

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/132 (1962)

F. Amman, U. Bizzarri, G. Ghigo, R. Querzoli: L'ELETTROSINCROTRONE: CARATTERISTICHE DELL'INIETTORE E SPECIFICHE VARIANTI INTRODOTTE.

Estratto dal: Nuovo Cimento, Suppl. 24, 283 (1962)

## PARTE VI.

### L'iniettore

#### CAPITOLO I

#### Caratteristiche dell'iniettore e specifiche varianti introdotte.

F. AMMAN, U. BIZZARRI, G. GHIGO e R. QUERZOLI

##### 1. - Caratteristiche generali.

L'iniettore dell'elettrosincrotrone (Fig. VI.I.1) deve fornire un fascio di elettroni accelerati a una energia compresa fra 2.5 e 3 MeV, composto da impulsi della durata di circa  $2 \mu s$  e della intensità di  $(50 \div 100)$  mA. Per il buon funzionamento dell'elettrosincrotrone (e.s.) è necessario che l'energia degli elettroni sia costante nel tempo meglio dell'1‰ e che il fascio di elettroni abbia una « ottica buona » cioè esca dall'iniettore con un diametro di circa 1 cm ed un angolo di divergenza  $\leq 10^{-3}$  rad.

Certamente non esistono sul mercato macchine acceleratrici che soddisfino a tutte queste condizioni: abbiamo quindi deciso nel luglio del 1958 l'acquisto di una macchina convenzionale elettrostatica tipo Van de Graaff (V.d.G.) costruita dalla « High Voltage Engineering Corporation » Burlington Mass. [1] che dava buone garanzie di sicurezza, applicando però tutte quelle modifiche che possono rendere quella macchina industriale adatta a lavorare come iniettore per un sincrotrone.

Le caratteristiche della (V.d.G.) fornita dalla Ditta sono le seguenti:

- tensione massima di lavoro: 3 MeV;
- corrente massima in uscita: 1 mA continuo;
- stabilità della tensione nel tempo: circa 1‰;
- fluttuazione (ripple) della tensione in uscita dovuta al movimento della cinghia:  $\pm 1\%$  ad una frequenza fondamentale di 5 periodi al secondo.

È stato quindi necessario eseguire le seguenti modifiche:

- 1) costruzione di un nuovo stabilizzatore di tensione (v. Sez. 2);
- 2) costruzione di una nuova sorgente di elettroni e dell'impulsatore per essa (v. Sez. 3, 4);
- 3) costruzione di un sistema di compensazione per neutralizzare gli effetti del ripple (v. Sez. 5).

