

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-65/35

A. Massarotti, M. Puglisi e F. Tazzioli :
IL DEFLETTORE DI ADONE: STUDI E PROGETTO.

Estratto da: Alta Frequenza 34, 591 (1965)

IL DEFLETTORE DI ADONE: STUDI E PROGETTO

A. MASSAROTTI - M. PUGLISI - F. TAZZIOLI (*)

Presso i Laboratori Nazionali di Frascati del CNEN è attualmente in costruzione un grande anello di accumulazione, per elettroni e positroni, di energia fino a 1 500 MeV. Entro tale macchina, chiamata Adone, le particelle, iniettate ed accumulate all'energia di 360 MeV, vengono accelerate fino all'energia di 1 500 MeV e quindi mantenute su orbite stabili per osservare le reazioni $e^+ + e^-$. In questo articolo viene descritto il principio di funzionamento ed il progetto dell'impianto « deflettore » ossia di quell'impianto che ha il compito di immettere nella macchina le particelle da accumulare.

I. - INTRODUZIONE.

Per la realizzazione di Adone [1, 2, 3 - 17, 18] è stato studiato il problema dei deflettori [4] che costituiscono

stiche dei fasci che si devono iniettare. Con riferimento alla fig. 2, in cui è schematizzata la traiettoria d'iniezione rispetto all'orbita di iniezione in una sezione dritta della macchina, riportiamo di seguito i dati geometrici del progetto (1):

$$l = 1800 \text{ mm}$$

$$a = 2100 \text{ mm (lunghezza della sezione dritta)}$$

$$\theta = 7^\circ 30'$$

$$r = 13\,750 \text{ mm}$$

Ciò comporta che, lungo la traiettoria d'iniezione, bisogna generare un campo magnetico, normale al piano della traiettoria che, per un momento $p \approx 400 \text{ MeV}/c$ dei

