

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE
Laboratori Nazionali di Frascati

Sezione di Genova

INFN/TC-82/7
4 Giugno 1982

G. Darbo: CAMPO ELETTRICO IN UNA TIM PROJECTION
CHAMBER (TPC) E ANALISI DELLO SVILUPPO DEL SEGNA
LE SUI FILI ANODICI: OTTIMIZZAZIONE DELL'ELETTRO-
NICA DI RIVELAZIONE/DISCRIMINAZIONE

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Genova

INFN/TC-82/7
4 Giugno 1982

CAMPO ELETTRICO IN UNA TIME PROJECTION CHAMBER (TPC) E ANALISI DELLO SVILUPPO DEL SEGNALE SUI FILI ANODICI: OTTIMIZZAZIONE DELL'ELETTRONICA DI RIVELAZIONE/DISCRIMINAZIONE

G. Darbo
Scuola di Perfezionamento in Fisica dell'Università di Genova, e
INFN - Sezione di Genova.

ABSTRACT

A model to compute the pulse shape from the read out of a Time Projection Chamber is described. In the model the geometry of the detector, the gas diffusion, the single electron response and the amplification chain have been considered. The result of this study is the optimization of the parameters for a constant fraction discriminator.

1. - INTRODUZIONE

In questa nota si espone nei dettagli il modello matematico usato per studiare la formazione dei segnali sui fili di una Time Projection Chamber (TPC)⁽¹⁾ al fine di ottimizzare l'elettronica di rivelazione.

Le linee di campo elettrico sono state calcolate considerando la sovrapposizione di N potenziali creati da N array di fili interposti tra due piani conduttivi.

Le traiettorie degli elettroni nel gas della TPC coincidono con le linee di forza del campo elettrico e quindi una volta calcolate tali linee si sono valutate le differenze di percorso degli elettroni; supponendo costante la velocità di drift (regione di saturazione della velocità) si

sono trovate le distribuzioni dei tempi di arrivo degli elettroni dovute alla configurazione geometrica del campo elettrico.

E' stata pertanto analizzata la formazione degli impulsi provenienti dai fili anodici della TPC studiando le fasi seguenti:

- a) differenze di arrivo in tempo dovute alla geometria del campo elettrico;
- b) diffusione gaussiana degli elettroni nel gas;
- c) risposta del singolo elettrone dovuta al fenomeno di moltiplicazione a valanga;
- d) risposta della rete di amplificazione/discriminazione.

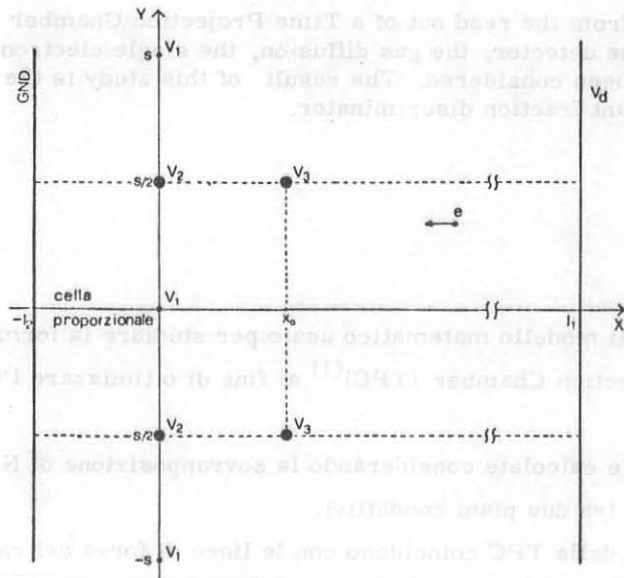
Mediante queste analisi sono stati ottimizzati banda passante, frazione dell'impulso e lunghezza della linea di ritardo di un amplificatore/discriminatore a frazione costante.

2. - CAMPO ELETTRICO IN UNA CELLA PROPORZIONALE DELLA TPC

Nella Fig. 1 è riportata la disposizione degli elettrodi. Il potenziale^(2, 3) nel caso di un array di fili (paralleli all'asse z e posti nei punti $x=0, y=\dots, -2s, -s, 0, s, 2s, \dots$) giacenti tra due piani conduttivi posti a massa (nell'approssimazione che tali piani siano sufficientemente distanti) è dato da

$$V(x, y) = \frac{CV_0}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{2\pi l}{s} - \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi y}{s} + \sinh^2 \frac{\pi x}{s} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

dove l è la distanza tra il piano di giacitura dell'array di fili e i due piani a massa, s è il passo dei fili, C è la capacità per unità di lunghezza e V_0 è il potenziale sulla superficie dei fili.



Nella configurazione degli elettrodi della TPC mostrata in Fig. 1 il potenziale può essere rappresentato con buona approssimazione da una sovrapposizione di tre potenziali del tipo dato in (1) più una parte lineare nella direzione x, che genera il campo

$$V(x, y) = A_1 \ln \left[4 \left(\sin^2 \frac{\pi y}{s} + \sinh^2 \frac{\pi x}{s} \right) \right] + A_2 \ln \left[4 \left(\cos^2 \frac{\pi y}{s} + \sinh^2 \frac{\pi x}{s} \right) \right] + A_3 \ln \left[4 \left(\cos^2 \frac{\pi y}{s} + \sinh^2 \frac{\pi(x-x_0)}{s} \right) \right] + A_4 x + A_5 \quad (2)$$

FIG. 1 - Disposizione degli elettrodi di una cella della TPC.

Le costanti A_1, \dots, A_5 sono calcolate richiedendo le seguenti 5 condizioni sul potenziale

$$\begin{aligned}
 V(0, r) &= V_1 \\
 V(0, R+s/2) &= V_2 = 0 \\
 V(x_0, R+s/2) &= V_3 = 0 \\
 V(-l_1, 0) &= V_d \\
 V(l_2, 0) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

dove V_1 è il potenziale del filo rivelatore, $V_d = -6000$ Volt è il potenziale di drift, $r = 10 \mu\text{m}$ è il raggio del filo 1, $R = 50 \mu\text{m}$ è il raggio dei fili 2 e 3, $l_1 = 8 \text{ cm}$, $l_2 = 6 \text{ mm}$, $x_0 = 6 \text{ mm}$, $s = 12 \text{ mm}$.