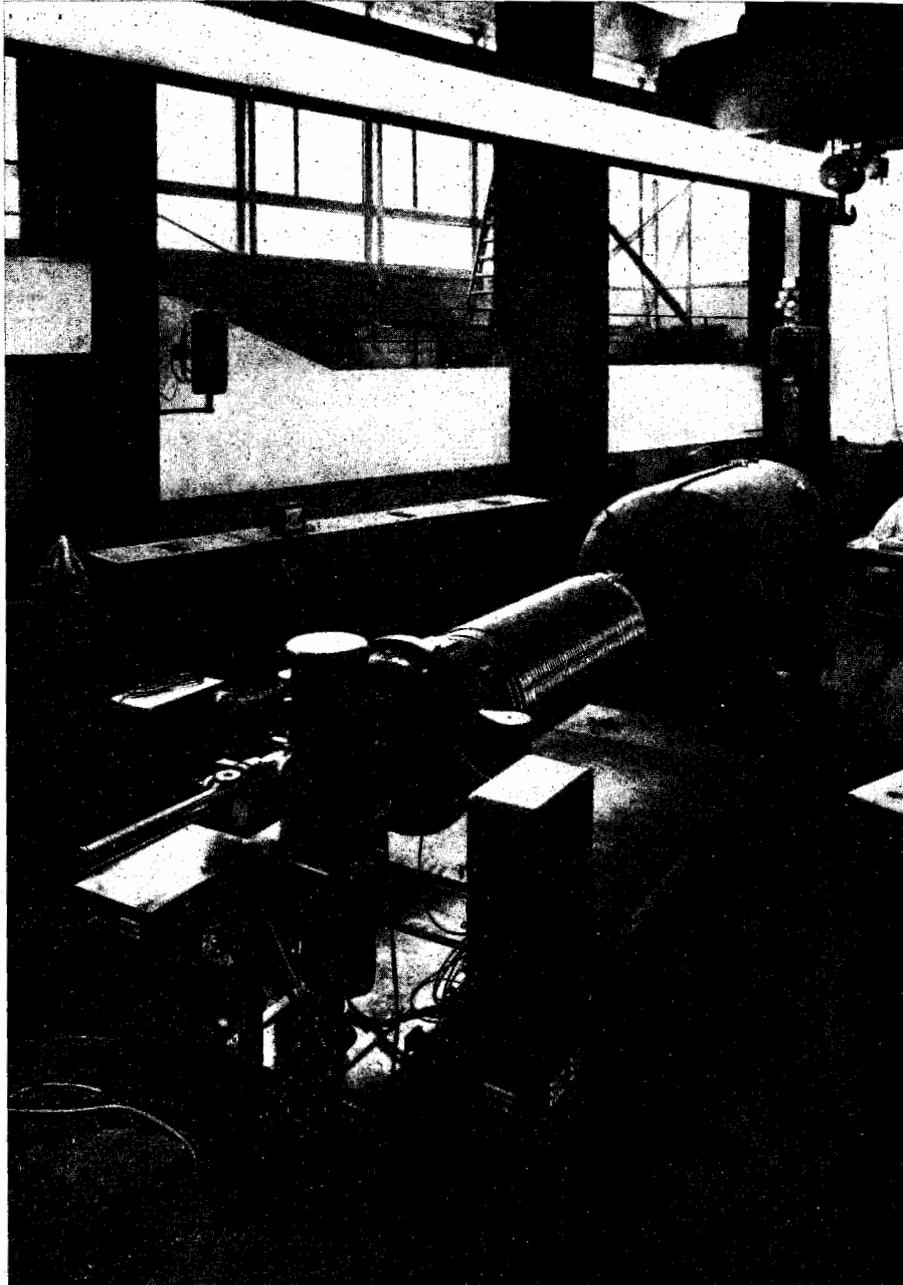


Fig. VI.1.1. - L'iniettore Van de Graaff da 3 MeV dell'elettrosincrotrone.

Descriviamo nel seguito queste tre parti rimandando ai libri illustrativi della Ditta per una descrizione particolareggiata della V.d.G. stessa [2].

## 2. - La stabilizzazione di tensione.

La tensione del terminale del V.d.G. è proporzionale alla carica accumulata su di esso, ivi depositata dalla cinghia. La resistenza di carico ed il fascio accelerato ne sono il ritorno a massa.

La carica trasportata dalla cinghia al terminale non è però soltanto quella depositata su di essa dal sistema di carica; a questa si aggiunge quella dovuta allo sfregamento della cinghia stessa contro i distanziatori isolanti e quella perduta nel contatto con elementi conduttori lungo la colonna.

È quindi necessaria una stabilizzazione di tensione con un circuito a reazione negativa.

Il segnale di reazione è fornito da un voltmetro a generazione, montato all'interno della tank, che dà un segnale di tensione alternata proporzionale alla frequenza di rotazione e alla tensione del terminale.

La frequenza di rotazione è stabilizzata allo 0.1%; la frequenza del segnale è di 240 Hz, per una frequenza di rotazione di 3 600 giri/min. Questo segnale va ad un amplificatore in alternata, il cui guadagno è circa 2 000, controreazionato con una resistenza da 10 MΩ, il cui scopo è di adattare le impedenze e di cancellare gli effetti delle capacità parassite (essenzialmente quella del cavo di connessione tra il voltmetro a generazione e l'amplificatore). Il segnale in uscita da questo amplificatore, che ha un'ampiezza di 150 V da picco a picco in corrispondenza di una tensione del terminale di 3 MeV, viene poi raddrizzato

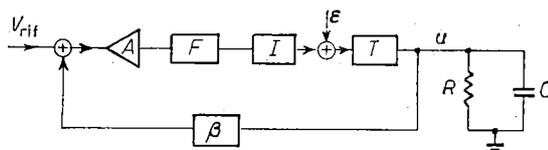


Fig. VI.1.2. - Schema a blocchi del circuito di stabilizzazione del Van de Graaff. *A*) amplificatore delle differenze. Funz. di trasf.  $A=30$ ; *F*) filtro; *I*) generatore di corrente. Funz. di trasf.  $I=3 \mu\text{A}/\text{V}$ ; *T*) ritardo fisso della cinghia. Funz. di trasf.  $T=\cos \omega\tau + j \sin \omega\tau$ ;  $\tau=0.1 \text{ s}$ ; *u*) tensione al terminale della cinghia, data da

$$u = I \frac{R}{1 + j\omega CR}; \quad K = u/I = \frac{30}{1 + j\omega CR} \text{ kV}/\mu\text{A};$$

*R*) resistenza di carico; *C*) capacità terminale-massa —  $RC=2.3 \text{ s}$ ;  $\beta$ ) voltmetro a generazione, amplificatore e voltmetro di picco. Funz. di trasf.  $\beta = -5 \cdot 10^{-5}$ ;  $\epsilon$ ) disturbo introdotto dalle cariche accumulate sulla cinghia per effetti elettrostatici; *G*) guadagno statico totale a loop aperto:  $G=135$ .

e paragonato con un segnale di riferimento. Il segnale errore così ottenuto viene amplificato e trasformato in un segnale di corrente che va a caricare la cinghia.

