

LNF - 66/66  
20 Dicembre 1966

E. P. Balsamo, C. Guaraldo e R. Scrimaglio: UN RIVELATORE  
AD EMISSIONE SECONDARIA PER FASCI DI ELETTRONI DI  
ALTA INTENSITA' ED ENERGIA. -

(Nota interna : n. 341)

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

LNF-66/66

Nota interna: n. 341  
20 Dicembre 1966.

E. P. Balsamo, C. Guaraldo e R. Scrimaglio: UN RIVELATORE AD EMIS-  
SIONE SECONDARIA PER FASCI DI ELETTRONI DI ALTA INTENSITA'  
ED ENERGIA.

RIASSUNTO. -

Viene descritto un dispositivo a emissione secondaria per rivelare posizione e forma del fascio di elettroni del linac dei L. N. F. lungo il canale magnetico di trasporto.

L'efficienza è stata calcolata sulla base non soltanto della sezione d'urto Møller per lo scattering elettrone-elettrone ma introducendo anche contributi che permettono di giustificare la osservata dipendenza dall'energia ad alte energie.

Sono presentate le caratteristiche di un prototipo con i relativi dispositivi per il prelievo del segnale.

## INTRODUZIONE. -

L'utilizzazione di un dispositivo che permette l'osservazione visuale della posizione e del profilo di un fascio di elettroni di alta intensità ed energia in punti opportuni di un canale magnetico, è condizionata da vari requisiti:

- proporzionalità tra intensità del segnale luminoso e intensità del beam;
- buona sensibilità, intesa come densità di corrente minima rivelabile con la telecamera che osserva la "cella ottica";
- piccolo angolo quadratico medio di scattering multiplo coulombiano;
- resistenza alle radiazioni, ecc.

Gli scintillatori plastici, quelli a quarzo, a gas e gli schermi di solfuro di zinco, non soddisfano a tutte queste richieste<sup>(1)</sup>. In particolare gli schermi di solfuro di zinco hanno una durata estremamente limitata, alle correnti in gioco in un acceleratore lineare, (qualche ora, per densità di corrente dell'ordine del  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$  (la densità di corrente media del linac dei L. N. F. è di circa  $30 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ). Questo fatto impone, per esempio, l'installazione di un dispositivo di sostituzione automatica degli schermi danneggiati.

Una tecnica che sembra presentare soddisfacenti requisiti è quella che comporta l'uso di celle Cerenkov a gas (elio o argon a pressione atmosferica), con due finestre sottili in alluminio e uno specchio, pure in alluminio sottile, che riflette la luce Cerenkov<sup>(1,2)</sup>. La sensibilità è elevata: le celle Cerenkov ad argon provate a Stanford con il Mark IV hanno permesso la rivelazione di densità di corrente fino a un minimo di  $0,01 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ; il che corrispondeva a  $1/500$  della corrente massima, con una telecamera a vidicon posta a 3 metri dalla cella. Vi è rigorosa proporzionalità tra segnale luminoso e intensità del beam (il che può permettere ad esempio una misura della distribuzione della densità elettronica entro il beam), un piccolo angolo di scattering multiplo, per energie maggiori del GeV, e lunga durata. Per contro, l'elevata intensità del fascio impone accurati sistemi di schermaggio per il circuito televisivo. Riguardo alla telecamera, si trovano in commercio vidicon con lastre di quarzo in grado di sopportare dosi gamma fino a  $10^{11}$  ergs/g. Per quel che riguarda i componenti elettronici (esclusi quelli a semiconduttore), la resistenza alle radiazioni arriva fino a dosi dello ordine di  $10^{10}$  ergs/g. Una stima approssimata della radiazione a non meno di 3 m da un collimatore che assorba tutta la cascata elettromagnetica, prevede<sup>(3)</sup> valori intorno a  $10^9$  ergs/g in 10 anni; il che dovrebbe assicurare la durata della telecamera, ove possano venir rispettate le distanze di sicurezza. D'altra parte il punto debole dell'impianto resta il sistema di lenti sulla cui resistenza alle dosi gamma non esistono dati sicuri.

Per quanto concerne infine la cella ad argon, nelle zone calde occorre usare finestre di quarzo fuso con purezza del 100% (glass

corning 7940), che però è molto costoso. Lo specchio interno ovviamente non è sostituibile. Infine, non vanno trascurati gli effetti termici che possono non tanto danneggiare le finestre, quanto deformare la superficie dello specchio con grave pregiudizio per tutta l'ottica.

Un ultimo punto a sfavore riguarda l'angolo medio di scattering multiplo. Con un fascio di 400 MeV quale è quello del linac di Frascati, una cella ad argon lunga 25 cm con uno spessore totale di alluminio di  $9,1 \text{ mg/cm}^2$  dà un angolo di scattering multiplo di  $2,51 \times 10^{-2}$  radianti, maggiore di un fattore 10 del limite massimo per lo spread angolare del beam nella posizione della cella.

Se si usa una cella ad acqua, per eliminare con un opportuno sistema di circolazione fenomeni di riscaldamento, si ha un ulteriore aumento dell'angolo di scattering.

In conclusione, i problemi connessi all'utilizzazione di un rivelatore visuale per osservare posizione e profilo di un fascio di elettroni altamente intenso ed energetico, ci hanno consigliato lo sviluppo di un dispositivo a emissione secondaria le cui caratteristiche di efficienza e rivelazione saranno esposte nei prossimi paragrafi.

Il sistema è costituito (v. foto) semplicemente da due filamenti perpendicolari tra loro mossi alternativamente attraverso il fascio: l'intensità della corrente di elettroni secondari emessa è proporzionale alla porzione di filo investita e quindi, una volta eseguito il centraggio del fascio rispetto al dispositivo, dal segnale in corrente si può risalire direttamente al profilo del fascio in una sezione mediana<sup>(4)</sup>.

## 1. CALCOLO DELLA EMISSIONE SECONDARIA AD ALTE ENERGIE. -

L'efficienza per la produzione di elettroni secondari è stata calcolata prendendo in esame i seguenti contributi, che esamineremo separatamente: elettroni secondari emessi direttamente dal materiale con una probabilità di uscita che dipende dal punto e dall'energia di creazione; terziari creati dai secondari entro il materiale e che diffondono verso la superficie subendo un assorbimento secondo una legge esponenziale; elettroni Compton creati dai  $\gamma$  persi alla cascata elettromagnetica generata dai primari incidenti.

### 1. 1. - Secondari emessi direttamente.

Schematizziamo il filo cilindrico del nostro dispositivo con una lamina piana indefinita di spessore pari al diametro del filo stesso: vedremo che nel calcolo della probabilità che ha un secondario di uscire dal materiale è possibile compensare l'errore introdotto da questa

4.

