., P_1 e P_2 i punti di incidenza di una particella su S_1 ed S_2 supposti sovrapposti, come in Fig. 9. I vari tempi τ_i della (4) sono proporzionali ai segmenti PQ (vedi (3)), ed il massimo contributo che il termine τ , da loro dipendente, fornisce alla (4) si ha quando P_1 (P_2) giace sull'asse x e P_2 (P_1) in un vertice del quadrilatero, che rappresenta lo scintillatore.

Invero:

$$(8) \quad \tau = (\tau_4 + \tau_3) - (\tau_1 + \tau_2)$$

è, ad es. max e positivo quando

$$(9) \quad \begin{aligned} \tau_4 + \tau_3 &= \max \\ \tau_1 + \tau_2 &= \min \end{aligned}$$

Si vede subito che $\tau_1 + \tau_2 = \min$ se P_1 giace sull'asse x, e vale, con le notazioni di Fig. 10,

$$(10) \quad (\tau_1 + \tau_2)_m = 2\alpha/v$$

ove v è fornita dalla (2).

$\tau_3 + \tau_4$ è invece max nel punto A_1 dell'ellisse che ha per fuochi $Q_1 Q_2$ e passa per $A_1 A_1'$.

Di conseguenza, e con le notazioni di Fig. 10,

$$(11) \quad (\tau_3 + \tau_4)_M = \frac{1}{v} \left\{ \sqrt{b^2 + (\alpha - a)^2} + \sqrt{b^2 + (\alpha + a)^2} \right\}$$

Da (11) e (10) si ricava il max per τ cioè

$$(12) \quad \tau_M = \pm \left\{ (\tau_3 + \tau_4)_M - (\tau_1 + \tau_2)_m \right\} = \pm \frac{1}{v} \left\{ \sqrt{b^2 + (\alpha - a)^2} + \sqrt{b^2 + (\alpha + a)^2} \right\}$$

Nella valutazione di (10), (11), (12) si è supposto che in Fig. 10 non vi sia discontinuità nelle proprietà del dielettrico, vale a dire che un unico mezzo, il plastico, riempia tutto lo spazio compreso tra Q_1 e Q_2 . Il segno \pm nella (12) è dovuto allo scambio tra P_1 e P_2 .

Valutazioni numeriche della (12) in alcuni casi specifici di interesse pratico sono riportate nella Tab. 1. Per intendere la Tab. 1 si noti che la (12) può essere parametrizzata al modo seguente, ponendo

$$(13) \quad b = K_1 a \quad \alpha = K_2 a$$

$$(14) \quad \tau_M = \pm \frac{a}{v} f(K_1, K_2)$$

$$(15) \quad f(K_1, K_2) = \sqrt{K_1^2 + (K_2 - 1)^2} + \sqrt{K_1^2 + (K_2 + 1)^2} - 2K_2$$

TABELLA I

a (cm)	K_1	K_2	$f(K_1, K_2)$	τ_M (ns)
10	1	3	0.35	0.25
20	1	3	0.35	0.5
25	1	3	0.35	0.62
30	0.5	2	0.16	0.33
40	0.5	2	0.16	0.43
50	0.5	2	0.16	0.53
60	0.5	2	0.16	0.63
50	0.25	1.5	0.07	0.23
50	0.2	1.4	0.054	0.18
50	0.1	1.2	0.023	0.08

TEMPI DI VOLO INCROCIATI PER LA REIEZIONE DEI RAGGI COSMICI IN ESPERIENZE CON ADONE. -

I risultati esposti permettono di considerare la possibilità di impiego del metodo dei tempi di volo per la reiezione dei raggi cosmici in una esperienza di misura di eventi collineari con ADONE.

Ci riferiamo, come esempio concreto, alla esperienza di produzione di coppie di bosoni⁽¹⁾, cui siamo direttamente interessati. In questa esperienza la logica di comando comprende due contatori S_3 , S'_3 di dimensioni $1 \times 1 \text{ m}^2$, visti da coppie di fotomoltiplicatori per lato, ed equidistanti dalla sorgente (zona di incrocio dei fasci). La distanza tra S_3 e S'_3 vale $d = 1,5 \text{ m}$.

Il problema consiste nel separare una gaussiana centrata ad un ritardo $\Delta t = 0$, con semilarghezza a $1/2$ altezza $\sigma \approx 1 \text{ ns}$ (Fig. 7), ed originata da eventi collineari che provengono dalla zona di incrocio dei fasci (punto 0 di fig. 1), da una distribuzione, che deriva dalla sovrapposizione di gaussiane di eventi di tipo a), b), c), centrate attorno a ritardi che vanno da un minimo di $\approx 5 \text{ ns}$ (tempo di transito su di una base di $1,50 \text{ m}$ con $v = c$) ad un massimo di $\approx 6 \text{ ns}$ (τ , cosmici accettati dal telescopio e formando un angolo di $\approx 30^\circ$ col piano orizzontale).

Per eseguire delle valutazioni di ordini di grandezza si può fare riferimento alle curve di risoluzione temporale di fig. 7÷8. Di esse in Fig. 11÷12 si ripete la rappresentazione su scala espansa per comodità di valutazione.

Imponendo un taglio a $\Delta t = 3 \text{ ns}$ dal picco, centrato a $\Delta t = 0$, degli eventi desiderati si ha una perdita di eventi del 5% del totale ed una reiezione dei raggi cosmici del 95%, supponendo il picco dei raggi cosmici centrato a 5 ns .