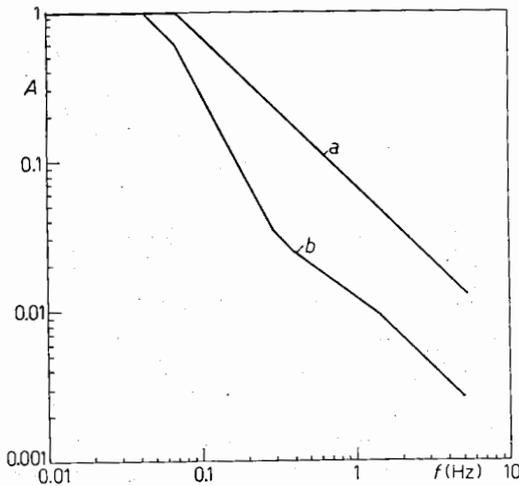


Fig. VI.1.3. - Risposta alla frequenza del Van de Graaff. a) Senza filtro; b) con filtro. Amplificazione  $A$  in funzione della frequenza  $f$ .

La risposta alla frequenza del sistema a loop aperto rilevata sperimentalmente è riportata nelle Fig. VI.1.3 e VI.1.4. Da esse si può vedere che, senza il filtro  $F$ , il massimo guadagno statico ottenibile con un angolo margine di circa  $30^\circ$  è di 25. Essendo questo valore insufficiente, si è introdotto il filtro  $F$  (la cui risposta alla frequenza è riportata nelle Fig. VI.1.5 e VI.1.6), che diminuisce il guadagno alle alte frequenze. Il guadagno statico totale a loop aperto può così essere portato a circa 135.

Il filtro  $F$  è simile a quello montato sullo stabilizzatore originale della Ditta citata, ma la frequenza a cui si ha la massima attenuazione è più bassa, per avere un angolo margine maggiore.

Si può calcolare qual'è l'effetto di una corrente  $\varepsilon$ , dovuta ad effetti elettrostatici sulla cinghia, sul valore della tensione  $u$  del terminale; per semplicità

Il circuito equivalente del generatore V.d.G. e del sistema di carica può, alle basse frequenze qui considerate, essere approssimato con un generatore di corrente (il sistema di carica), un ritardo fisso (il tempo impiegato da una carica spruzzata sulla cinghia alla base per raggiungere il terminale) ed una costante di tempo  $RC$ , dove  $R$  è la resistenza di carico e  $C$  la capacità tra terminale e massa. Nel nostro caso il ritardo è di 0.1 s e la costante di tempo di 2.3 s.

In Fig. VI.1.2 vi è lo schema a blocchi del sistema, con le indicazioni delle caratteristiche dei vari elementi per frequenze inferiori a 5 Hz.

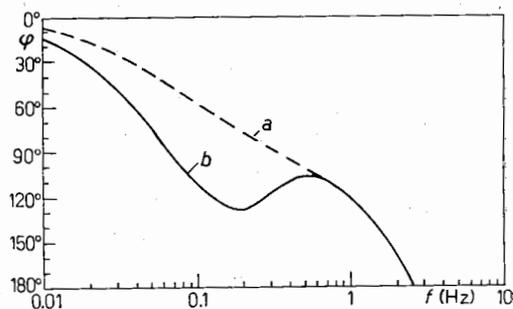


Fig. VI.1.4. - Risposta alla frequenza del Van de Graaff. a) Senza filtro; b) con filtro. Fase  $\varphi$  in funzione della frequenza  $f$ .

calcoliamo l'effetto di una perturbazione  $\varepsilon$  a frequenza zero.

$$\frac{\delta u}{u} = \frac{\varepsilon}{V_{\text{rif}}} \frac{1}{AFI} = \frac{\varepsilon}{V_{\text{rif}}} \frac{1}{30 \cdot 1 \cdot 3 \mu\text{A/V}} = 0.011 \frac{\text{V}}{\mu\text{A}} \frac{\varepsilon}{V_{\text{rif}}}$$

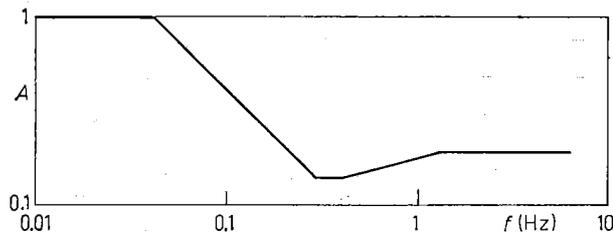


Fig. VI.1.5. - Risposta alla frequenza del filtro  $F$ . Amplificazione  $A$  in funzione della frequenza  $f$ .