schematizzazione. Fissato un sistema di coordinate con l'asse delle a

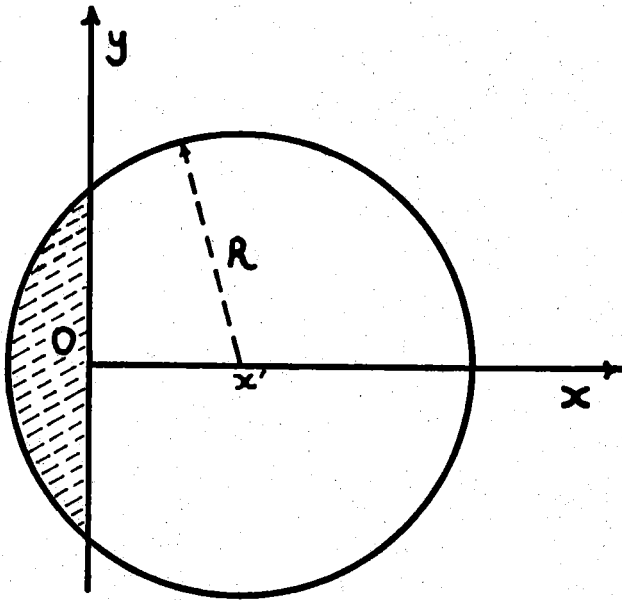


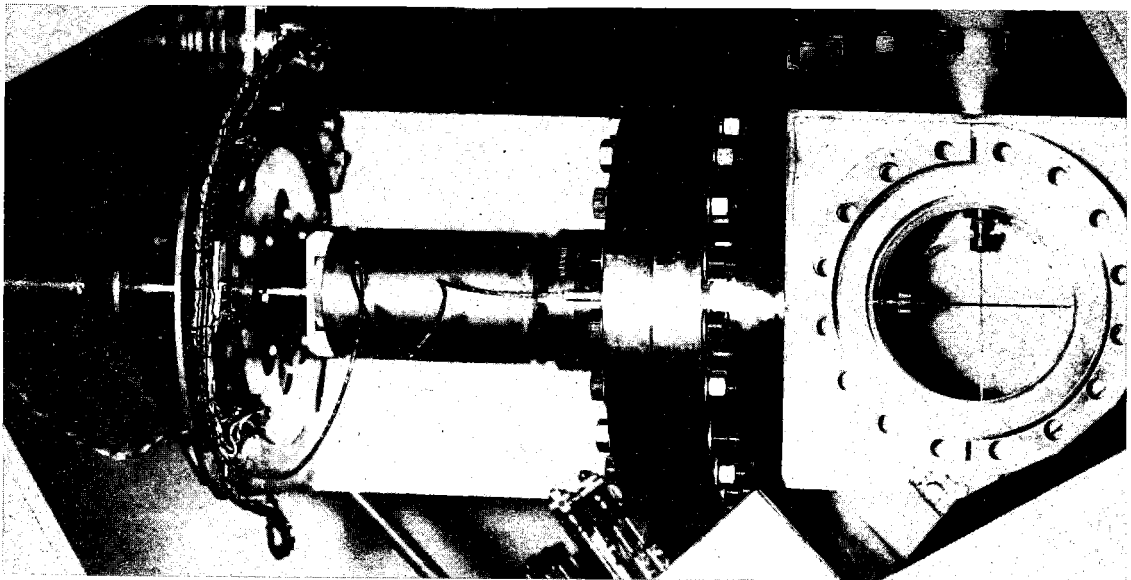
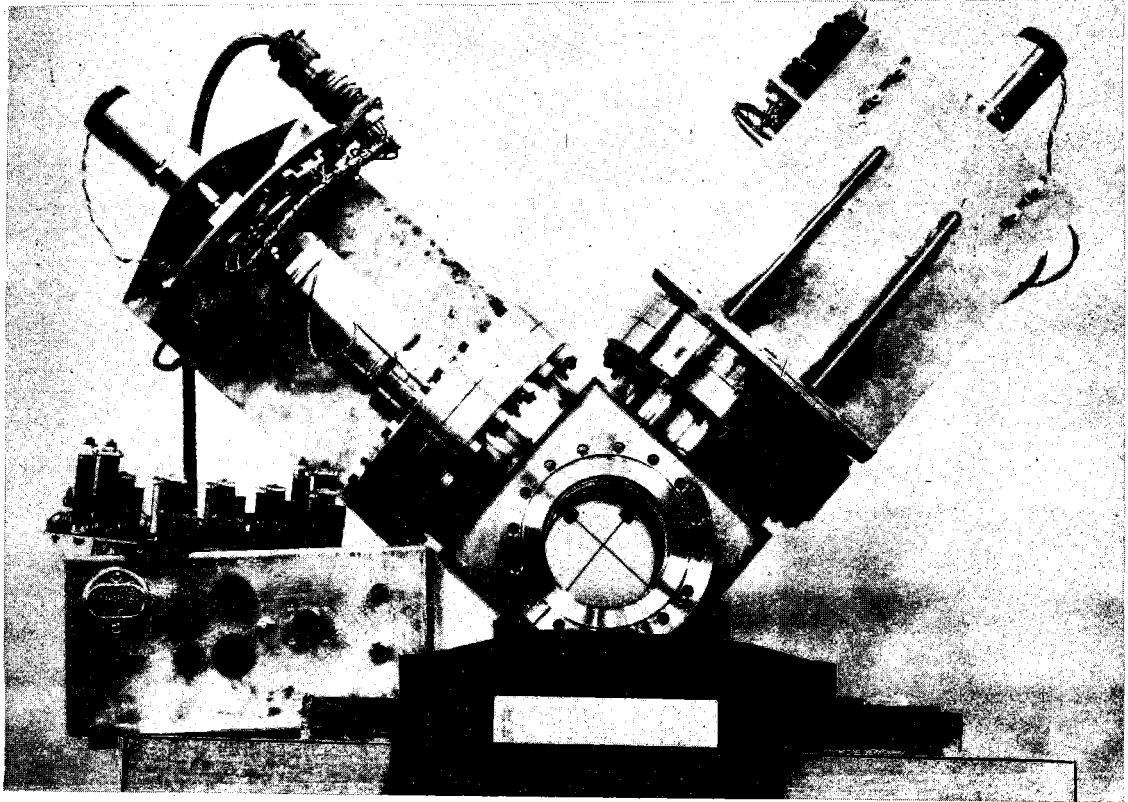
FIG. 1 - Rappresentazione grafica per il calcolo della probabilità di uscita di un elettrone secondario dal materiale.

scisse secondo la normale interna alla superficie della lamina investita dal fascio (v. fig. 1), consideriamo un elettrone secondario creato in un punto a distanza  $x'$  dall'origine. Sia  $R(W)$  il suo range, essendo  $W$  l'energia di emissione, e supponiamo che la probabilità di arresto della particella nel materiale a distanza  $R$  sia a priori la stessa in tutte le direzioni. Allora la probabilità che l'elettrone si fermi fuori della lamina, se lo spazio circostante fosse riempito dello stesso materiale, cioè la probabilità che ha il secondario di uscire dalla lamina stessa, è data dal rapporto tra l'angolo solido sotteso dalla calotta sferica intersezione della sfera di centro  $x'$  e raggio  $R$  con la superficie della lamina e l'angolo solido totale. Teniamo ora conto della relazione che lega l'angolo di emissione e la energia delle particelle:

$$(1) \quad \cos \theta = \left[ \frac{W (T + mc^2)}{T (W + 2mc^2)} \right]^{1/2}$$

$\theta$  è l'angolo di emissione;  $W$  e  $T$  le energie del secondario e del primario. Dai dati sperimentali risulta<sup>(5)</sup> che gli elettroni secondari vengono emessi essenzialmente ad energie comprese tra poche decine di eV fino a qualche KeV. Nella (1) il coseno dell'angolo varia pertanto circa come  $[W/T]^{1/2}$  e l'angolo è prossimo a  $90^\circ$  per primari di qualche MeV. Non tenendo dunque conto della direzione della velocità iniziale dei secondari si ottiene un valore in eccesso per la probabilità di uscita dalla lamina. D'altra parte lo stesso valore è in difetto se si considera che l'effettiva geometria del nostro problema è quella cilindrica e che pertanto i secondari possono essere emessi in tutte le direzioni. Ammettendo che in qualche modo i due effetti si compensino, assumiamo dunque, limitatamente al calcolo della probabilità di uscita, lo schema della lamina piana, con la probabilità stessa calcolata nel modo detto sopra.

scisse secondo la normale interna alla superficie della lamina investita dal fascio (v. fig. 1), consideriamo un elettrone secondario creato in un punto a distanza  $x'$  dall'origine. Sia  $R(W)$  il suo range, essendo  $W$  l'energia di emissione, e supponiamo che la probabilità di arresto della particella nel materiale a distanza  $R$  sia a priori la stessa in tutte le direzioni. Allora la probabilità che l'elettrone si fermi fuori della lamina, se lo spazio circostante fosse riempito dello stesso materiale, cioè la probabilità che ha il secondario di uscire dalla lamina stessa, è data dal rapporto tra l'angolo solido sotteso dalla calotta sferica intersezione della sfera di cen-



Distinguiamo i vari casi che possono presentarsi a seconda del punto di creazione e dell'energia iniziale del secondario. Alle energie in gioco per i secondari, assumeremo che questi perdano energia nel materiale secondo la legge di Whiddington<sup>(6)</sup>:

$$(2) \quad W^2 - W^2(s) = a s$$

dove  $s$  è l'ascissa lungo la loro traiettoria e per la costante  $a$  si ha:

$$a/\rho = 0,4 \times 10^{12} \text{ (eV)}^2 \text{ gr}^{-1} \text{ cm}^2 \quad \text{dove } \rho \text{ è la densità.}$$

1° caso  $0 \leq R \leq \frac{\mathfrak{E}}{2}$  cioè  $I_{\text{ion}} \leq W \leq \sqrt{(a\mathfrak{E})/2}$  dove  $I_{\text{ion}}$  è il potenziale medio di ionizzazione per il materiale. In questo caso il secondario ha la stessa probabilità di uscire dall'una o dall'altra parte della lamina a seconda che il punto di creazione si trovi nella prima o nella seconda metà della lamina stessa. Per quanto detto la probabilità totale di uscita sarà:  $2(R - x)/2R$ .

2° caso  $\frac{\mathfrak{E}}{2} \leq R \leq \mathfrak{E}$  cioè  $\sqrt{(a\mathfrak{E}/2)} \leq W \leq \sqrt{a\mathfrak{E}}$ . Qui occorre distinguere se la particella è creata in un punto tale da poter uscire solo o da un lato o dall'altro e il caso in cui ha probabilità di uscire da entrambi i lati. La prima eventualità si verifica per  $x$  compreso tra 0 e  $(\mathfrak{E} - R)$  e in tal caso la probabilità di uscita da entrambi i lati sarà ancora il doppio di quella di uscita da un lato:  $2(R - x)/2R$ . La seconda eventualità si ha nel restante cammino a disposizione, cioè per  $x$  compreso tra  $\mathfrak{E} - R$  e  $R$ : le probabilità di uscita dai due lati in questo caso non sono identiche e valgono rispettivamente  $(R - x)/2R$  per la prima faccia e  $(R - \mathfrak{E} + x)/2R$  per la seconda: la probabilità totale è dunque indipendente dal punto di creazione.

3° caso  $R \geq \mathfrak{E}$  cioè  $\sqrt{a\mathfrak{E}} \leq W \leq T/2$ . Per  $x$  compreso tra 0 e  $\mathfrak{E}$  la particella può indifferentemente uscire da un lato o dall'altro: per la probabilità totale si ha ancora  $(2R - \mathfrak{E})/2R$ .