Se si deriva rispetto a X e a Y la (2) si ottengono le seguenti

$$\begin{aligned}
 E_X(X, Y) &= 2A_1 \frac{\sinh X \cosh X}{\sin^2 Y + \sinh^2 X} + 2A_2 \frac{\sinh X \cosh X}{\cos^2 Y + \sinh^2 X} + \\
 &+ 2A_3 \frac{\sinh(X-X_0) \cosh(X-X_0)}{\cos^2 Y + \sinh^2(X-X_0)} + A_4 \frac{s}{\pi}
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

$$E_Y(X, Y) = 2A_1 \frac{\sin Y \cos Y}{\sin^2 Y + \sinh^2 X} - 2A_2 \frac{\sin Y \cos Y}{\cos^2 Y + \sinh^2 X} - 2A_3 \frac{\sin Y \cos Y}{\cos^2 Y + \sinh^2(X-X_0)} \tag{5}$$

dove si è preso $X = x\pi/s$, $X_0 = x_0\pi/s$ e $Y = y\pi/s$, e si è definito

$$E_X(X, Y) = \partial V(sX/\pi, sY/\pi)/\partial X \text{ ed } E_Y(X, Y) = \partial V(sX/\pi, sY/\pi)/\partial Y.$$

Date le componenti E_X e E_Y del campo è possibile, integrando il seguente sistema di 2 equazioni differenziali, ottenere le linee di forza del campo elettrico $Y = Y(S)$ e $X = X(S)$ parametrizzate nella lunghezza d'arco S

$$dX/dS = E_X(X, Y) / \left[\sqrt{E_X^2(X, Y) + E_Y^2(X, Y)} \right], \tag{6}$$

$$dY/dS = E_Y(X, Y) / \left[\sqrt{E_X^2(X, Y) + E_Y^2(X, Y)} \right]. \tag{7}$$

Nella Fig. 2 sono riportate le linee di campo elettrico corrispondenti al valore del potenziale $V_1 = 2300$ Volt (la direzione di drift degli elettroni è da destra verso sinistra). Tali curve sono state calcolate integrando numericamente le (6) e (7) con un metodo Runge Kutta del quarto ordine.

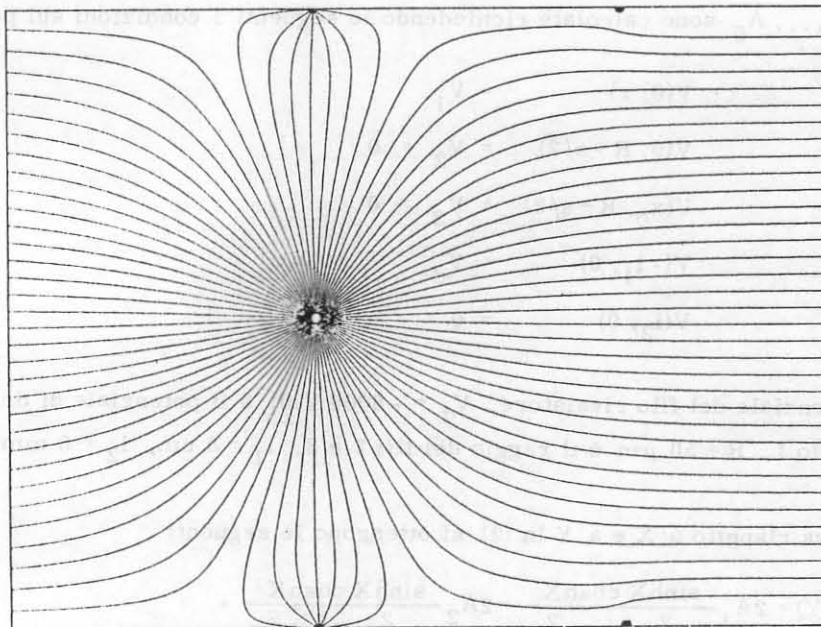


FIG. 2 - Linee di campo elettrico della TPC con 3 array di elettrodi. I valori del potenziale sono: $V_1 = 2300$ V, $V_2 = V_3 = 0$.

3. - LUNGHEZZE DI PERCORSO DEGLI ELETTRONI

Per quanto riguarda lo studio dello sviluppo degli impulsi prodotti dal passaggio di una traccia nella TPC è importante conoscere la distribuzione dei tempi di arrivo degli elettroni prodotti dalla ionizzazione. A questa distribuzione contribuiscono soprattutto due fattori: la configurazione geometrica delle linee di campo elettrico (Par. 3) e la diffusione gaussiana (Par. 4).

Se si considera il sistema di equazioni differenziali (6) e (7) con le condizioni iniziali

$$X_0 = X(S_0) = S_0 \cos(\alpha) \quad (8)$$

$$Y_0 = Y(S_0) = S_0 \sin(\alpha) \quad (9)$$

dove $S_0 \ll 1$, si ottiene il sistema di curve

$$X = X(S, \alpha), \quad Y = Y(S, \alpha) \quad (10)$$

parametrizzate nella lunghezza d'arco S (in unità s/π) misurata dalla posizione del filo 1. Essendo il campo solenoidale ad una distribuzione uniforme delle linee di forza rispetto l'angolo corrisponde una distribuzione asintotica uniforme. E' possibile calcolare nel modo seguente la differenza di lunghezza L delle curve date dal sistema di equazioni parametriche (10) che escono dalla cella di moltiplicazione proporzionale nella direzione $X > 0$.

La differenza di lunghezza di un arco della linea di campo uscente dall'origine con incli

nazione α e la proiezione del medesimo sull'asse X è data da

$$S - X(S, \alpha); \quad (11)$$

tale differenza raggiunge rapidamente il valore limite $L(\alpha)$. Altrettanto rapido è il raggiungimento del valore asintotico $Y(\alpha)$ dell'ordinata $Y(S, \alpha)$. Nella Fig. 3 sono riportate tre curve

- : Tensione anodo 2100 Volt.
- × : Tensione anodo 2300 Volt.
- * : Tensione anodo 2450 Volt.

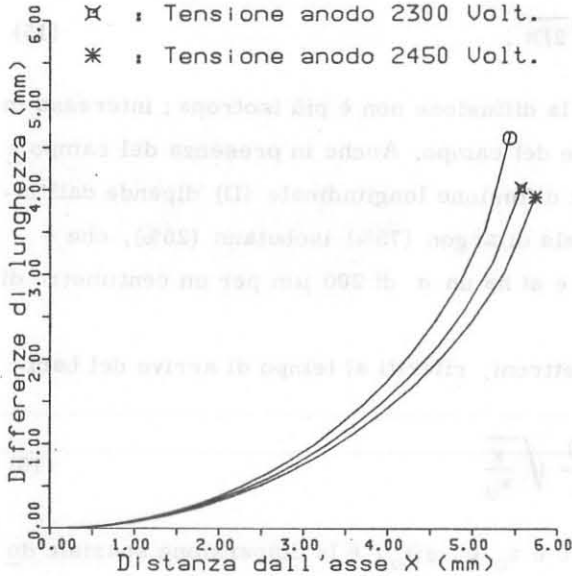


FIG. 3 - Differenze di lunghezza delle linee di forza che escono dalla cella di moltiplicazione proporzionale in funzione della loro distanza asintotica dall'asse X. Le tre curve corrispondono ai valori del potenziale V_1 di 2100, 2300 e 2450 Volt.

descritte dal punto $(Y(\alpha), L(\alpha))$ al variare di α ; le tre curve corrispondono a tre valori del potenziale V_1 .

Si è usato per integrare il sistema di equazioni differenziali (6) e (7) un metodo Runge Kutta del quarto ordine.

Per poter utilizzare nei calcoli successivi le informazioni relative alle differenze di percorso degli elettroni di drift si sono interpolate le curve di Fig. 3 con delle espressioni analitiche del tipo

$$x = ay^{1/2} + by^{3/2} + cy^{5/2}. \quad (12)$$

La (12) approssima a meno di qualche per mille la curva delle differenze di lunghezza delle linee di campo.