Per  $\varepsilon = 10 \mu\text{A}$  e  $V_{\text{rif}} = 150 \text{ V}$ ,

$$\frac{\delta u}{u} = 0.07\%$$

Il sistema così realizzato fa sì che il valore medio della tensione del terminale su tempi dell'ordine di  $(2 \div 3) \text{ s}$  è stabile entro lo 0.1%, come richiesto.

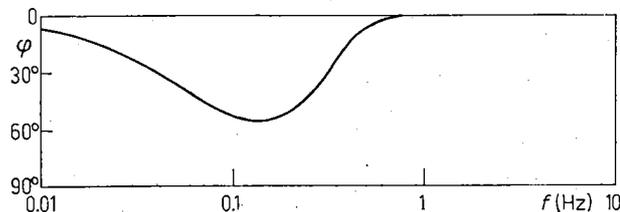


Fig. VI.1.6. - Risposta alla frequenza del filtro  $F$ . Fase  $\varphi$  in funzione della frequenza  $f$ .

In Fig. VI.1.7 è riportato lo schema dell'amplificatore in alternata (sull'uscita del voltmetro a generazione), del voltmetro di picco, del circuito di confronto con la tensione di riferimento, ed infine dell'amplificatore delle differenze. L'uscita di quest'ultimo, attraverso il filtro  $F$ , comanda il pentodo 5749, sul cui catodo vi sono  $350 \text{ k}\Omega$  che danno una forte reazione di corrente. Il resto del circuito di carica non ha subito modifiche rispetto a quello originale della Ditta.

Si è detto più sopra che il segnale di reazione del voltmetro a generazione è proporzionale, oltre che alla tensione del terminale del V.d.G., anche alla frequenza di rotazione del voltmetro stesso. Per ottenere un segnale indipendente dalla frequenza, si è anche pensato di usare sull'uscita del voltmetro



### 3. - Sorgente di elettroni e impulsatore.

La sorgente che abbiamo costruito è sostanzialmente del tipo Pierce [3]. In questa sorgente la forma degli elettrodi è studiata in modo da compensare gli effetti di divergenza dovuti alla carica spaziale. La corrente che si vuole iniettare è al massimo 100 mA su 0.25 cm<sup>2</sup>, cioè 4 · 10<sup>3</sup> A/m<sup>2</sup>.

Per il progetto sono state tenute presenti le seguenti considerazioni:

Un flusso di cariche elettriche a densità di corrente costante ( $J = \text{cost}$ ) è governato dalle seguenti equazioni (si usano coordinate cilindriche, prendendo l'asse  $z$  parallelo al vettore  $J$ ):

$$(VI.I.1) \quad E_r - v_z B_\theta = 0 \quad (\text{система M.K.S.}),$$

$$(VI.I.2) \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = - \frac{\rho}{\varepsilon_0},$$

ove la (VI.I.1) è derivata dalla condizione che la componente radiale della forza agente sulle cariche sia nulla, e la (VI.I.2) è l'equazione di Poisson per il potenziale elettrostatico  $V(r, z)$ .

Tenuto conto delle relazioni

$$(VI.I.3) \quad B_\theta = \frac{\mu_0 J}{2} r; \quad E_r = - \frac{\partial V}{\partial r}; \quad J = \rho v_z;$$

$$(VI.I.4) \quad T = - eV; \quad v_z = c \frac{\sqrt{T^2 + 2E_0 T}}{T + E_0};$$

con  $B_\theta$  = campo magnetico,  $\rho$  = densità di volume di carica elettrica,  $c$  = velocità della luce,  $E_0$  = energia di riposo dell'elettrone, e con evidente significato degli altri simboli, la (VI.I.1) si può scrivere

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\mu_0 J e c}{2} = \frac{\sqrt{T^2 + 2E_0 T}}{T + E_0}.$$

L'integrale

$$T(r, z) = \left\{ E_0^2 + \left[ \frac{\mu_0 J e c}{2} r^2 + \sqrt{T^2(0, z) + 2E_0 T(0, z)} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - E_0$$

fornisce l'andamento del potenziale nel fascio.

Resta da calcolarsi la funzione  $T(0, z)$ . Ciò si effettua servendosi della (VI.I.2), che tramite la (VI.I.1) e (VI.I.3) fornisce

$$(VI.I.5) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \mu_0 J v_z - \frac{\mu_0 J v_z}{2} \frac{\partial v_z}{\partial r} = - \frac{J}{\varepsilon_0 v_z}.$$

Ponendo nella (VI.I.5)  $r=0$  si ottiene (ricordando che  $T = -eV$ )

$$(VI.I.6) \quad \frac{d^2 T(0, z)}{dz^2} = \frac{eJE_0}{\varepsilon_0 e} \frac{1}{(T + E_0)(T^2 + 2E_0 T)^{\frac{1}{2}}}$$

Dalla (6) possiamo ricavare, ponendo l'ulteriore condizione  $\left[ \frac{dT(0, z)}{dz} \right]_{z=0} = 0$ ,

$$(VI.I.7) \quad E_z(0, z) = -\frac{1}{e} \frac{dT(0, z)}{dz} = -\frac{1}{e} \sqrt{\frac{2Je}{\varepsilon_0 e E_0} \operatorname{arctg} \left[ \left( \frac{T^2}{E_0^2} + 2 \frac{T}{E_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right]},$$

cioè il campo elettrico assiale in funzione dell'energia cinetica delle particelle.