Avendo pesato in questo modo opportunamente i contributi delle varie zone del materiale per varie energie iniziali, il numero di elettroni secondari emessi dal filo, per primario incidente, cioè l'efficienza, sarà dato da

$$(3) \quad Y_s = \rho \frac{N}{A} Z \left\{ 2 \int_{I_{\text{ion}}}^{\sqrt{a\mathfrak{E}}} \int_0^R \frac{d\phi(T, W)}{dW} \frac{R-x}{2R} dW dx + \right. \\ \left. + 2 \int_{\sqrt{(a\mathfrak{E})/2}}^{\sqrt{a\mathfrak{E}}} \int_0^{\mathfrak{E}-R} \frac{d\phi(T, W)}{dW} \frac{R-x}{2R} dW dx + \right.$$

6.

$$(3) \quad \left. \begin{aligned} & + \int_{\sqrt{a\mathfrak{E}/2}}^{a\mathfrak{E}} \int_{\mathfrak{E}-R}^R \frac{d\phi(T,W)}{dW} \frac{2R-\mathfrak{E}}{2R} dW dx + \\ & + \int_{\sqrt{a\mathfrak{E}}}^{T/2} \int_0^{\mathfrak{E}} \frac{d\phi(T,W)}{dW} \frac{2R-\mathfrak{E}}{2R} dW dx \end{aligned} \right\}$$

dove  $\rho$ ,  $Z$ ,  $A$  sono le densità, il numero atomico e il peso atomico del materiale;  $N$  è il numero di Avogadro;  $d\phi(T, W)$  è la sezione d'urto Møller per l'emissione di elettroni secondari da parte di un elettrone non polarizzato passante attraverso la materia:

$$(4) \quad d\phi(T, W) = 2mc^2 \pi r_e^2 \left\{ \frac{1}{W^2} + \frac{1}{(T-W)^2} + \frac{1}{(T+mc^2)^2} - \frac{1}{W(T-W)} \left[ \frac{mc^2(2T+mc^2)}{(T+mc^2)^2} \right] \right\} dW$$

dove  $m$  e  $r_e$  sono massa e raggio classico dell'elettrone. L'integrazione sulla  $x$  fornisce:

$$(5) \quad Y_s = \rho \frac{N}{A} Z \left[ \frac{1}{2a} \int_{I_{ion}}^{\sqrt{a\mathfrak{E}}} \frac{d\phi(T, W)}{dW} W^2 dW + \mathfrak{E} \int_{\sqrt{a\mathfrak{E}}}^{T/2} \frac{d\phi(T, W)}{dW} dW - \frac{1}{2} a \mathfrak{E}^2 \int_{\sqrt{a\mathfrak{E}}}^{T/2} \frac{d\phi(T, W)}{dW} \frac{dW}{W^2} \right]$$

Nel calcolo di  $Y_s$  prenderemo in esame energie dei primari da 60 a 1500 MeV e spessori da qualche centesimo a qualche mm; trascurando allora termini dell'ordine di  $10^{-4}$  e più piccoli si ottiene per l'efficienza nell'emissione diretta di secondari:

$$Y_s = (2mc^2) \left( \pi r_e^2 \frac{N}{A} Z \right) \rho \left\{ \frac{1}{2a} \left[ 3 \left( \sqrt{a\mathfrak{E}} - I_{ion} \right) + 2T \ln \left| \frac{T - \sqrt{a\mathfrak{E}}}{T - I_{ion}} \right| \right] + \frac{5}{6} \left( \mathfrak{E}/a \right)^{1/2} \right\}$$



### 1. 2. - Contributo degli elettroni terziari.

Tratteremo l'emissione di secondari da parte di elettroni creati a loro volta entro un materiale da un primario incidente con la teoria di Baroody<sup>(7)</sup>, formulata sulla base del modello di Sommerfeld di elettroni liberi, che, alle basse energie in gioco nel processo, tiene conto qualitativamente dei più significativi risultati sperimentali. Il fenomeno della emissione secondaria dipende poco dalla temperatura, pertanto si può pensare che gli elettroni nel metallo costituiscano un gas di Fermi completamente generere, cioè a  $T = 0^{\circ}\text{K}$ . Il numero di elettroni terziari creati alla quota  $y$  (v. fig. 1) (ammettendo, cioè, che i secondari escano con velocità quasi normale alla direzione del fascio incidente) e con impulso maggiore dell'impulso di Fermi (non è detto che oltre la sfera di Fermi riescano a lasciare pure il materiale) è dato, per unità di percorso del secondario, da:

$$(7) \quad N(\mu, y) = \frac{B E_f^{1/2}}{W(y) (\mu^2 - 1)}$$

dove  $B$  è una costante pari a  $2,95 \times 10^8 \text{ (eV)}^{1/2} \text{ cm}^{-1}$

$E_f$  è l'energia di Fermi relativa al materiale

$W(y)$  è l'energia del secondario alla quota  $y$

$\mu$  è l'impulso del terziario misurato in unità di impulso di Fermi: nelle nostre ipotesi  $\mu > 1$ .

Se  $\phi$  è la funzione lavoro del materiale, l'impulso minimo che dovrà avere un terziario per lasciare il filo sarà:

$$(8) \quad p_0 = \sqrt{2m(\phi + E_f)}$$

ovvero, in unità di impulso di Fermi,

$$(9) \quad \mu_0 = \sqrt{1 + \phi/E_f}$$

Allora il numero totale di terziari in grado di uscire creati da un secondario di energia iniziale  $W$  sarà

$$(10) \quad n(\mu_0, W) = \int_0^R N(\mu_0, y) dy = \frac{2 B E_f^{3/2}}{\phi a} W$$

dove  $a$  è la costante della legge di Whiddington.

Il numero di elettroni terziari creati da un primario incidente di energia  $T$  e in grado di uscire dal materiale è allora dato, per unità di percorso del primario, da

8.

$$(11) \quad \bar{Y}_t = \rho \frac{N}{A} Z \int_{I_{ion}}^{T/2} n(\mu_o, W) \frac{d\phi(T, W)}{dW} dW$$

dove  $\frac{d\phi(T, W)}{dW}$  è la sezione d'urto Møller. Ammettendo inoltre per i terziari un assorbimento esponenziale entro il metallo, il loro numero totale su tutto lo spessore per primario incidente, cioè l'efficienza, sarà allora

$$(12) \quad Y_t = K \int_0^{s/\sin \alpha} \bar{Y}_t e^{-\sigma s} ds$$

dove  $\alpha$  è l'angolo di emissione,  $s$  l'ascissa sulla traiettoria del terziario,  $\sigma$  il coefficiente di assorbimento per il materiale e  $K$  è un fattore legato alla geometria adottata.

Con geometria piana e terziari emessi a  $90^\circ$  si ha  $K = 2$ . In una geometria cilindrica questo valore sarebbe in difetto, ma l'eccesso di elettroni è compensato se si tiene presente la bassa energia dei secondari, per cui i terziari in effetti sono emessi ad un grado molto minore di  $90^\circ$  e pertanto maggiore è il loro assorbimento nel materiale.

In definitiva può scriversi:

$$(13) \quad Y_t = 2 \int_0^{s/\sin \alpha} \bar{Y}_t e^{-\sigma x} dx$$

Dopo l'integrazione sulla  $x$  si ha dunque:

$$(14) \quad Y_t = \frac{2}{\sigma} \rho \frac{N}{A} Z \int_{I_{ion}}^{T/2} n(\mu_o, W) \frac{d\phi(T, W)}{dW} dW$$

essendo  $\sigma$  dell'ordine di  $10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ .

La successiva integrazione sull'energia fornisce per l'efficienza nella produzione di elettroni terziari:

$$(15) \quad Y_t = \alpha \left\{ \ln \left| \frac{T/2}{I_{ion}} \right| + \ln \left| \frac{T/2}{T - I_{ion}} \right| + \right. \\ \left. + \left( 2 - \frac{T}{T - I_{ion}} \right) + \left( \frac{(T/2)^2 - (I_{ion})^2}{2T^2} \right) \right\}$$

dove

$$(16) \quad \alpha = (2mc^2) \left( \pi r_e^2 \frac{N}{A} Z \right) \left( \frac{2 B E_f^{3/2}}{\phi_a} \right) \left( \frac{2}{\sigma} \right) \rho$$

e, limitandosi a energie comprese nel range 60 ÷ 1500 MeV e a spessori da qualche centesimo di mm a qualche mm, si sono trascurati termini dell'ordine di  $10^{-4}$  e minori.

### 1. 3. - Produzione di elettroni Compton.

La valutazione degli elettroni che per effetto Compton possono fuoriuscire da un materiale quando questi è attraversato da un fascio di elettroni primari di elevata energia, muove necessariamente da considerazioni sulla cascata elettromagnetica. Tenendo presente, infatti, le tabelle di Crawford e Messel relative a elettroni di energia comprese tra 50 e 1000 MeV in Pb<sup>(8)</sup>, si vede come già per piccoli spessori attraversati vi è un certo numero di particelle perse allo sciame, con energia totale < 10 MeV, in seguito a fenomeni di vario tipo, e come la parte preponderante di queste sia costituita da  $\gamma$ . I materiali che verranno usati di preferenza nel nostro dispositivo sono ad alto Z ed ad alta densità, come il Pb: Ta, W, Pt, la cui scelta verrà giustificata nel prossimo paragrafo. Faremo l'ipotesi che si possano applicare le tabelle di Messel a questi materiali, nel senso che il numero  $n_\gamma$  e l'energia totale  $E_{tot}$  dei  $\gamma$  siano sempre gli stessi per ogni valore di energia del primario<sup>(x)</sup>. In un calcolo di prima approssimazione supporremo ancora che l'energia  $\epsilon_\gamma$  di ogni  $\gamma$  sia una energia media:

$$\epsilon_\gamma = \frac{E_{tot}}{n_\gamma}$$

Estrapolando allora i dati di Messel al range di energia  $E_p$  cui siamo interessati, ricaviamo la Tabella I che si riferisce ai  $\gamma$  persi alla cascata dopo 0,5 lunghezze di radiazione di uno dei materiali detti sopra.