Se si ipotizza che la velocità di drift sia costante lungo le linee di campo (fatto vero nell'approssimazione che ci si trovi in regione di saturazione della velocità),

allora le differenze di lunghezza sono proporzionali alle differenze di tempo di arrivo di elettroni che partano tutti dalla stessa distanza dal piano dei fili anodici (supposto che non sia presente la diffusione nel gas).

La frazione di elettroni, proveniente da una traccia in un piano parallelo a quello dei fili anodici, che arrivano entro il tempo t è data da

$$\begin{aligned} F(t) &= 0 && \text{per } t \leq 0 \\ F(t) &= (a(tv_d)^{1/2} + b(tv_d)^{3/2} + c(tv_d)^{5/2})/x_M && \text{per } 0 < t \leq y_M/v_d \\ F(t) &= 1 && \text{per } t > y_M/v_d \end{aligned} \quad (13)$$

dove

$$y_M = -\frac{3b + \sqrt{9b^2 - 20ac}}{10c}, \quad x_M = ay_M^{1/2} + by_M^{3/2} + cy_M^{5/2}. \quad (14)$$

4. - DIFFUSIONE GAUSSIANA DEGLI ELETTRONI LUNGO LA DIREZIONE DEL CAMPO ELETTRICO

Gli elettroni che si muovono lungo le linee di campo elettrico subiscono un effetto di diffusione nel gas.

In assenza di campo elettrico una distribuzione localizzata di cariche diffonde per collisioni multiple secondo una legge gaussiana isotropa, la cui deviazione standard è funzione del tempo:

$$\sigma(t) = \sqrt{2Dt} . \quad (15)$$

Nel caso di presenza di un campo elettrico la diffusione non è più isotropa; interessa in questo caso la deviazione standard nella direzione del campo. Anche in presenza del campo eletttrico si ha ancora la (15), ma il coefficiente di diffusione longitudinale (D) dipende dall'intensità del campo. Tuttavia nel caso di una miscela di argon (75%) isobutano (25%), che è quella usata nella TPC, tale dipendenza è debole e si ha un σ di 200 μm per un centimetro di drift^(3,4).

La dispersione dei tempi di arrivo degli elettroni, riferiti al tempo di arrivo del bari-centro, è data dalla

$$\sigma_D(x) = \frac{\sigma(t_0)}{v_d} \sqrt{\frac{x}{x_0}} \quad (16)$$

dove x e x_0 sono i percorsi compiuti nei tempi t e t_0 e $\sigma(t_0)$ è la dispersione spaziale do-po un tempo t_0 , ovvero dopo un percorso $x_0 = v_d t_0$.

Nel caso della TPC in esame con una velocità di drift degli elettroni di 5 $\text{cm}/\mu\text{S}$ si han-no valori tipici di σ_D di 4 nS per $x = 1$ cm e di 11 nS per $x = 8$ cm.

5. - SEGNALE CREATO SUL FILO ANODICO DALL'ARRIVO DI UN ELETTRONE

In questo paragrafo si descrive un semplice modello di come si sviluppa il segnale sui fili anodici dovuto al processo a valanga relativo all'elevato gradiente di potenziale in prossimità del filo.

Il meccanismo di produzione degli impulsi può essere schematizzato nel modo seguen-te. Un elettrone, generato dalla ionizzazione prodotta dal passaggio di una traccia nel gas del-la camera, si muove lungo le linee di forza del campo elettrico. A una distanza di qualche de-cina di micron dal filo anodico il campo elettrico è sufficientemente alto da far acquistare ad un elettrone, in un libero cammino medio, un'energia sufficiente a ionizzare un atomo del gas ottenendo così una coppia di elettroni e uno ione. A loro volta gli elettroni acquistano (in un li-bero cammino medio) un'energia sufficiente a ionizzare un'altra coppia di atomi del gas. Ta-le processo ha uno sviluppo esponenziale che porta in un tempo brevissimo alla creazione di 10^5 - 10^6 coppie di elettroni-ioni. Gli elettroni creati dal processo a valanga vengono attratti dal filo anodico inducendo su di esso un impulso di corrente che dura fino alla raccolta di tutti

gli elettroni. Gli ioni si muovono nel senso opposto creando un impulso dello stesso segno di quello degli elettroni che ha una durata molto più lunga a causa della minore velocità degli ioni e del maggiore percorso prima di venire raccolti.

Nella Fig. 4 sono riportati i grafici degli impulsi dovuti agli elettroni e agli ioni. Per tempi brevi (sotto il nS) il contributo degli elettroni è preponderante, ma per i tempi tipici dei fenomeni a cui siamo interessati (decine di nS) è preponderante quello degli ioni.

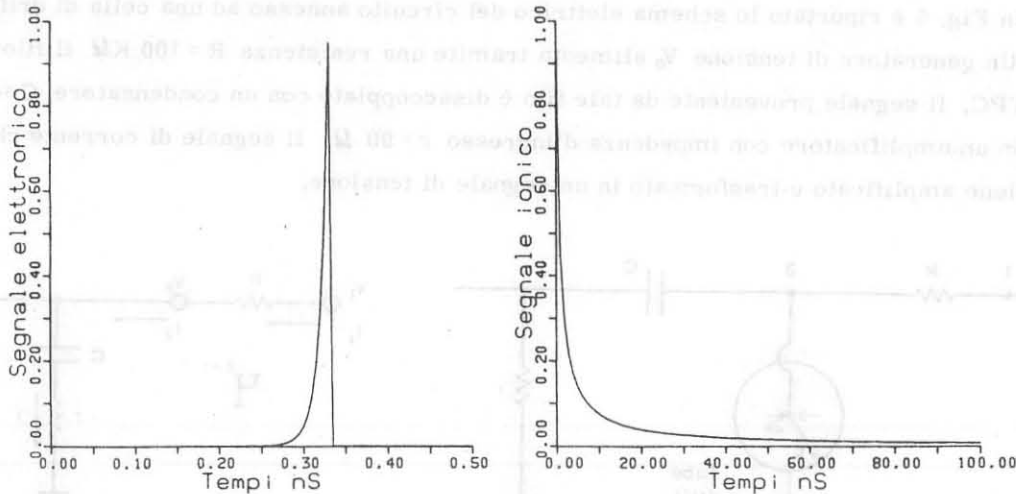


FIG. 4 - Impulsi di corrente $I^-(t)$ e $I^+(t)$ generati dal processo a valanga da un singolo elettrone primario (le unità delle ordinate sono arbitrarie).

Il segnale prodotto dagli elettroni ha un andamento esponenziale nel tempo essendo tale la crescita del numero di elettroni. Tale segnale cresce fino alla completa raccolta degli elettroni sul filo anodico; poichè il processo inizia a una distanza di 20-30 μm dal filo la sua durata è inferiore al nS.

Gli ioni creati dal processo a valanga si muovono dalla superficie del filo anodico con una velocità proporzionale al campo elettrico

$$w^+(t) = \frac{\mu}{P} E(t) ; \quad (17)$$

dove μ è la mobilità degli ioni nel gas e P la pressione.