Dalla (VI.I.7) possiamo calcolare il campo elettrico  $E_\infty$  per  $T \rightarrow \infty$ ; risulta

$$(VI.I.8) \quad E_\infty = -\frac{1}{e} \sqrt{\frac{2\pi J e E_0}{\varepsilon_0 e}}$$

Per elettroni la (VI.I.8) fornisce

$$J = 1.66 \cdot 10^{-9} E_\infty^2 \text{ (A/m}^2\text{)}.$$

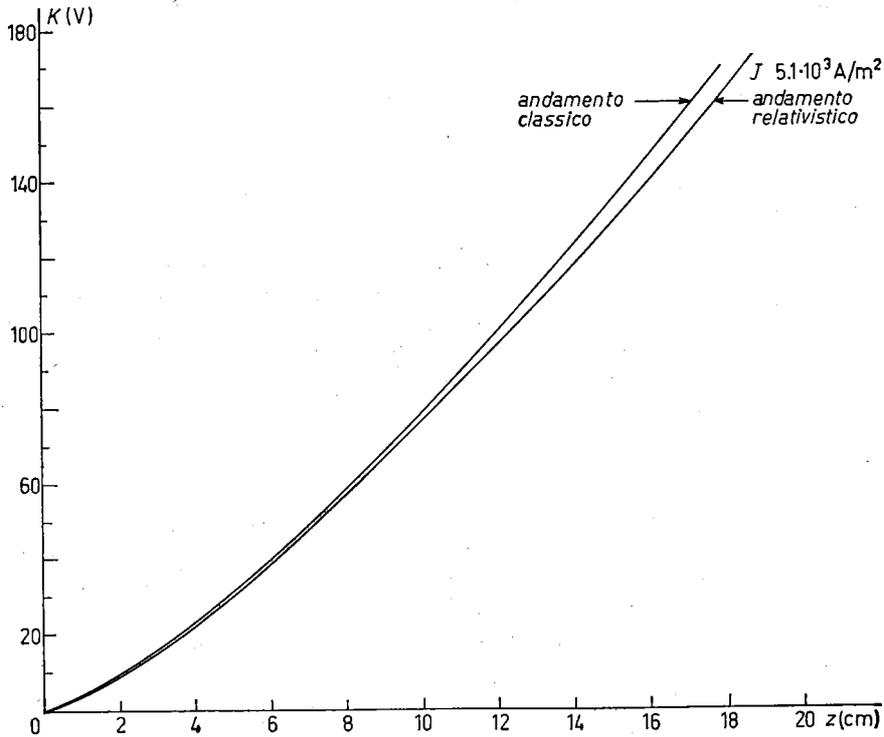


Fig. VI.I.8. - Andamento teorico del potenziale in funzione della distanza dal catodo.

Nel tubo acceleratore del V.d.G. da 3 MeV, il campo elettrico massimo raggiungibile è di circa 17.5 kV/cm, per cui il massimo valore di  $J$  calcolato con la (VI.I.8) è  $J = 5 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$ ; si vede da tale risultato l'impossibilità di realizzare rigorosamente un moto di elettroni a  $J$  costante fino a 3 MeV per valori di  $J > 5 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$ .

Ci chiediamo ora come diverge un fascio di elettroni, a energia cinetica  $T^*$  e perfettamente collimato, se viene abbandonato ad un campo elettrico  $E$  costante e diretto come l'asse  $z$ . Scrivendo l'equazione del moto in un sistema di riferimento solidale con il fascio si ottiene, per il raggio  $R$  del fascio, l'equazione

$$(VI.I.9) \quad R \frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{J_0 e}{2 \epsilon_0 c^3 m_0} \frac{(1 - \beta_*^2)^3}{\beta_*^3}$$

La (VI.I.9), assegnando successivamente a  $\beta_*$  valori crescenti nell'intervallo (0,1), permette il calcolo della divergenza del fascio all'uscita del tubo