Dalla tabella risulta che  $\epsilon_\gamma$  è sempre inferiore al limite della energia critica (energia cioè a cui, per i  $\gamma$ , si equivalgono i fenomeni di creazione di coppie e urto Compton) e quindi buono per la valutazione che intendiamo fare, nel senso che i  $\gamma$  persi alla cascata elettromagnetica si può pensare che abbiamo subito prevalentemen

---

(x) - Infatti, per i materiali considerati, anche tenendo conto delle relazioni tra energia critica, energia del primario, e i valori nelle tabelle, non si ottengono risultati apprezzabilmente diversi (entro a qualche %).

TABELLA I

$E_p$ (MeV)	$n_\gamma$	$E$ (MeV)
60	5.761	0.93
200	5.721	1.12
400	5.720	1.14
1000	5.358	1.26
1200	5.216	1.30
1500	4.997	1.38

te un urto Compton o abbiamo dato luogo a effetto fotoelettrico. Assumendo senz'altro che tutti i  $\gamma$  in questione abbiano subito un urto Compton, ci proponiamo di calcolare il numero di elettroni Compton in condizioni di uscire dal materiale, per primario incidente, sulla base dell'energia e del punto di creazione entro il materiale stesso.

L'energia cinetica massima di un elettrone Compton è data da:

$$(17) \quad T_s = \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \varepsilon_\gamma \quad \text{con} \quad \alpha = \frac{\varepsilon_\gamma}{mc^2}$$

Nella Tabella II riportiamo, per i diversi valori di  $E_p$ , i dati relativi alle  $T_s$  e ai corrispondenti range massimi  $R$  per i materiali in questione, calcolati con le tabelle range-energia<sup>(9)</sup>, dopo 0,5 lunghezze di radiazione.

TABELLA II

$E_p$ (MeV)	$T_s$ (MeV)	$R_{Ta}$ (mm)	$R_W$ (mm)	$R_{pt}$ (mm)
60	0.72	0.330	0.273	0.259
200	0.92	0.435	0.378	0.351
400	0.94	0.445	0.394	0.360
1000	1.04	0.504	0.435	0.406
1200	1.10	0.532	0.456	0.435
1500	1.16	0.560	0.475	0.462

Come già fatto nel calcolo dell'efficienza per la produzione di secondari e terziari, schematizziamo il filo cilindrico con una lamina piana indefinita di spessore pari al diametro del filo. Fissato un sistema di coordinate come in fig. 1, con l'asse  $x$  secondo la normale interna alla superficie della lamina investita dal fascio, ammettendo una produzione di  $\gamma$  essenzialmente in avanti sia  $x'$  l'ascissa del punto di creazione di un elettrone Compton. Vogliamo valutare la probabilità di uscita di questo elettrone dal materiale in funzione

della  $x$  e della sua energia di creazione. Dai valori dei range massimi alle varie energie in tabella II risulta che per spessori non inferiori a 0,5 mm si ha in generale  $R \leq \frac{3}{2}$ . Pertanto, ragionando nel modo solito, essendo  $\frac{\pi}{2}$  l'angolo massimo di emissione, la probabilità totale di uscita dal materiale sarà ora  $P = \sqrt{2} (R - x)/(2R)$ .

La formula di Klein-Nishina ci dice che per i valori di  $T_s$  in gioco l'emissione è essenzialmente a piccoli angoli e che pertanto questo valore per la probabilità è senz'altro in eccesso. D'altra parte, ammettendo ancora che nel realistico schema della geometria cilindrica si compensi questo eccesso, assumeremo questo valore per  $P$  come l'effettiva probabilità di uscita del Compton dal materiale.

L'efficienza nella produzione di elettroni Compton è allora data da

$$(18) \quad Y_c = \rho \frac{N}{A} Z Y_\gamma \sqrt{2} \int_0^T \int_0^R \frac{d\sigma(T, \epsilon_\gamma)}{dT} \frac{R-x}{2R} dx dT$$

dove  $d\sigma(T, \epsilon_\gamma)/dT$  è la sezione d'urto Compton in funzione dell'energia  $T$  dell'elettrone emesso:

$$(19) \quad \frac{d\sigma(T, \epsilon_\gamma)}{dT} = \frac{\pi r_0^2 m c^2}{(\epsilon_\gamma - T)^2} \left\{ \left[ \frac{m c^2 T}{\epsilon_\gamma^2} \right]^2 + 2 \left[ \frac{\epsilon_\gamma - T}{\epsilon_\gamma} \right]^2 + \frac{\epsilon_\gamma - T}{\epsilon_\gamma^3} \left[ (T - m c^2) - m^2 c^4 \right] \right\}$$

$Y_\gamma$  è l'efficienza per la produzione dei  $\gamma$  da parte del primario incidente.  $Y_\gamma$  verrà valutata in questo modo: agli spessori e alle energie che ci interessano si è visto che risulta sempre  $R \leq \frac{3}{2}$  il che, ai fini dell'uscita dal materiale dell'elettrone Compton, equivale ad ammettere la creazione in una sola striscia di materiale di spessore  $R$ . Ammettendo una distribuzione uniforme nel materiale dei  $\gamma$  persi alla cascata elettromagnetica, si otterrà una stima (in eccesso) di  $Y_\gamma$ , prendendo per  $Y_\gamma$ , per un dato materiale e a una data energia, il numero di  $\gamma$  presenti in una striscia di spessore  $R$ , range dell'elettrone alla massima energia di emissione. I valori di  $Y_\gamma$  sono riportati nella Tabella III in cui  $\delta$  è la densità dei  $\gamma$  per 0,5 lunghezze di radiazione.

Eseguite le integrazioni, dopo avere al solito espresso il range in funzione dell'energia mediante la legge di Whiddington, si trova per l'efficienza nella produzione di elettroni Compton:

12.

$$\begin{aligned}
 Y_c = & (\pi r_e^2 mc^2) \rho \frac{N}{A} Z \frac{1}{\epsilon_\gamma^3} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{a} \left\{ T_s \left[ \frac{1}{3} T_s^2 (\epsilon_\gamma + \right. \right. \\
 & + 2mc^2 (1+mc^2)) + T_s (mc^2 \epsilon_\gamma + \frac{\epsilon_\gamma^2 (2(mc^2)^2 - 1)}{2} - \\
 (20) & \left. \left. T_s^2) + \epsilon_\gamma^3 (5(mc^2)^2 - 1) + 2mc^2 \epsilon_\gamma^2 - \frac{\epsilon_\gamma^4 (mc^2)^2}{(\epsilon_\gamma - T_s)} \right] + \right. \\
 & \left. + \ln \frac{\epsilon_\gamma - T_s}{\epsilon_\gamma} (2mc^2 \epsilon_\gamma^3 + \epsilon_\gamma^4 (1 - 4(mc^2)^2)) \right\}.
 \end{aligned}$$

TABELLA III

$E_p$ (MeV)	$\delta_{Ta}$ (mm <sup>-1</sup> )	$\delta_W$ (mm <sup>-1</sup> )	$\delta_{Pt}$ (mm <sup>-1</sup> )	$Y_\gamma^{Ta}$	$Y_\gamma^W$	$Y_\gamma^{Pt}$
60	3.03	3.60	4.11	1.0	0.98	1.07
200	3.01	3.58	4.09	1.31	1.35	1.44
400	3.01	3.58	4.08	1.34	1.41	1.47
1000	2.82	3.36	3.83	1.42	1.46	1.56
1200	2.75	3.26	3.73	1.46	1.49	1.62
1500	2.62	3.12	3.56	1.47	1.49	1.65

1.4. - Valutazione della corrente totale di elettroni secondari.

Valutiamo la corrente massima di secondari sull'ipotesi di una distribuzione gaussiana della densità elettronica del fascio primario.

Sia

$$\sigma(r) = \sigma_0 e^{-h^2 r^2}$$

la densità elettronica in funzione della distanza  $r$  dal centro del beam;  $h$  il parametro che fissa la forma della gaussiana. Se  $n_p$  è il numero di elettroni per impulso,

$$\sigma_0 = n_p / 2\pi \int_0^\infty e^{-h^2 r^2} r dr = h^2 n_p / \pi$$

Imponendo che alla distanza  $r_0$  dal centro, "raggio", del fascio la densità sia ridotta ad es. del 95%, si ricava il valore di  $h$  in funzione di  $r_0$ :

$$\sigma(r_0) = 0.05 \sigma_0 = \sigma_0 e^{-h^2 r_0^2}$$

da cui

$$h = 1.73/r_0.$$

Siano  $R$  ed  $L$  il raggio e la lunghezza del filamento metallico investito dal fascio: il numero massimo di elettroni incidenti sarà

$$n_p^x = 2 \int_0^{L/2} \sigma(r) 2R dr = \frac{4n_p r_0 R h}{1.73 \pi} \int_0^{1.73 L / 2r_0} e^{-r^2} dr$$

Posto

$$\alpha = \frac{1.73 L}{2 r_0} \quad \text{la} \quad \textcircled{H}(\alpha) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\alpha} e^{-r^2} dr$$

si trova tabulata.