La potenza dissipata dagli ioni a spese del campo elettrico

$$W^+ = V_0 I^+(t) = eNw^+(t) E(t) \quad (18)$$

dove V_0 è il potenziale del filo anodico, $I^+(t)$ la corrente fornita dal generatore di tensione per mantenere V_0 , N il numero di ioni e $w^+(t)$ la loro velocità.

Nel caso di campo elettrico del tipo $1/r$ il segnale di corrente $I^+(t)$ ha un andamento del tipo

$$I^+(t) = \frac{C}{t + K/\mu} \quad (19)$$

con C, K costanti legate al potenziale V_0 , alla pressione P e alla geometria degli elettrodi.

Un valore attendibile di K/μ per la TPC in esame può essere stimato intorno al nanosecondo.

6. - FUNZIONE DI TRASFERIMENTO DEL SISTEMA DI AMPLIFICAZIONE

In Fig. 5 è riportato lo schema elettrico del circuito annesso ad una cella di drift della TPC. Un generatore di tensione V_0 alimenta tramite una resistenza $R = 100 \text{ K}\Omega$ il filo anodico della TPC. Il segnale proveniente da tale filo è disaccoppiato con un condensatore $C = 47 \text{ pF}$ ed entra in un amplificatore con impedenza d'ingresso $r = 90 \Omega$. Il segnale di corrente che entra in r viene amplificato e trasformato in un segnale di tensione.

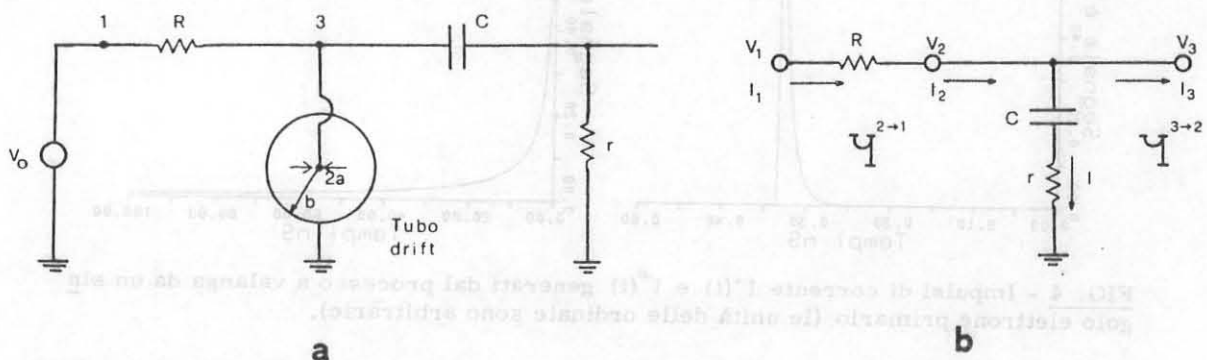


FIG. 5 - Schema elettrico del circuito annesso ad una cella di drift.

Lo schema di Fig. 5a può essere trasformato in quello di Fig. 5b; dato $I_3(t)$ (impulso prodotto dall'induzione nella cella di moltiplicazione proporzionale) si ha il segnale in ingresso all'amplificatore

$$\tilde{I}(s) = -\tilde{I}_3(s) \frac{RCs}{1+(r+R)Cs} = -\tilde{I}_3(s) \frac{RCs}{1+\tau_1 s} \quad (20)$$

dove $\tilde{I}(s)$ e $\tilde{I}_3(s)$ sono le trasformate di Laplace dei rispettivi segnali $I(t)$ e $I_3(t)$.

L'amplificatore può essere schematizzato con la funzione di trasferimento $-R'/(1+\tau_2 s)$ da cui

$$\tilde{V}_{out}(s) = \frac{R'RCs}{(1+\tau_1 s)(1+\tau_2 s)} \tilde{I}_{in}(s) \quad (21)$$

dove $\tilde{I}_{in}(s) = \tilde{I}_3(s)$ e $\tilde{V}_{out}(s)$ è la trasformata di Laplace del segnale di uscita dall'amplificatore.

Se $I_{in}(t)$ è l'impulso unitario di corrente $I_0 \delta(t)$ si ha

$$V_{out}(t) = \frac{R'RCI_0}{\tau_1 - \tau_2} \left(\frac{1}{\tau_2} e^{-t/\tau_2} - \frac{1}{\tau_1} e^{-t/\tau_1} \right). \quad (22)$$

7. - ANALISI COMPLESSIVA DEL SEGNALE

In questo paragrafo vedremo come comporre i risultati analizzati dettagliatamente nei quattro paragrafi precedenti.

Per ragioni di simmetria consideriamo la TPC nella proiezione di Fig. 1. Dalla Fig. 2 risulta che le linee di forza del campo elettrico sono pressochè parallele fino alla distanza in cui è posto l'array di fili 3, quindi la differenza di cammino degli elettroni è tutta concentrata nella cella di amplificazione proporzionale della TPC. Poichè nella cella della TPC gli elettroni compiono un percorso di pochi millimetri rispetto alla lunghezza di drift che è di parecchi centimetri si può in prima approssimazione considerare che la diffusione gaussiana avvenga tutta nel percorso di drift e la differenza di cammino degli elettroni interessi solo la cella di amplificazione. In queste ipotesi se si considera una distribuzione di elettroni concentrata su di una retta parallela all'asse Y (Fig. 1) a una distanza x dall'array di fili 3, dopo un percorso x si ha una distribuzione temporale gaussiana degli elettroni con un $\sigma_D(x)$ dato dalla (16).

La densità di distribuzione dei tempi di arrivo degli elettroni, in assenza di diffusione, a causa delle differenze di percorso è data da $f(t) = dF(t)/dt$ con $F(t)$ definita dalla (13). La composizione dei due effetti nelle ipotesi sopra esposte da una densità di distribuzione dei tempi di arrivo ai fili anodici data dalla

$$h(t) = f(t) * g(t) \quad (23)$$

dove $*$ indica il prodotto di convoluzione. Nella Fig. 6 si può osservare che la $h(t)$ ha una

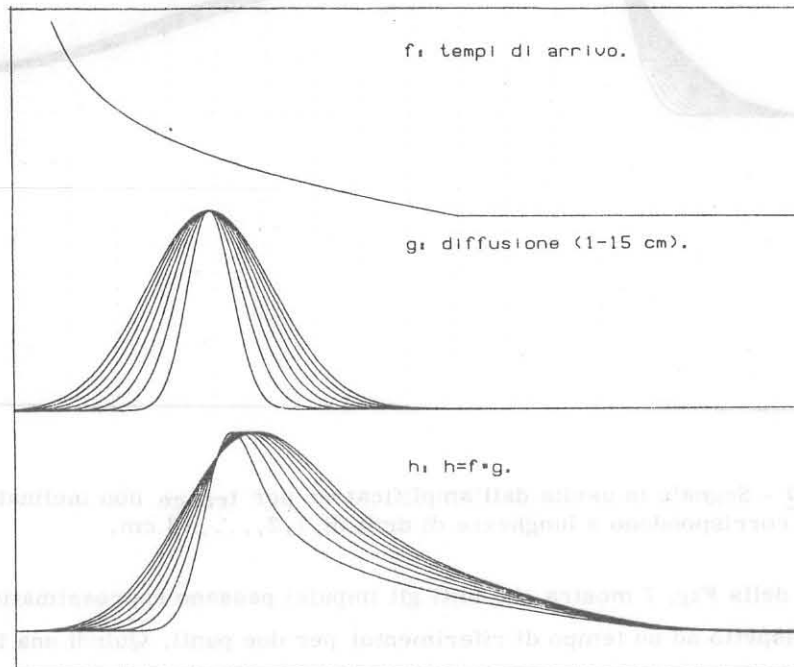


FIG. 6 - Convoluzioni della $f(t)$ (tempi di arrivo degli elettroni in assenza di diffusione) con la $g(t)$ (diffusione gaussiana). L'intervallo graficato corrisponde a 200 nS.

forma che assomiglia alla $g(t)$ nel tratto ascendente e alla $f(t)$ nel tratto discendente.