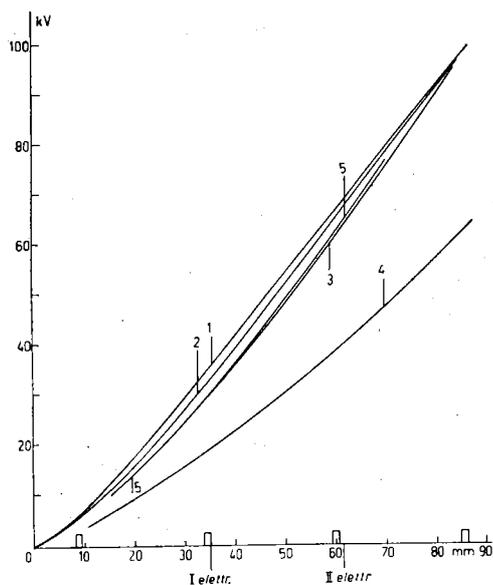


Fig. VI.I.9. - Potenziale in funzione della distanza dal catodo. Curva 1: misure con tensione ripartita ugualmente ai tre elettrodi. Curva 2: 1° elettrodo 300/1000 della tensione di una sezione; 2° elettrodo 325/1000 della tensione di una sezione. Curva 3: andamento teorico per  $J = 9.8 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$ . Curva 4: andam. teorico per  $J = 5.1 \cdot 10^3 \text{ A/m}^2$ . Curva 5: 1° elettrodo 250/1000 della tensione di una sezione; 2° elettrodo 577/1000 della tensione di una sezione.

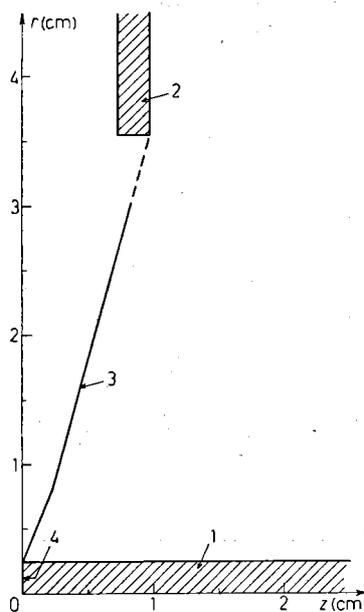


Fig. VI.I.10. - Profilo dell'elettrodo equipotenziale con il catodo.  $r$ , distanza radiale;  $z$ , asse del tubo acceleratore; 1) regione occupata dal fascio; 2) primo elettrodo del tubo; 3) profilo dell'elettrodo equipotenziale con il catodo; 4) catodo.

acceleratore. Per  $J = 10^4 \text{ A/m}^2$ ,  $T^* = 100 \text{ keV}$ , a 2 metri dal catodo si è calcolata approssimativamente una divergenza di  $\sim 10^{-3} \text{ rad}$ . Tale risultato ci ha indotto a curare l'andamento del potenziale nel tubo acceleratore fino ad una energia degli elettroni per cui il campo elettrico calcolato dalla (VI.I.7) si raccorda con il campo elettrico del tubo acceleratore ( $E_{\text{tubo acc}} \simeq 14.8 \text{ kV/cm}$  a 2.5 MeV). Il valore dell'energia cinetica trovato è  $T^* \simeq 100 \text{ keV}$ . L'andamento del potenziale per i primi 100 kV a partire dal catodo è quello stabilito dall'equazione (VI.I.6), con le condizioni iniziali

$$T(0, 0) = 0, \quad \left[ \frac{dT(0, z)}{dz} \right]_{z=0} = 0,$$

(energia cinetica e campo elettrico nulli sulla superficie del catodo), la quale è stata risolta numericamente (Fig. VI.I.8). L'andamento del potenziale voluto della (VI.I.6) è stato realizzato studiando, in vasca elettrolitica, le tensioni da applicare ai primi tre elettrodi del tubo acceleratore ed il profilo da assegnare all'elettrodo equipotenziale con il catodo (Fig. VI.I.9 e VI.I.10).