Si ottiene in definitiva

$$n_p^x = \textcircled{D} \textcircled{H}(\alpha) n_p \quad \text{dove} \quad \textcircled{D} = \text{diametro filo}$$

e pertanto il valore massimo della corrente di elettroni secondari sarà:

$$i_s = \frac{n_p^x e}{T} Y \quad \text{dove} \quad \begin{array}{l} "e" \text{ è la carica dell'elettrone;} \\ T \text{ la durata dell'impulso} \\ \text{del fascio primario;} \\ Y \text{ l'efficienza totale nella} \\ \text{produzione di secondari.} \end{array}$$

Introducendo la corrente di picco totale  $i_p$  si può scrivere:

$$i_s = \textcircled{D} \textcircled{H}(\alpha) i_p Y.$$

## 2. AUMENTO DI TEMPERATURA DI UN FILO INVESTITO DAL FASCIO. CRITERI DI SCELTA DEL MATERIALE. -

Una valutazione della temperatura che un filo metallico investito da un fascio di elettroni di alta energia raggiunge all'equilibrio e così pure della costante di tempo del processo può farsi considerando la corrente media associata al fascio e imponendo il bilancio energetico. Eseguiremo il conto nelle condizioni più pessimistiche, cioè nella ipotesi che il filamento del dispositivo si arresti in posizione dia

14.

metrale, cioè nelle condizioni di massima esposizione al fascio. In un intervallo di tempo  $dt$  la quantità di calore che innalza di  $dT$  la temperatura del filo è pari alla differenza tra l'energia assorbita dal fascio e l'energia persa per irraggiamento:

$$(21) \quad E \vartheta \bar{n}_p^x dt - K \sigma \pi R L T^4 dt = m c_v dT$$

dove:  $E$  è l'energia che un elettrone dissipa in  $1 \text{ gr/cm}^2$  di materiale;

$\vartheta$  è lo spessore del filo in  $\text{gr/cm}^2$ ;

$\bar{n}_p^x$  è il numero di elettroni che cadono al secondo sul filo. Si ha (v. par. 4.1)  $\bar{n}_p^x = \vartheta \frac{4\pi}{3} (\alpha) i_p D/e$  con  $i_p$  corrente di picco e  $D$  duty-cycle.

$K$  è una costante numerica pari a 0.2;

$\sigma$  è la costante di Boltzman =  $5.67 \times 10^{-12} \text{ Watt cm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}^{-4}$ ;

$m$  è la massa del filo e  $c_v$  il suo calore specifico.

Ponendo

$$(22) \quad \alpha = E \vartheta \bar{n}_p^x ; \quad \beta = K \sigma \pi R L ; \quad C = m c_v$$

la (21) diviene:

$$(23) \quad \alpha dt - \beta T^4 dt = C dT$$

che scriveremo:

$$(24) \quad \frac{dT}{A^4 - T^4} = \delta dt$$

avendo posto

$$(25) \quad \alpha/\beta = A^4 \quad \beta/C = \delta$$

(le dimensioni di  $A$  sono quelle di una temperatura:  $[A] = [T]$ ).

L'integrazione dell'eq. (24) fornisce un'equazione implicita per la  $T(t)$ :

$$(26) \quad \frac{1}{4 A^3} \ln \left| \frac{A+T}{A-T} \right| + \frac{1}{2 A^3} \tan^{-1} \frac{T}{A} = \delta t$$

La temperatura in condizioni di equilibrio si ottiene per  $t \rightarrow \infty$ . Si ha subito

$$(27) \quad T_\infty \simeq A.$$

La costante di tempo del processo è definita dalla relazione:



$$(28) \quad \tau = \frac{1}{2 \delta A^3} \left[ \frac{1}{2} \ln \left| \frac{A + T^x}{A - T^x} \right| + \tan^{-1} \frac{T^x}{A} \right]$$

dove

$$T^x = 0.9 T_{\infty} .$$

Per fissare gli ordini di grandezza, consideriamo un filo di tungsteno di diametro 1 mm, lunghezza 4 cm, investito da un fascio di 4 cm di "diametro". Ponendo  $E = 1.98 \text{ MeV gr}^{-1} \text{ cm}^2$ ,  $i_p = 100 \text{ mA}$ ,  $D = 8 \times 10^{-4}$  si trova

$$T_{\infty} \simeq 2000 \text{ }^{\circ}\text{K} \quad \tau \simeq 10 \text{ sec} .$$

Questo alto valore per la temperatura all'equilibrio impone, sia pure come misura limite, date le ipotesi fortemente pessimistiche usate nel calcolo, la scelta di materiali ad alto punto di fusione, quali possono trovarsi tra i metalli di transizione. La scelta di un metallo di transizione presenta d'altra parte alcuni inconvenienti ai fini della emissione secondaria: si è visto infatti che l'efficienza  $Y_t$  nella produzione di elettroni secondari da parte di elettroni creati a loro volta da un primario nel materiale dipende da  $E_f^{3/2}$  essendo  $E_f$  l'energia di Fermi.  $E_f$ , a sua volta, dipende da  $n^{2/3}$ , dove  $n$  è il numero di elettroni liberi per  $\text{cm}^3$ . Essendo  $n = \rho (N/A)s$ , la  $Y_t$  dipende dunque linearmente dal numero  $s$  di elettroni che intervengono per ogni atomo nei processi di trasporto e questo numero è sempre minore di uno nei metalli di transizione nei quali, come è noto, uguaglia il numero delle lacune nella banda  $d$ .

Un compromesso tra le opposte esigenze ha fatto cadere la nostra scelta sui metalli Tantalio, Tungsteno e Platino. Le rispettive energie di Fermi sono state ricavate direttamente dalle curve della densità  $n(E)$  degli stati per le bande  $d$  ed  $s$  in funzione dell'energia  $E$ <sup>(10)</sup>, misurando l'energia corrispondente al più alto livello energetico occupato allo zero assoluto di temperatura.

### 3. RISULTATI NUMERICI. -

Riportiamo in tabella IV i valori delle efficienze parziali  $Y_s$ ,  $Y_t$  e  $Y_c$  per energie di primari da 60 a 1500 MeV e spessori di  $5 \times 10^{-2}$  e  $1.5 \times 10^{-1}$  cm di Tungsteno (i valori relativi agli altri materiali scelti si discostano da questi di qualche per cento). In fig. 2 è riportato il corrispondente andamento con l'energia dell'efficienza totale.

Sia i valori dell'efficienza totale, sia l'andamento di  $Y$  con l'energia sono in accordo con i valori sperimentali di Richter et al.<sup>(11)</sup> tra 20 e 600 MeV e con quelli di De Patger e Fotino<sup>(12)</sup> e di Ladage e

TABELLA IV

$E_p$ (MeV)	$\vartheta$ (cm)	$Y_s$	$Y_t$	$Y_c$
60	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.18 \times 10^{-1}$	$4.67 \times 10^{-3}$	$1.04 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.26 \times 10^{-1}$	$4.67 \times 10^{-3}$	$1.04 \times 10^{-1}$
200	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.19 \times 10^{-1}$	$5.18 \times 10^{-3}$	$1.28 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.27 \times 10^{-1}$	$5.18 \times 10^{-3}$	$1.28 \times 10^{-1}$
400	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.19 \times 10^{-1}$	$5.47 \times 10^{-3}$	$1.31 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.27 \times 10^{-1}$	$5.47 \times 10^{-3}$	$1.31 \times 10^{-1}$
1000	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.19 \times 10^{-1}$	$5.86 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.27 \times 10^{-1}$	$5.86 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-1}$
1200	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.20 \times 10^{-1}$	$5.94 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.27 \times 10^{-1}$	$5.94 \times 10^{-3}$	$1.12 \times 10^{-1}$
1500	$1.5 \times 10^{-1}$	$2.20 \times 10^{-1}$	$6.03 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^{-1}$
	$5 \times 10^{-2}$	$1.27 \times 10^{-1}$	$6.03 \times 10^{-3}$	$1.05 \times 10^{-1}$

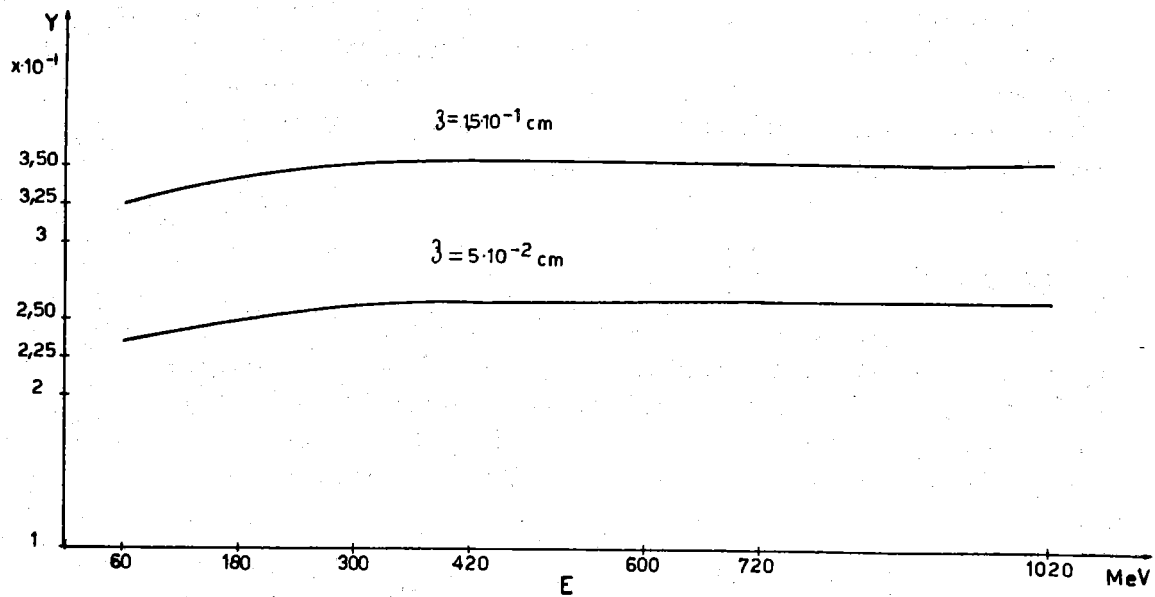


Fig. 2 - Curve teoriche per l'efficienza totale nell'emissione di secondari a diversi spessori.