Per ottenere il segnale prodotto sul filo anodico occorre fare un'ulteriore convoluzione con il segnale di corrente prodotto dalla moltiplicazione proporzionale del singolo elettrone.

Il segnale che si osserva all'uscita dell'amplificatore, causato dal passaggio di una particella, è dato dalla ulteriore convoluzione con la risposta all'impulso unitario della rete di amplificazione. Famiglie di tali segnali sono riportate nelle Figg. 7-14.

8. - DISCRIMINATORE A FRAZIONE COSTANTE

Nella Fig. 7 sono riportate le forme degli impulsi generati nella camera e filtrati dal canale di amplificazione. L'altezza degli impulsi è normalizzata; in realtà per ottimizzare l'informazione di timing e quindi di posizione delle tracce occorre evitare effetti sistematici dovuti alla dispersione in ampiezza degli impulsi ed al variare del tempo di salita, nonché minimizzare l'effetto delle fluttuazioni statistiche nel processo di formazione dell'impulso.

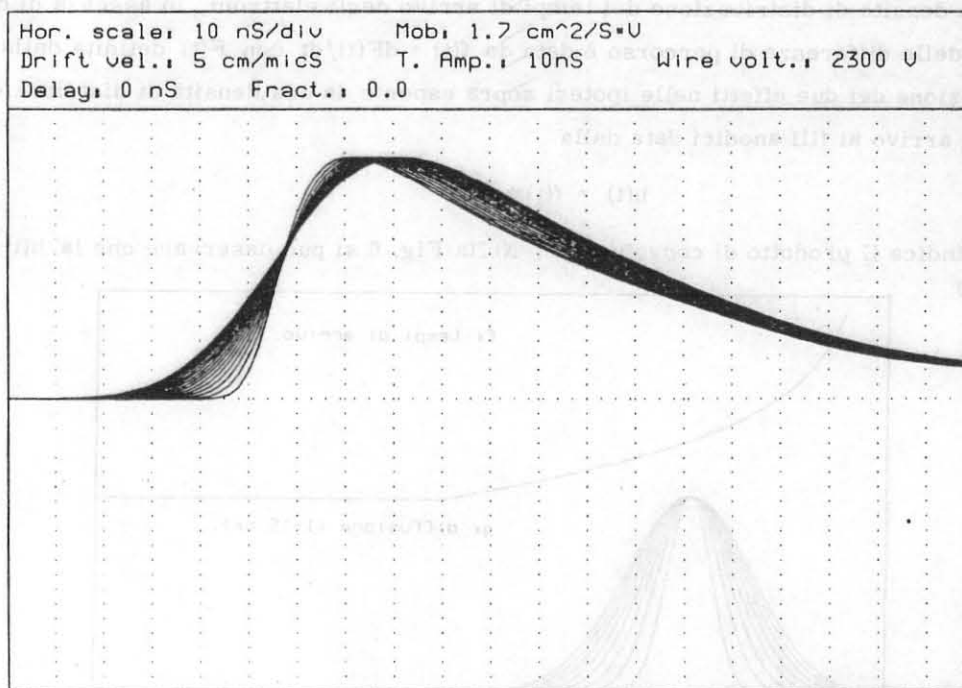


FIG. 7 - Segnale in uscita dall'amplificatore per tracce non inclinate. Le curve corrispondono a lunghezze di drift di 1, 2, ..., 16 cm.

Un'analisi della Fig. 7 mostra che tutti gli impulsi passano approssimativamente (con lo stesso ritardo rispetto ad un tempo di riferimento) per due punti. Quindi una tecnica di discriminazione a frazione costante, dove la frazione è 0.6, con un ritardo corrispondente alla distanza temporale dei due punti consente la minimizzazione degli effetti di carattere sistematico.

Le fluttuazioni statistiche intrinseche possono essere minimizzate agendo sulla costante d'integrazione dell'amplificatore. Tali discriminatori usano una linea di ritardo fatta con un cavo coassiale per ritardare una parte del segnale $f(t)$ e discriminano lo "zero crossing" della

$$f(t + \tau) - Kf(t) \quad (24)$$

dove τ è il ritardo della linea, K la frazione dell'impulso.

In base alla Fig. 7 una frazione dell'impulso di 0.6 e un ritardo di 18 nS dovrebbero dare uno zero crossing indipendente dalla lunghezza del drift.

In Fig. 8 è riportata la (24) con $\tau = 18$ nS e $K = 0.6$; si può osservare che lo zero crossing (per drift tra 1 e 16 cm) varia di un paio di nanosecondi ed è indipendente dall'ampiezza del segnale.

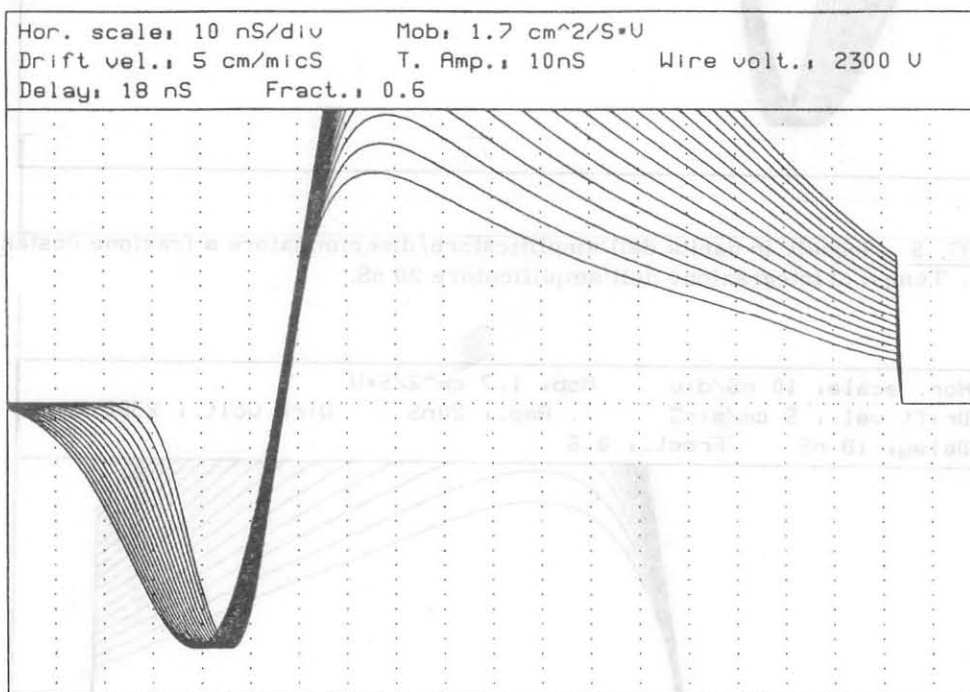


FIG. 8 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Frazione 0.6 e ritardo 18 nS.