In Fig. VI.I.11 è riportato il disegno costruttivo della sorgente realizzata

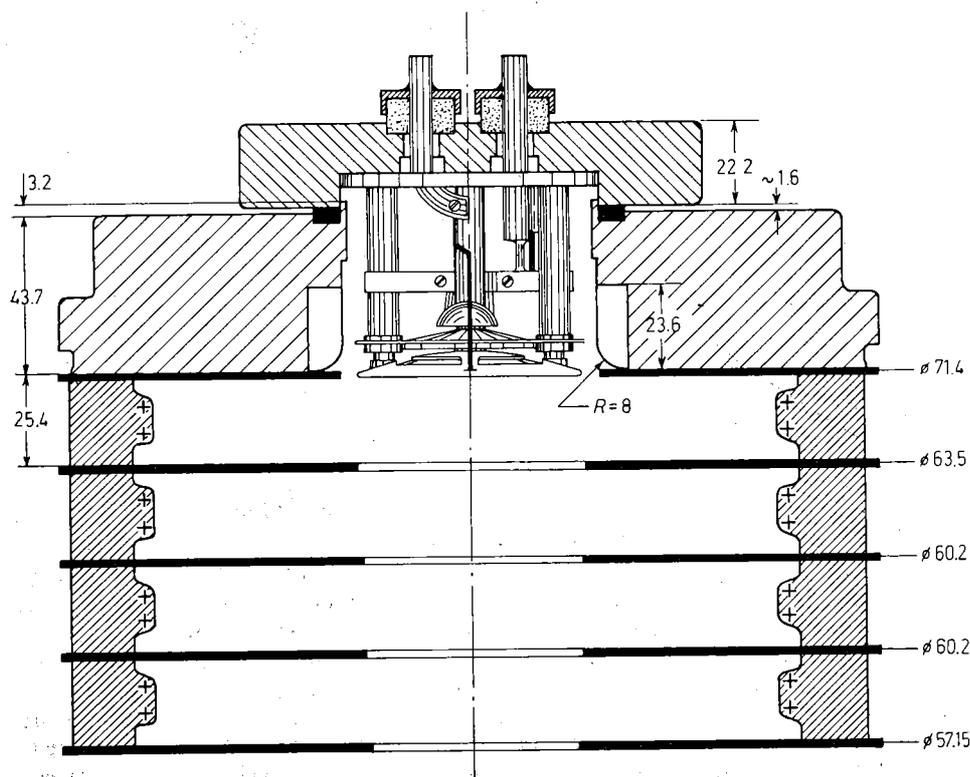


Fig. VI.I.11. — Sorgente e primi elettrodi del tubo acceleratore (dimensioni in mm).

secondo queste direttrici. Essa è composta da un catodo sagomato in tantalio equipotenziale con il filamento; nel suo centro, in un foro da 6 mm vi è il filamento in tantalio, schermato per decrescere la potenza irradiata; a 8 mm dal filamento vi è la griglia, il cui profilo è stato studiato in vasca elettrolitica (Fig. VI.I.12), sostenuta da 3 distanziatori in ceramica; essa è costruita con alluminio lucidato, di alta purezza. Il filamento è un filo di tantalio, 0.5 mm

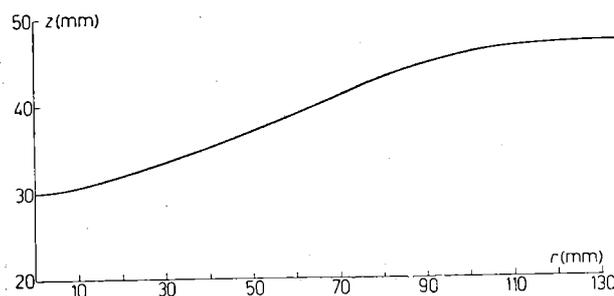


Fig. VI.I.12. - Equipotenziale passante a 10 mm dal catodo (scala 3:1).  $z$ , Distanza lungo l'asse del tubo acceleratore;  $r$ , distanza radiale.

in diametro, piegato a zig zag a coprire un'area circolare di 5 mm di diametro. I risultati ottenuti con questa sorgente sono soddisfacenti; con una potenza di 40 W al filamento si può ottenere in uscita del V.d.G. un fascio di elettroni di 100 mA con le caratteristiche richieste.

#### 4. - L'impulsatore.

Per comandare la sorgente all'istante idoneo per l'iniezione è necessario inviare un segnale da terra all'elettrodo ad alta tensione; ciò è stato ottenuto trasmettendo il segnale di luce ottenuto da una lampadina al neon tipo Ne2 tramite una guida di luce in plexiglass ad un fotomoltiplicatore 931 A, situato nell'elettrodo ad alta tensione. Il segnale di questo comanda un impulsatore convenzionale a thyatron capace di fornire alla sorgente un impulso dell'altezza di 6 kV e della durata di  $2 \mu\text{s}$  (Fig. VI.I.13). Mediante alberi di plexiglass, telecomandati con selsyn, è possibile variare dalla sala controllo l'ampiezza dell'impulso inviato alla sorgente, e la polarizzazione di base della griglia della sorgente.

È da notare che il jitter di questo impulsatore è abbastanza basso ( $< 10^{-7}$  s); ciò è ottenuto tenendo la lampadina al neon normalmente accesa e comandandola durante l'impulso con una corrente fino a 200 volte maggiore della corrente di normale accensione.



ottiene modulando la tensione del deflettore elettrostatico e la corrente di polarizzazione del peaker che determina l'istante di iniezione, e quello di accensione della  $RF_1$ , con un segnale proporzionale al ripple del V.d.G.; in tal modo, ad ogni istante, sia il campo elettrico sul deflettore elettrostatico che il campo magnetico nell'e.s. sono coerenti con l'energia degli elettroni iniettati. Il segnale proporzionale al ripple del V.d.G. viene prelevato per capacità per mezzo di un piatto isolato che guarda l'elettrodo ad alta tensione del V.d.G. e inviato in un preamplificatore con costante di derivazione maggiore di 100 s; dopo opportuna amplificazione esso viene inviato ad una piastra del deflettore elettrostatico e a modulare il riferimento del generatore di corrente che polarizza il peaker di iniezione (Fig. VI.I.14 e VI.I.15).