Pingel<sup>(13)</sup> fino alla regione di 5 GeV, estrapolando agli spessori di questi sperimentatori (qualche micron).

#### 4. - COSTRUZIONE DI UN PROTOTIPO DI RIVELATORE DI FASCIO DI ELETTRONI A EMISSIONE SECONDARIA. -

Il prototipo del rivelatore a emissione secondaria che abbiamo costruito è costituito dalle seguenti parti meccaniche:

- una camera di acciaio inox (AISI 304) con due finestre di mylar di 0,1 mm per il passaggio del beam;
- nell'interno della camera ruotano, con assi a 90° l'uno rispetto all'altro, due bracci porta filamento. Il fissaggio del filamento è realizzato con morsetto a pinza conica per facilitarne la sostituzione. I bracci sono connessi con l'esterno a mezzo di passanti rotanti tipo VARIAN (numero di giri max 500 giri/min, coppia max 4,6 Kg cm);
- due camere di sicurezza e controllo della posizione dei bracci porta-filamento (v. oltre);
- due riduttori con motori sincroni Philips (coppia max 400 gr cm, numero di giri albero lento: 4 giri/min);
- due supporti da fissare alla camera a vuoto per sostenere i componenti la catena cinematica.

Al comando elettrico del movimento dei due filamenti abbiamo chiesto i seguenti requisiti :

- a) alimentare alternativamente il motore del filamento che si muove lungo l'asse x e il motore del filamento che si muove lungo l'asse y;
- b) impedire che, a causa di un guasto nei circuiti di comando, un filamento si fermi nella zona attraversata dal fascio;
- c) possibilità di essere facilmente adattato a un sistema di telecomandi;
- d) fornire un segnale elettrico proporzionale alla posizione angolare del filamento.

Sono state prese in esame due soluzioni: una con comando analogico e l'altra con comando a codificazione meccanica di posizione.

##### 4. 1. - Comando analogico.

In questa soluzione il comando dei motori  $M_x$  ed  $M_y$  dei due filamenti che analizzano il fascio è ottenuto per mezzo di una logica a semiconduttori guidata da due segnali elettrici proporzionali alle posizioni angolari dei filamenti stessi. I segnali di tensione sono ottenuti mediante due potenziometri a filo montati sulle catene cinematiche del rivelatore.

Il segnale elettrico proveniente da ciascun potenziometro è

applicato, come mostra lo schema della fig. 3, ad una coppia di amplificatori differenziali che funzionano da comparatori. Uno di essi è il comparatore di zero, il cui livello di uscita è zero quando il filamento da cui trae l'informazione si trova nella posizione di riposo e diventa positivo non appena il filamento si discosta da questa; l'altro è il comparatore d'inversione, il cui livello è sempre positivo eccetto che nell'istante in cui il filamento raggiunge la posizione d'inversione, in cui diviene zero.

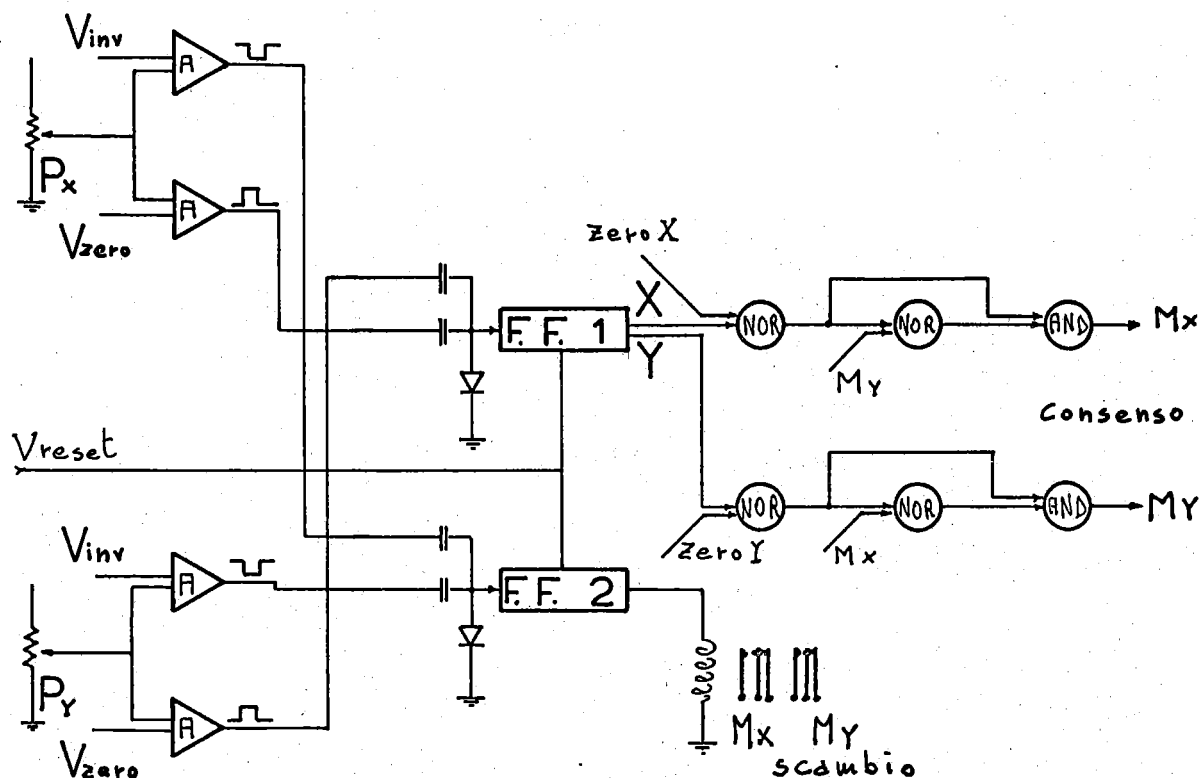


Fig. 3 - Schema del circuito di comando analogico per il movimento dei filamenti del rivelatore.

Inoltre il comparatore di zero dà in uscita un impulso negativo ogniqualvolta il filamento ritorna nella sua posizione di riposo. Utilizzando gli impulsi dei comparatori di zero il flip-flop (F. F. 1) scambia alternativamente il moto tra  $M_x$  e  $M_y$ . Il F. F. 2 invece provvede all'inversione del moto di entrambi i motori sfruttando gli impulsi del comparatore d'inversione. All'inizio della scansione F. F. 1 viene predisposto per alimentare  $M_x$  e F. F. 2 per il moto, ad es. in senso orario. Il comando dei motori avviene attraverso contatti di relè in chiusura o in apertura. L'escursione angolare di ciascun filamento può essere variata variando le tensioni di riferimento dei comparatori. La ripetibilità della scansione è limitata dalla risoluzione dei potenziometri, dalla stabilità delle tensioni dei potenziometri e dei comparatori, dalla stabilità dei comparatori. In pratica, senza complicare eccessivamente i circuiti, si può ottenere una ripetibilità contenuta entro  $\pm 3;4$  gradi.



Un guasto ad un componente del circuito non compromette la continuazione della corsa del filamento fin fuori del fascio. Un micro interruttore di fondo corsa, comandato direttamente dalle camme, disalimenta il motore relativo alla camma che lo ha azionato.

In conclusione, dalle considerazioni esposte risulta che la soluzione analogica deve essere necessariamente integrata con due camme ed alcuni microinterruttori, per evitare di danneggiare i filamenti in caso di guasto al dispositivo di comando. Inoltre, il dispositivo analogico necessita di una alimentazione con tensioni stabilizzate (specialmente per i comparatori). D'altro canto si vede che, aggiungendo ai quattro relè e ai quattro microinterruttori del dispositivo analogico altri quattro relè e sei microinterruttori, si realizza il circuito di comando a codificazione meccanica. Le cause d'errore in quest'ultimo caso provengono esclusivamente dai relè e dai microinterruttori.

Ci è sembrato quindi sensato, sulla base delle considerazioni esposte, realizzare un prototipo con comando a codificazione meccanica.

#### 4. 3. - Realizzazione del circuito di telecomando.

Il circuito illustrato nella fig. 4 è stato montato su un pannello di cm 20 x 23. Il pannello, corredato di tutti i cavi, comandi, ecc., è inserito in un contenitore di cm 25.3 x 25.3 x 12.5. Due cavi connettori Cannon a 17 piedini lo collegano al tronco di linea contenente il rivelatore. I segnali relativi alla posizione angolare dei filamenti sono trasportati con cavetti schermati al pannello di comando. Il pannello è alimentato con 24 V c. c. (0.3 A) e 220 V c. a. Sul suo frontale è disposto un interruttore per il comando locale; una lampada spia indica se il dispositivo è acceso o spento. Un connettore a molti piedini porta le connessioni di tutti i segnali da trasportare alla sala controllo. Avendo impiegato nel prototipo motori in alternata, il circuito di comando è stato realizzato con elementi elettromeccanici.