CONCLUSIONI. -

Le misure eseguite ci confermano che con le tecniche attualmente a nostra disposizione è possibile eseguire misure di tempo con elevata risoluzione temporale anche con contatori di dimensioni relativamente elevate.

Da Tab. 1 si vede che le dispersioni temporali dovute al tempo di transito della luce nei plastici in contatori $30 \times 60 \text{ cm}^2$ ($K_1 = 0,5$, $K_2 = 2$, $a = 30 \text{ cm}$) sono confrontabili con quelle ottenibili con contatori $50 \times 100 \text{ cm}^2$ ($a = 50 \text{ cm}$). Questa osservazione ci suggerisce di dividere i contatori S_3 , S'_3 ($100 \times 100 \times 2 \text{ cm}^3$) in coppie di contatori di superficie $50 \times 100 \text{ cm}^2$; in tale caso pensiamo che in base ai risultati ora ottenuti, ci si possa ragionevolmente attendere una reiezione dei raggi cosmici dell'ordine del $90 \div 95\%$ con una perdita di eventi $\lesssim 1\%$.

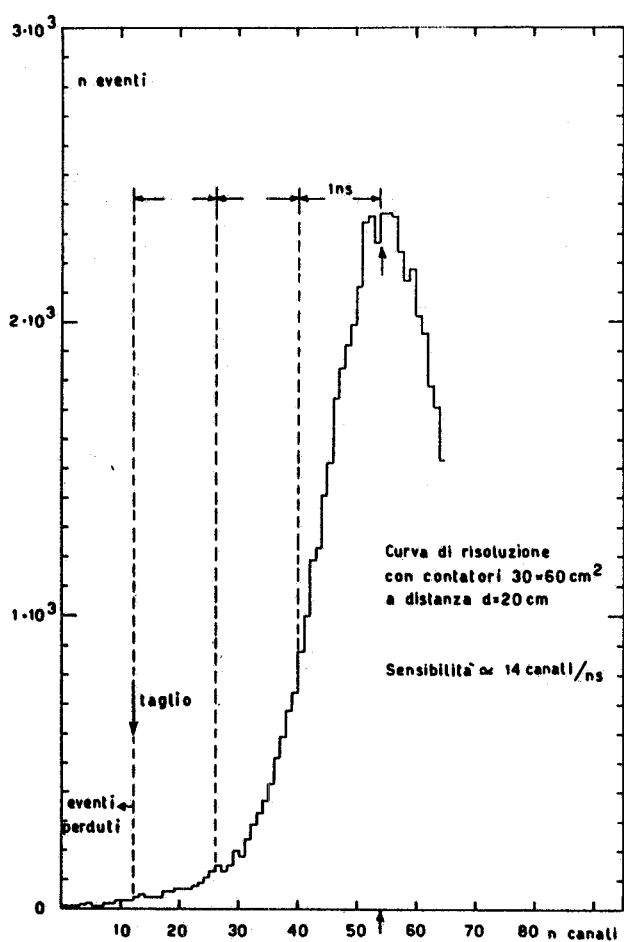


FIG. 11

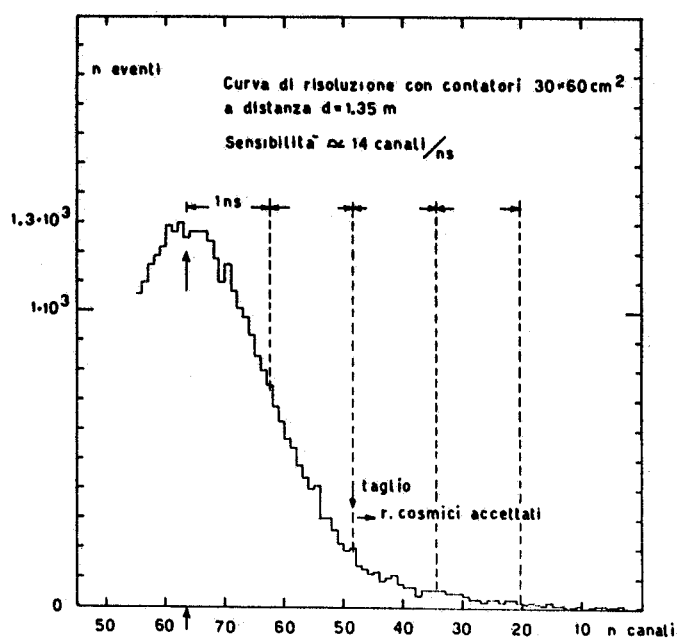


FIG. 12

RINGRAZIAMENTI. -

Ringraziamo i Sigg. G. Ubaldini e M. Moroni per l'aiuto tecnico offertoci, il Sig. Di Salvo che ha eseguito i disegni, il Prof. M. Grilli che ci ha costantemente seguito durante le misure, il Prof. A. Turrin ed il Dott. V. Valente per gli utili suggerimenti che ci hanno fornito.

BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - C. Charpak, L. Dik and L. Feuvrais, Nucl. Instr. and Meth. 15, 323 (1962).
- (2) - C. Ward, A. Berick, E. Tagliaferri and C. York, Nucl. Instr. and Meth. 30, 61 (1964).
- (3) - "Relazioni presentate all'International Symposium on electron and positron storage rings, Saclay September 1966" Part. II, LNF-66/56 (1966).