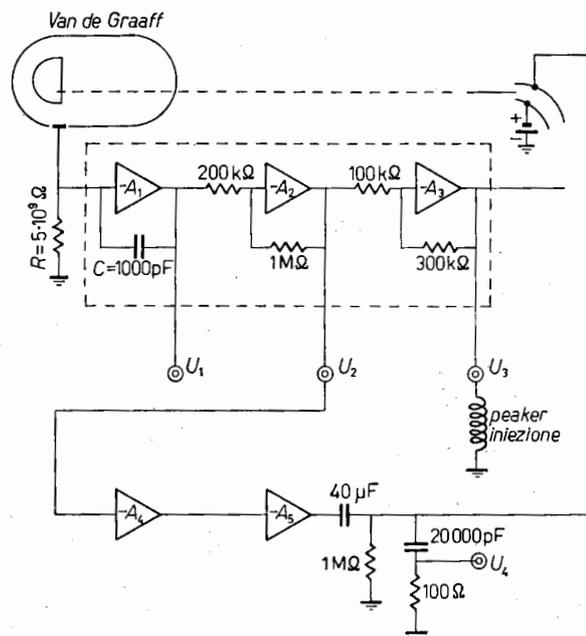


Fig. VI.I.14. - Schema a blocchi del circuito di compensazione del ripple.

Il preamplificatore è costituito da un amplificatore in continua  $A_1$  che impiega come primo stadio un amplificatore differenziale con valvole elettrometriche per consentire l'uso di elevate resistenze di ingresso. Il guadagno dell'amplificatore a loop aperto è circa 30. L'amplificatore è controreazionato con una capacità  $C = 1000$  pF. La risposta di tale preamplificatore, il cui schema di principio è rappresentato nella Fig. VI.I.16 è data (impiegando la



trasformata di Laplace) da

$$v(p) = - \frac{(A_1 + 1)RC'p}{1 + pR[C_m + (A_1 + 1)C]} e(p).$$

Per  $e(t) = e_0 u(t)$  ( $u(t)$  è la funzione unitaria) si ha

$$(VI.I.10) \quad v(t) = -e_0 \frac{C'}{C} \exp - \frac{t}{RA_1 C},$$

supposto  $A_1^2 \gg 1$  e  $A_1 C \gg C_m$ ,

Dalla (VI.I.10) si vede che la costante di tempo del preamplificatore è  $RA_1 C = 150$  s, ed il suo guadagno  $G_1 = C'/C = 10^{-4}$ .

I successivi stadi  $A_2$  e  $A_3$  sono amplificatori in continua con guadagno a loop aperto di circa 50, controeazionati per un guadagno rispettivamente  $G_2 = 5$  e  $G_3 = 3$ .

L'amplificatore  $A_4$  ha un guadagno  $G_4 = 3$  e una costante di tempo di derivazione pari a 20 s.

L'amplificatore finale  $A_5$  ha un guadagno variabile tra zero e 10, e modula una piastra del deflettore attraverso un circuito  $RC$  con costante di tempo di 40 s.

L'ampiezza del segnale all'uscita di  $A_3$  è dell'ordine di  $(80 \div 100)$  V picco a picco, mentre all'uscita di  $A_5$  è dell'ordine di  $(500 \div 600)$  V.

Sull'uscita  $U_4$  è possibile osservare l'impulso di corrente dovuto ad una parte degli elettroni iniettati che inevitabilmente si perdono sulla piastra del deflettore: il valore optimum del guadagno di  $A_5$  si può determinare rendendo il più stabile possibile tale impulso di corrente.

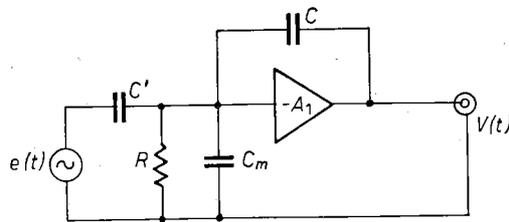


Fig. VI.I.16. - Schema a blocchi del circuito di ingresso per la compensazione del ripple del Van de Graaff.  $e$ ) Ripple tensione V.d.G.;  $C'$ ) capacità tra elettrodo alta tensione ed elettrodo sonda;  $C_m$ ) capacità parassita verso massa.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] F. AMMAN: *Nucl. Instr.*, **11**, 169 (1961).
- [2] Instruction Book HVI-336 (Burlington, 1957).
- [3] J. R. PIERCE: *Theory and Design of Electron Beams* (New York, 1954), cap. 10.