#### 4. 4. - Prelievo del segnale.

Il filamento viene polarizzato a una tensione  $-V_0$  e il circuito è chiuso su un carico R verso massa. Su R si avranno perciò impulsi positivi di ampiezza  $V = iR$ , durata e frequenza pari alla durata T e frequenza  $\nu$  degli impulsi del Linac. Opportunamente amplificati, questi segnali possono essere inviati direttamente a un oscillografo; essendo però la loro durata troppo breve rispetto alla ripetizione è necessario introdurre un circuito che renda visibile la variazione della loro ampiezza durante il movimento del filo attraverso il beam, cioè che fornisca un'immagine la più prossima possibile all'involuppo delle ampiezze degli impulsi. Questo circuito può essere un integratore con lunga costante di tempo di scarica e breve costante di tempo di carica, cioè impedenza d'ingresso molto bassa dovendo necessariamente essere grande la capacità per l'alto valore del rapporto  $\nu/T$ .

E' da tener presente che con questo sistema si introduce una notevole distorsione nella parte discendente dell'involuppo, nella fase cioè in cui il filamento, raggiunta la zona di massima emissione, esce dal beam. Tuttavia, si può sfruttare la doppia scansione che per ogni coordinata fornisce il dispositivo ed eliminare la discesa tenendo conto soltanto della prima parte di ognuna delle due scansioni. Il circuito usa to compare in fig. 5 dove  $TR_1$  è un amplificatore,  $TR_2$  serve da inver-

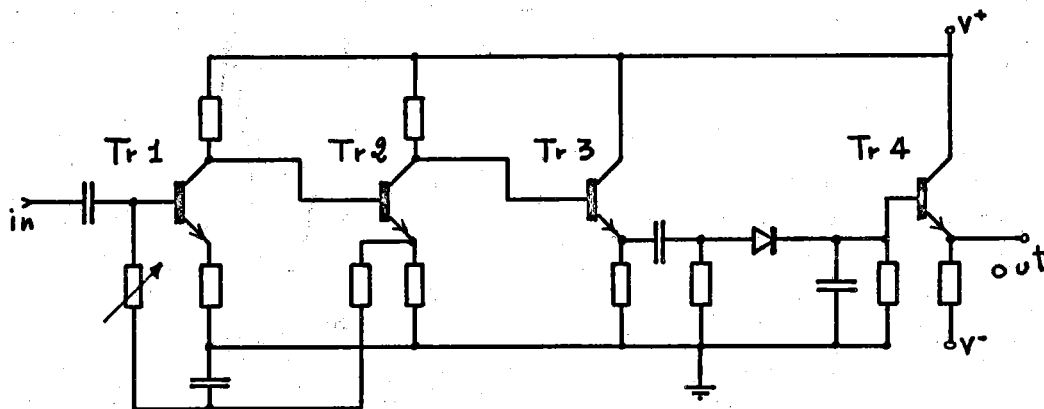


Fig. 5 - Schema del circuito integratore per il prelievo del segnale con un fascio pulsato.

tore e  $TR_3$  serve ad alimentare l'integratore RC con una bassissima impedenza.  $TR_4$  è ugualmente un emitter-follower e ha lo scopo di evitare che venga caricato l'RC con conseguente variazione della costante di tempo.

#### 4. 5. - Posizionamento del fascio.

Il compito principale del rivelatore, oltre a quello di permettere la rivelazione della forma del fascio, è quello di permetterne il posizionamento lungo il canale di trasporto, cioè il suo centraggio entro i collimatori. A tale scopo il rivelatore, da collocarsi prima di un collimatore, è stato dotato di un altro dispositivo elettromeccanico, comandato dalla camma vincolata al filamento, che fornisce un segnale di gate che viene utilizzato per modulare l'intensità dell'immagine luminosa sull'oscillografo, in modo che risulti più intenso quel tratto di profilo corrispondente alla parte del beam che cade sul collimatore (v. fig. 6). Il centraggio del fascio rispetto al collimatore sarà rivelato dall'essere uguale l'intensità luminosa di ogni parte dell'immagine (come in fig. 7).

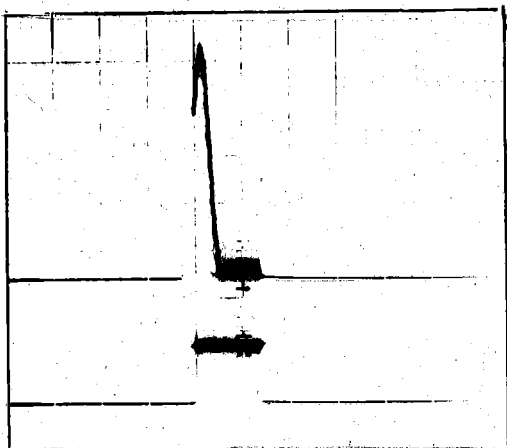


FIG. 6 - Oscillogramma del segnale risultante dalla scansione lungo l'asse x del fascio di elettroni del cannone elettronico del Gruppo Magneti dei L. N. F. La traccia inferiore dà il segnale del gate in corrispondenza del collimatore.

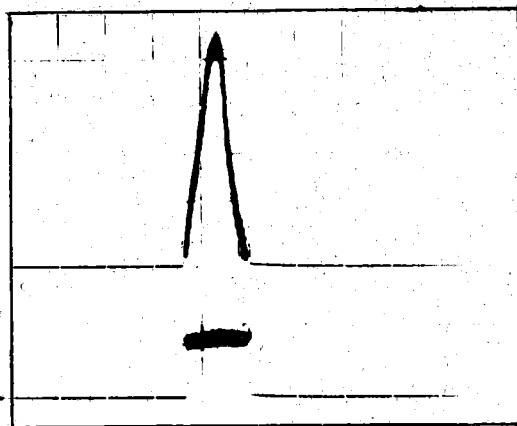


FIG. 7 - Oscillogramma del segnale risultante dalla scansione lungo l'asse y del fascio del cannone elettronico.

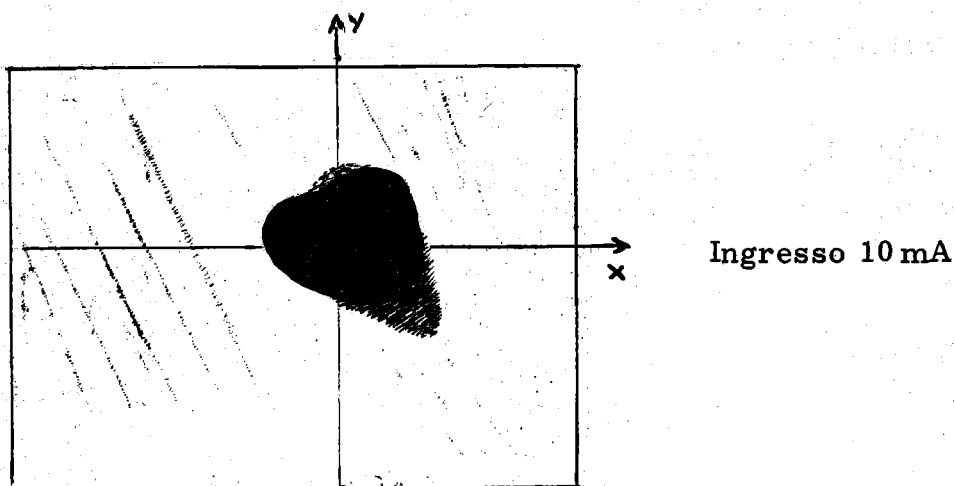


FIG. 8 - Fotografia del fascio del linac di Frascati all'ingresso del rivelatore.



## 5. - RISULTATI SPERIMENTALI. -

5. 1. In attesa di utilizzare il linac dei Laboratori Nazionali di Frascati abbiamo eseguito delle prove preliminari con il fascio di elettroni del cannone elettronico del Gruppo Magneti. Caratteristiche del fascio: intensità  $4 + 5$  mA, energia 12 keV. I filamenti del rivelatore sono stati polarizzati alla tensione di -40 V e ruotano alla velocità di  $1/10$  di giro/sec. Il segnale è prelevato su una resistenza di 500 ohm. Il dispositivo meccanico (camma) di comando del gate è stato regolato in modo da simulare la presenza di un collimatore di 9 mm di diametro. In fig. 6 si vede la traccia sull'oscillografo del segnale che si ottiene durante la scansione lungo l'asse x. La parte del profilo più intensa corrisponde alla parte del fascio che passa attraverso il collimatore, la cui posizione è data dal segnale di gate nella traccia inferiore. Risulta che il fascio devia di circa 4 mm nella direzione x e la corrispondente lunghezza diametrale è circa 6 mm. La fig. 7 è l'oscillogramma del segnale per la scansione lungo l'asse y. Il fascio è correttamente allineato e più largo che nell'altra direzione, avendo una lunghezza diametrale di circa 10 mm. Si può in definitiva dedurre che il fascio del cannone elettronico ha una forma ellittica con il centro spostato nella direzione x. Il modo con cui si sono dedotte tali caratteristiche risulta più chiaro dalla successiva analisi dei risultati relativi al Linac.