Nelle Figg. 9 e 10 è stato variato il tempo di salita (τ_2) dell'amplificatore senza ottenere apprezzabili cambiamenti sullo zero crossing, quindi è possibile determinare la costante di integrazione dell'amplificatore in modo da minimizzare le fluttuazioni statistiche intrinseche e il jitter introdotto dal rumore ad alta frequenza.

Nelle Figg. 11, 12 e 13 è stata variata la lunghezza della linea di ritardo (5, 10, 25 nS); si può notare che per linee di ritardo brevi si hanno zero crossing più dispersi, inoltre, in questi casi poichè la discriminazione è fatta sulla primissima parte del segnale si hanno mag

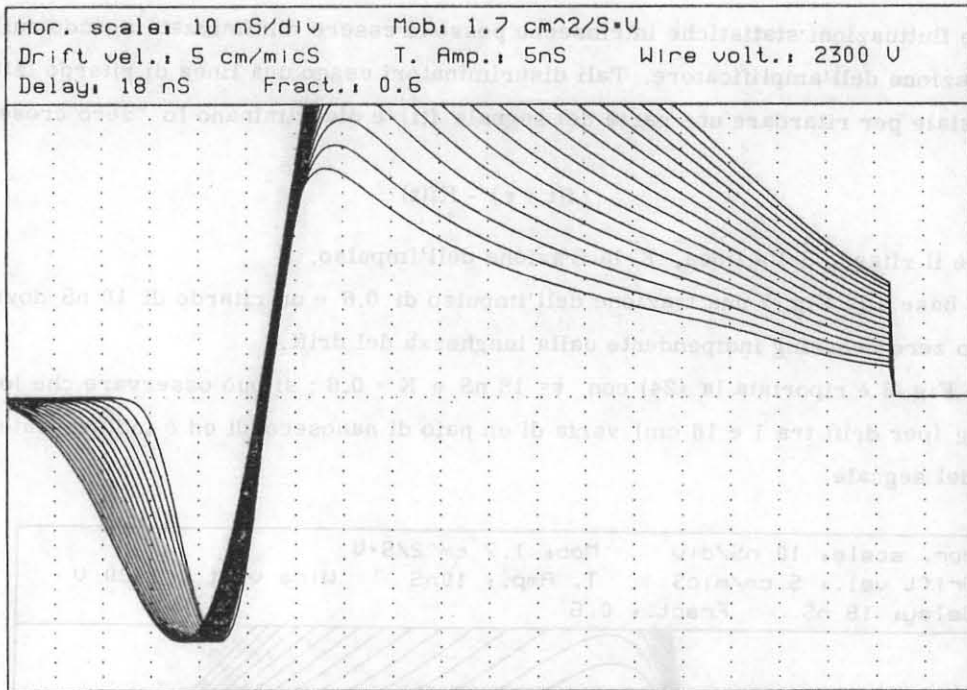


FIG. 9 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Tempo di integrazione dell'amplificatore 20 nS.

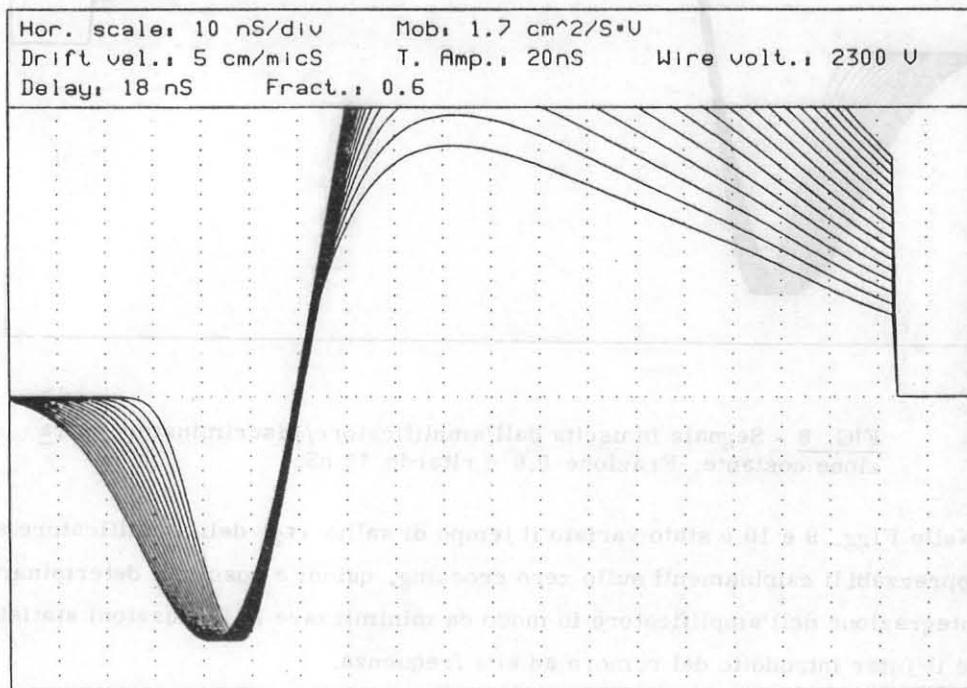


FIG. 10 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Tempo di integrazione dell'amplificatore 20 nS.