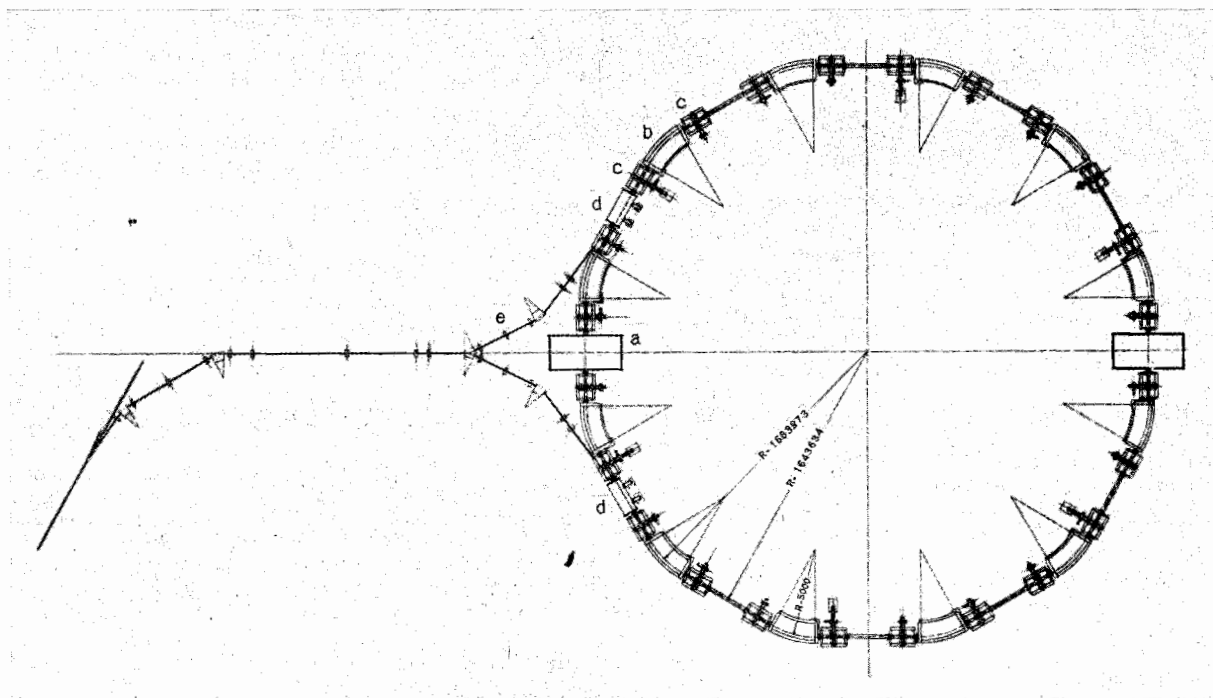


Fig. 1. — Pianta schematica dell'anello di accumulazione Adone.
a) cavità risonanti; b) magneti curvanti; c) quadrupoli; d) deflettori; e) ottica di iniezione.

la parte finale dell'ottica di iniezione: in fig. 1 è riportata una pianta schematica dell'anello in questione. Ci proponiamo di esporre il problema dei deflettori con le relative possibili soluzioni finora prospettate e il progetto d'impianto che ne è derivato.

I deflettori, come è noto, fanno parte sia dell'ottica di iniezione sia dell'anello che costituisce la macchina vera e propria e pertanto le prestazioni cui debbono soddisfare dipendono dalla posizione geometrica e dalle caratteri-

positroni o degli elettroni da iniettare, deve avere un'ampiezza pari a: $B_{0z} \approx 970 \text{ gauss}$.

Questo valore del campo deve essere ottenuto in un certo volume, nella zona in cui si effettua la deflessione, determinato dalle dimensioni del fascio di particelle all'ingresso del deflettore e dalle proprietà ottiche del fascio stesso che si devono conservare. Per soddisfare a

(*) A. MASSAROTTI, M. PUGLISI e F. TAZZIOLI, dei Laboratori Nazionali di Frascati del C.N.E.N.

(1) Ulteriori sviluppi del progetto della macchina nel suo insieme hanno fatto leggermente cambiare le richieste di progetto relative alla traiettoria di iniezione rispetto a quelle riportate in un precedente lavoro [4].

questo requisito, detto B_{0z} il valore del campo magnetico, precedentemente definito, in un punto qualsiasi lungo la traiettoria teorica d'iniezione, è necessario che, per uno

di mezzo giro [$\tau_d = 2 \times 10^{-7}$ s ⁽²⁾] e che il tempo di « accensione » sia dello stesso ordine di grandezza, si ha che la durata totale dell'impulso dev'essere:

$$\tau_i = 2,4 \times 10^{-6} \text{ s.}$$

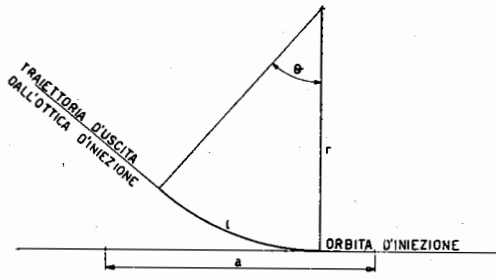


Fig. 2. — Geometria di iniezione con deflettore unico.

spostamento di ± 5 mm lungo il raggio passante per quel punto, il valore B_z del campo, nell'insieme di punti così definito soddisfi alla relazione:

$$\left| \frac{B_{0z} - B_z}{B_{0z}} \right| \leq 1 \times 10^{-2}$$

Inoltre le fluttuazioni nel tempo ΔB_z rispetto al valore teorico B_z , lungo tutto il deflettore devono essere contenute entro $\pm 1\%$; cioè:

$$\frac{\Delta B_z}{B_z} \leq \pm 1 \times 10^{-2}$$

Il fatto che gli elettroni iniettati ripassano dopo $4 \div 7$ giri in una parte del volume in cui avviene la deflessione

La frequenza di ripetizione prevista per i successivi cicli di iniezione è di circa $0,6 \div 1$ imp/s.