5. 2. La fig. 8 è la fotografia del fascio di elettroni del linac di Frascati all'ingresso del nostro rivelatore, dopo che ha attraversato  $0.16$  gr/cm<sup>2</sup> di alluminio, su cui è stato depositato uno strato elettroluminescente, e circa 15 cm d'aria. Energia del fascio 456 MeV, corrente di picco  $i_p = 10$  mA, ripetizione 25 cicli/sec.

Data l'elevata intensità è chiaro che la fotografia, presa esponendo a un impulso del fascio una normale emulsione fotografica, non riproduce in modo inequivocabile l'effettiva forma del fascio in una sezione trasversa. I filamenti del rivelatore sono stati polarizzati alla tensione di -200 V e ruotano alla velocità di  $1/10$  di giro/sec. Il segnale, prelevato su una resistenza di  $10\text{ K}\Omega$ , viene adattato a un cavo di  $50\ \Omega$  mediante un emitter-follower. Le camme di comando dei gates sui due assi coordinati sono regolate in modo da simulare un collimatore di 18 mm di diametro e sono centrate rispetto all'asse di tutto il sistema. La fig. 9 è l'oscillogramma del segnale che si ottiene durante la scansione lungo l'asse x. La fotografia è presa durante la corsa di ritorno del filamento e corrisponde a una scansione del fascio da sinistra verso destra. Il segnale ha una durata alla base di  $0.78$  secondi. Essendo la lunghezza del braccio del filamento pari a 6 cm, e tenendo conto della sua velocità angolare, si ha una larghezza del fascio nella direzione x di circa 3 cm. Questo valore è in buon accordo con la forma di massima del fascio della fig. 8. Il picco del segnale è inoltre spostato, rispetto al centro del collimatore di circa  $7,5 \cdot 10^{-2}$  secondi, corrispondenti a circa 3 mm, come risulta anche in figura.

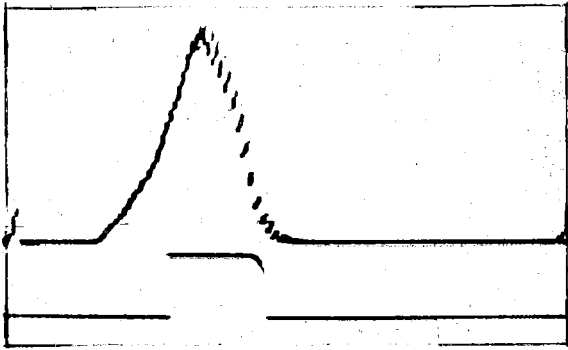


FIG. 9 - Oscillogramma del segnale risultante dalla scansione lungo l'asse x del Fascio del linac di Frascati.

picco con il centro del collimatore.

Si può concludere che, anche sulla base di una forma approssimativa del fascio quale appare in fig. 8, il nostro rivelatore ne caratterizza con buona precisione le dimensioni longitudinale e trasversale, è in grado di individuare uno spostamento rispetto all'asse della linea di trasporto ed in definitiva consente di risalire da una analisi del segnale alla forma del fascio.

### 5. 3. - Misura dell'efficienza e confronto con le previsioni teoriche. -

Abbiamo calcolato l'efficienza per la produzione di secondari misurando la corrente massima di secondari per impulso in corrispondenza di una posizione diametricale del filamento. L'impulso diretto massimo di tensione, ad es. nella scansione lungo l'asse y, è risultato  $V_y = 1.1$  Volt. Essendo l'effettivo guadagno dell'emitter-follower pari a 0.55 e la resistenza ai capi della quale è prelevato il segnale di  $10 K\Omega$ , la corrispondente corrente massima di secondari per impulso è  $i_s = 0.2$  mA.

In accordo con le considerazioni del § 4. 1. assumiamo, per una valutazione dell'efficienza, che il fascio presenti una sezione circolare di diametro pari alla dimensione dedotta dalla scansione lungo l'asse x e una distribuzione gaussiana di densità. L'efficienza è allora data da

$$Y = \frac{i_s}{\int \theta(\alpha) i_p}$$

La fig. 10 è l'oscillogramma del segnale per la scansione lungo l'asse y. Anche in questo caso la fotografia è presa durante la corsa di ritorno del filamento; corrisponde a una scansione del fascio dall'alto verso il basso. La larghezza alla base è di 0,75 secondi, corrispondenti a una larghezza del fascio nella direzione y di 2,8 cm, in accordo con le dimensioni longitudinali del fascio della fig. 8. E' confermata anche la simmetria rispetto all'asse x dalla coincidenza del

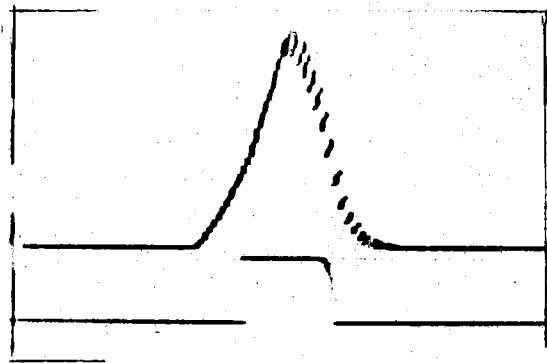


FIG. 10 - Oscillogramma del segnale risultante dalla scansione lungo l'asse y del Fascio del linac di Frascati.

$$\text{Ponendo } i_s = 2 \times 10^{-4} \text{ A; } \quad \mathfrak{E} = 10^{-1} \text{ cm; } \quad \Theta(\alpha) = 5.5 \times 10^{-1};$$

$$i_p = 10^{-2} \text{ A}$$

si ottiene  $Y_{\text{sper}} \simeq 35\%$  in buon accordo con il valore da noi previsto teoricamente ( $\simeq 32\%$ ) nei limiti sia della approssimazione di un fascio a sezione circolare, sia del modello di calcolo utilizzato.

#### 5.4. - Sensibilità del rivelatore. -

Intendiamo per sensibilità di un dispositivo come il nostro la minima intensità di corrente rivelabile. Vogliamo allora vedere quali possibili rumori di fondo concorrono a fissare un limite inferiore al segnale rivelabile.

La banda di frequenza accettata dal rivelatore è limitata alle alte frequenze essenzialmente dalla capacità d'ingresso dell'emitter-follower e da quella dovuta alle interconnessioni. Valutando questa capacità distribuita dell'ordine di qualche centinaio di pF e assumendo una resistenza di prelievo di  $10^4 \Omega$ , il taglio superiore è dell'ordine del MHz. Il segnale dovuto al fondo termico (effetto Johnson) risulta allora dell'ordine di qualche decina di  $\mu\text{V}$ . Altri contributi al rumore di fondo derivano dai disturbi indotti sulla frequenza di rete dalle linee di alimentazione e dalle apparecchiature vicine, dalla frequenza propria di ripetizione del fascio, etc. Per limitarli a valori dello stesso ordine di grandezza del fondo termico, oltre a una buona schermatura di tutto il rivelatore, si può limitare la banda accettata tra 250 Hz e circa 1,6 MHz. In queste condizioni, lavorando con impulsi di 3  $\mu\text{s}$  di durata, resta garantita la buona riproduzione del segnale fino alla 5<sup>a</sup> armonica.

Si può in definitiva arrivare a fissare la soglia di rivelabilità a 100  $\mu\text{V}$  con un soddisfacente rapporto segnale/fondo. La corrispondente minima intensità di corrente di picco rivelabile sarà:

$$(i_p)_{\text{min}} = \frac{V_s}{\mathfrak{E} \Theta(\alpha) R \times Y}$$

$$\text{Ponendo } \quad V_s = 10^{-4} \text{ V} \quad \mathfrak{E} = 10^{-1} \text{ cm} \quad \Theta(\alpha) = 5,5 \times 10^{-1}$$

$$R = 10^4 \Omega \quad Y = 3 \times 10^{-1}$$

si ottiene

$$(i_p)_{\text{min}} \simeq 0,6 \mu\text{A.}$$

## RINGRAZIAMENTI. -

Desideriamo ringraziare il prof. G. Sacerdoti per averci stimolato al problema, i proff. C. Castagnoli, C. Schaerf per le utili discussioni ed i p. i. S. Faini e L. Soglia per la collaborazione fornita nella realizzazione del prototipo.

## BIBLIOGRAFIA. -

- (1) - B. de Raad, TN-64-4 (1964).
- (2) - B. de Raad, TN-64-12 (1964).
- (3) - H. De Staebler, TN-63-69 (1963).
- (4) - G. Hortig, Nucl. Instr. and Meth. 30, 355 (1964).
- (5) - S. A. Blankenburg, J. K. Cobb and J. J. Muray, SLAC-PUB-78, (1965).
- (6) - V. J. Vanhuyse and R. E. Van de Vijver, Nucl. Instr. and Meth. 15, 63 (1962).
- (7) - E. M. Barody, Phys. Rev. 78, 780 (1950).
- (8) - D. F. Crawford and H. Messel, Phys. Rev. 128, 2352 (1962).
- (9) - Ann. T. Nelms, NBS Circular 577.
- (10) - M. F. Manning and M. I. Chodorow, Phys. Rev. 56, 787 (1939).
- (11) - B. Richter, H. C. de Staebler, W. R. Dodge and Grabman, PD-39.
- (12) - J. de Pagter and M. Fotino, CEAL-1022 (1965).
- (13) - A. Ladage und H. Pingel, DESY-65/12 (1965).