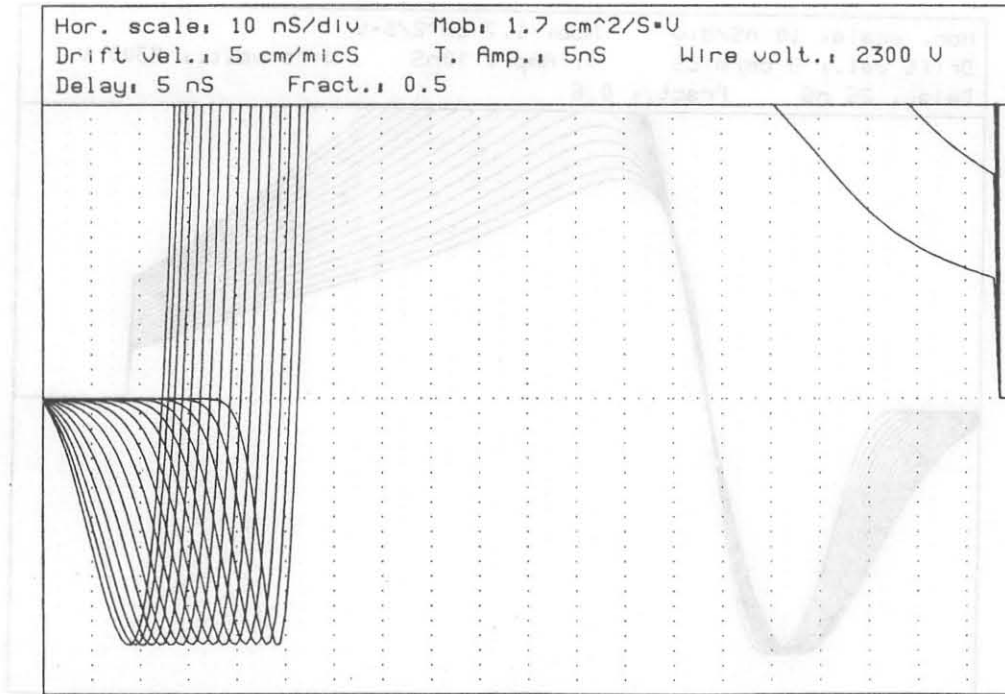


FIG. 11 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Linea di ritardo di 5 nS.

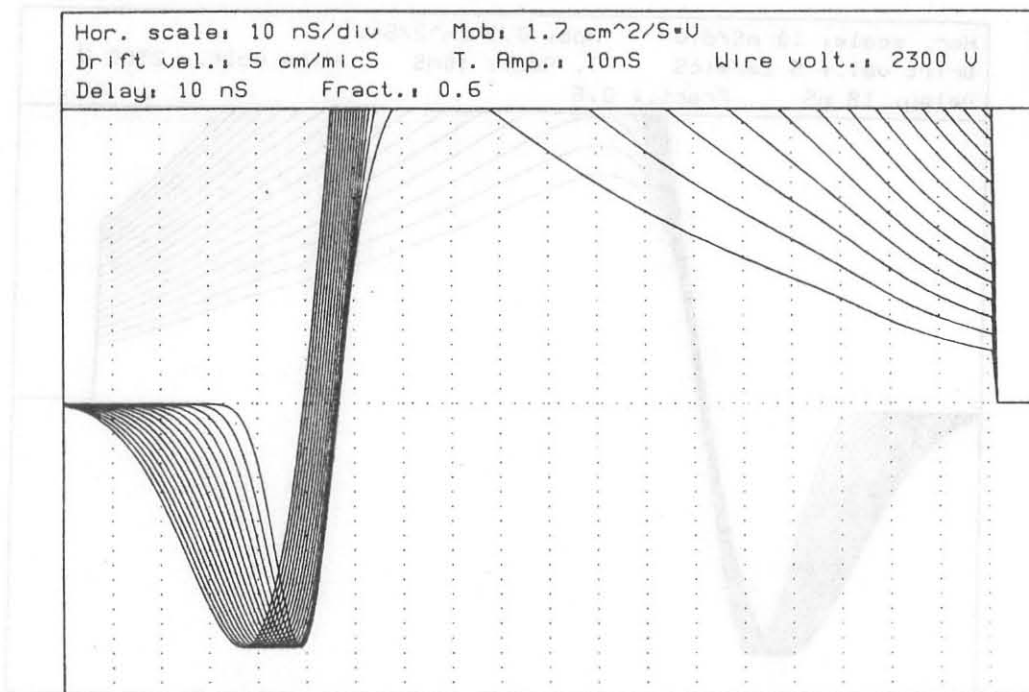


FIG. 12 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Linea di ritardo di 10 nS.

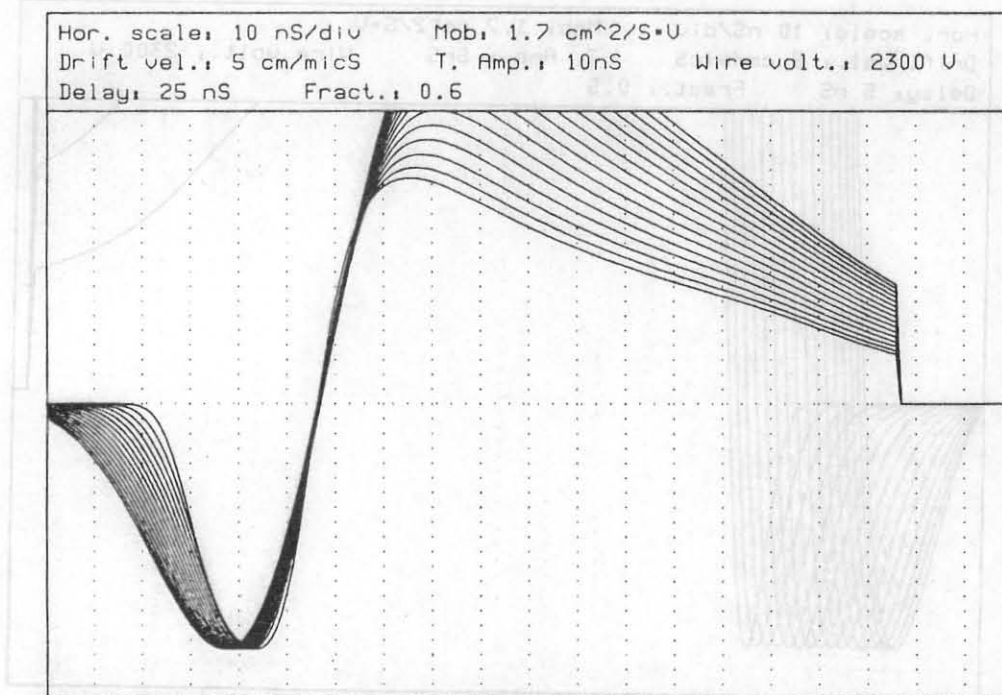


FIG. 13 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Linea di ritardo di 25 nS.