Per soddisfare a tutti questi requisiti bisogna ricorrere a uno o più magneti impulsati, del tipo a linea di trasmissione, con terminazioni tali da garantire la pratica assenza di riflessioni, in modo che l'impulso di eccitazione sia ben definito. Il nostro orientamento è stato quello di approfondire lo studio delle soluzioni a linea di trasmissione « in aria » [5, 6] e cioè di strutture che possano funzionare sotto vuoto molto spinto ($10^{-9} \div 10^{-11}$ mm di Hg), senza l'uso di particolari dielettrici e che possano essere notevolmente sollecitate dal punto di vista termico (~ 400 °C per ottenere un buon degassamento). Questi requisiti hanno fatto accantonare, dopo uno studio preliminare (non pubblicato), le possibili soluzioni a sistemi caricati con ferriti [7] per le perplessità sul comportamento di queste ultime nelle condizioni sopradette. Non è infatti ancora ben noto come varino le proprietà delle ferriti quando siano sottoposte a notevoli sollecitazioni termiche ed elettriche sotto vuoto.

Nella soluzione a linea di trasmissione in aria si devono affrontare due diversi problemi:

a) Studiare dei conduttori che abbiano profili tali da permettere di ottenere la richiesta distribuzione geometrica dei campi.

b) Analizzare i possibili sistemi di alimentazione dei conduttori stessi per generare nel modo più conveniente il campo deflettente voluto.

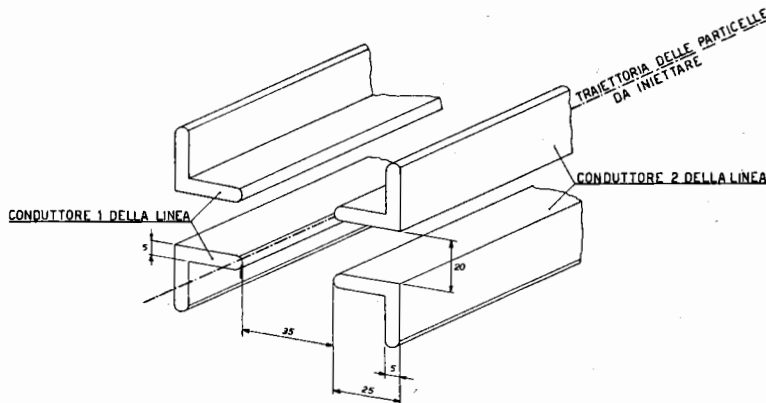


Fig. 3. — Forma dei conduttori che costituiscono la linea deflettente.

determina la richiesta che il deflettore sia radialmente aperto, verso l'interno della camera a vuoto della macchina, per un'altezza di 20 mm, e la necessità di ricorrere a un campo impulsato, in modo che il deflettore sia « acceso » solo durante il tempo necessario ad ottenere la deflessione e sia « spento » per tutto il resto del tempo. Se ciò non avvenisse, le traiettorie delle particelle precedentemente iniettate verrebbero perturbate in modo tale da determinarne la perdita. Nell'ipotesi che il periodo di rivoluzione di un elettrone nella macchina sia $T = 3,3 \times 10^{-7}$ s cioè si concreta nella richiesta che il deflettore sia « acceso » e generi un campo costante per un tempo pari a ~ 6 giri e cioè per $\sim 2 \times 10^{-6}$ s.

Ammettendo poi che lo « spegnimento » avvenga il più rapidamente possibile e cioè in un tempo dell'ordine

Per quanto riguarda il punto a) sono state eseguite misure in vasca elettrolitica e su modelli, come più avanti è riportato (cfr. par. 6) e si è concluso che i profili riportati in fig. 3 erano tali da soddisfare i requisiti di progetto.

Per quanto riguarda il punto b) sono state scartate a priori tutte le soluzioni a deflessione puramente elettrica, in quanto il campo elettrico avrebbe dovuto raggiungere valori dell'ordine di $\sim 3 \times 10^7$ V/m. Sono state invece prese in considerazione due soluzioni entrambe basate su fenomeni propagativi: una in cui, sia pure in diversi

⁽²⁾ τ_d rappresenta il tempo che intercorre tra l'istante t_1 in cui l'ampiezza dell'impulso è il 90% dell'ampiezza massima e l'istante t_2 in cui l'ampiezza è il 10% dell'ampiezza massima; cioè $\tau_d = (t_2 - t_1)$.

possibili rapporti, sia il campo elettrico sia il campo magnetico sono responsabili della deflessione, l'altra in cui la deflessione avviene per effetto del solo campo magnetico.

2. - DEFLETTORE A CAMPO ELETTRICO E MAGNETICO [5].

Il meccanismo di deflessione può essere spiegato come segue.

Nello schema dato in fig. 4 è rappresentata una linea di propagazione uniforme che giace nel piano ZY degli assi di riferimento e che è parallela all'asse Z. Supponiamo di alimentare tale linea da un estremo con una batteria e di chiuderla all'altro estremo su di una resi-

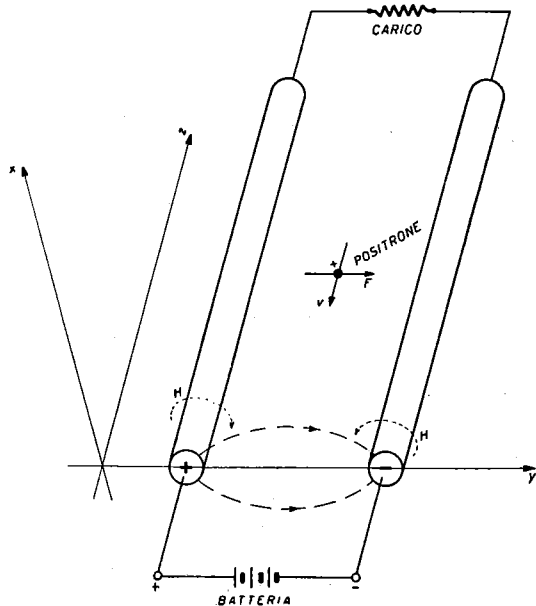


Fig. 4. — Correlazione tra campi e forze sulle particelle entro la linea deflettente.

stenza. La polarità della batteria è scelta in modo da generare tra i conduttori il campo elettrico \vec{E} diretto come l'asse Y e il campo magnetico \vec{B} nel verso opposto a quello dell'asse X.

Consideriamo adesso una particella carica positivamente, per esempio un positrone, che giaccia nella porzione del piano YZ compresa tra i conduttori della linea e che sia animata da una velocità \vec{V} diretta in verso opposto a quello dell'asse Z. In questo caso le azioni della forza di Lorentz e di quella del campo elettrico si sommano, esercitando sulla particella una forza diretta come l'asse Y, che, con le notazioni date, vale:

$$F_y = (E_y + V_z B_x) e$$

dove e è la carica del positrone.

È opportuno osservare che le azioni del campo elettrico e le azioni del campo magnetico si sommano, agli effetti della deflessione da realizzare, se la velocità della particella è opposta a quella dell'onda elettromagnetica che si propaga lungo la linea deflettente all'atto della sua eccitazione. Un'altra osservazione è che il funzionamento in corrente continua ed il funzionamento in regime impulsivo danno luogo a campi sempre puramente

trasversali, ma che differiscono nella geometria delle linee di flusso a causa dell'effetto pellicolare. Mentre però nel caso di funzionamento in corrente continua i valori del campo elettrico e magnetico possono essere scelti arbitrariamente, in quanto i valori della tensione e della corrente che li generano sono legati tra di loro solo dal valore della resistenza di chiusura, nel caso di funzionamento impulsato i valori della tensione e della corrente sono univocamente correlati tra di loro dall'impedenza caratteristica della linea, che deve risultare adattata al carico (se si vogliono evitare riflessioni).

Dai dati di progetto precedentemente riportati si può definire un volume utile di deflessione come prodotto dell'area definita dalla sezione entro la quale il campo magnetico rimane costante entro l'1% del valore massimo, per la lunghezza della traiettoria d'iniezione interna al deflettore.