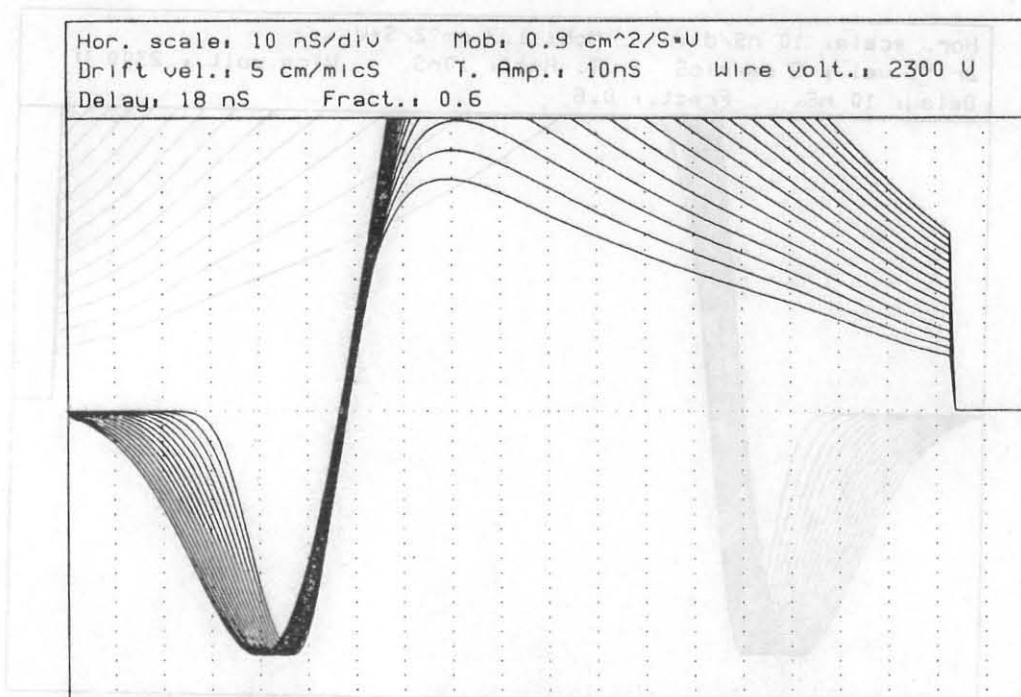


FIG. 14 - Segnale in uscita dall'amplificatore/discriminatore a frazione costante. Mobilità degli ioni 0.9 cm²/S*V.

giori fluttuazioni statistiche.

Nella Fig. 14 è stata variata la mobilità degli ioni (parametro piuttosto incerto) senza ottenere apprezzabili differenze sullo zero crossing.

In base a tali analisi si è reputato che una linea di ritardo di 18 nS e una costante di tempo dell'amplificatore di 10-20 nS debbano dare i migliori risultati. Tali discriminatori sono stati montati e testati; in base ai primi risultati sembra che questi concordino con l'analisi teorica.

Una ulteriore verifica della TPC con tali amplificatori/discriminatori sarà fatta nel prossimo mese di Giugno con l'uso dello spettrometro Omega Primo dei Laboratori CERN.

Per concludere, la Fig. 15 mostra gli impulsi nell'ipotesi che non esistano differenze di cammino tra le diverse linee del campo.

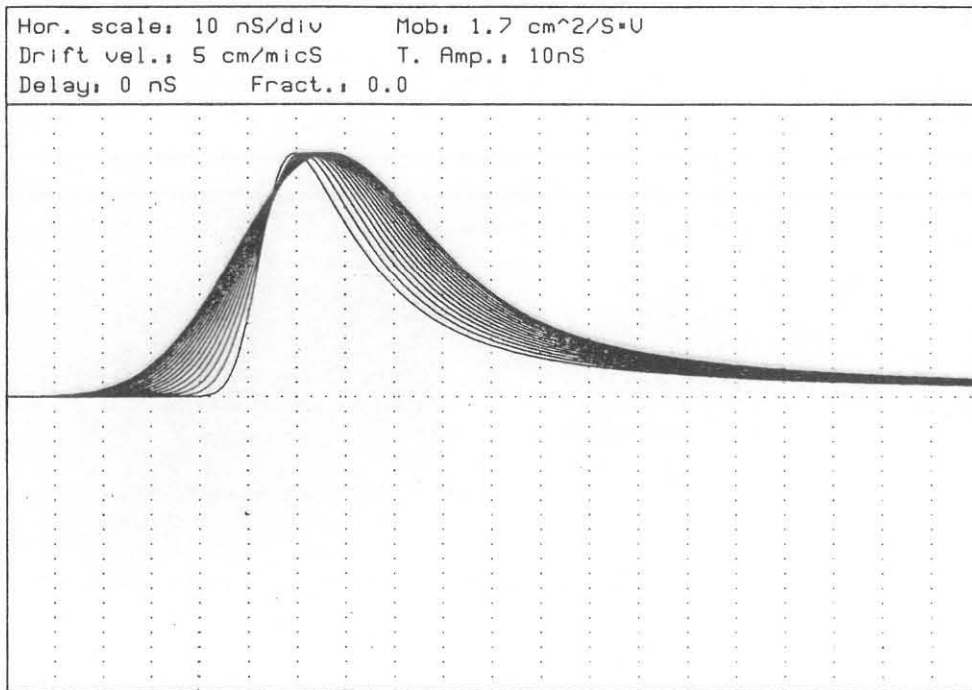


FIG. 15 - Segnale in uscita dall'amplificatore nell'ipotesi che non esistano differenze di cammino tra le diverse linee di campo.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - S. Benso and L. Rossi, A Time Projection Chamber for precise vertex determination, Nucl. Instr. and Meth. 187, 355 (1981).
- (2) - G. A. Erskine, Electrostatic problems in multiwire proportional chambers, Nuclear Instr. and Meth. 105, 565 (1972).
- (3) - F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN Report 77-09 (1977).
- (4) - G. Schultz, Etude d'un detecteur de particules a tres haute precision spatiale (chambre a drift) analyse des phenomenes physiques lies a fonctionnement de ce detecteur, Rapport interne EP 76-19 (1976).

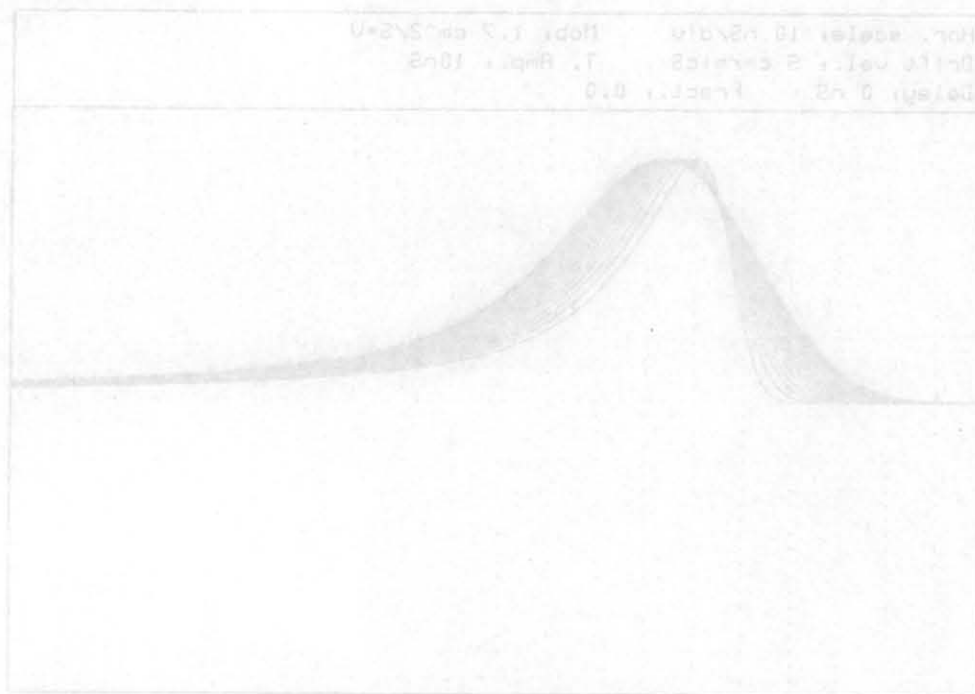


Fig. 16 - Segnale in uscita dall'amplificatore nell'ipotesi che non esistesse differenza di cammino tra le diverse linee di campo.