Per generare il campo magnetico voluto entro il volume di deflessione, stante il fatto, come già è stato detto, che il deflettore dev'essere radialmente aperto, è allora necessario ricorrere ad un sistema di conduttori come quelli schematizzati in fig. 3. Con queste dimensioni si ottiene d'altra parte una impedenza caratteristica dell'ordine di 100Ω ciò che implica l'alimentazione della linea con impulsi di tensione di ~ 600 kV per otte-

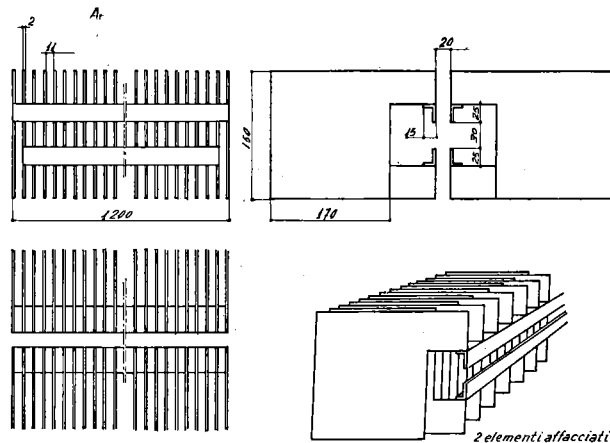


Fig. 5. — Linea deflettente caricata dalle capacità delle piastre.

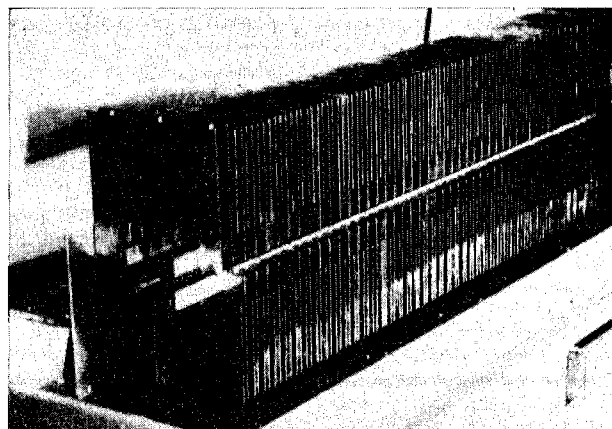


Fig. 6. — Modello di deflettore a linee caricate capacitivamente

nere il campo elettromagnetico voluto. Si è allora pensato alla struttura riportata in figg. 5 e 6 in cui i quattro conduttori, a due a due in parallelo, costituiscono la

linea di trasmissione per così dire « di base » mentre le piastre realizzano delle capacità aggiuntive che abbassano l'impedenza caratteristica della linea ad un valore più conveniente. Con una schematizzazione piuttosto grossolana, la cellula equivalente ad ogni sezione di linea può essere rappresentata dallo schema di fig. 7; il com-

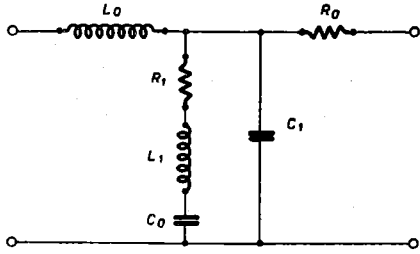


Fig. 7. — Circuito equivalente all'elemento di linea caricata capacitivamente.

portamento della linea tende a quello di un filtro passa basso, fino a quelle frequenze per le quali gli elementi L_1 e C_1 hanno effetti trascurabili rispetto a quello degli elementi L_0 e C_0 . Le piastre d'altra parte sono poste in posizione tale da non alterare in maniera apprezzabile la distribuzione delle linee di flusso del campo elettromagnetico che si hanno nel caso di linea non caricata. Con questa soluzione non si pongono particolari limitazioni alla lunghezza geometrica del deflettore; inoltre il for-

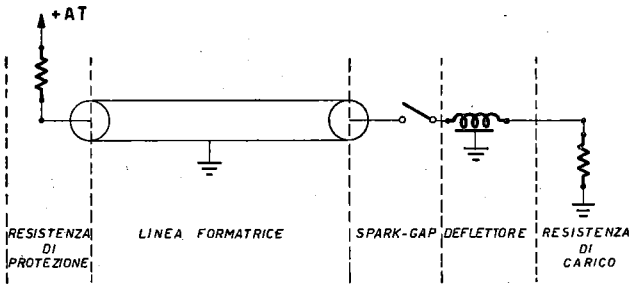


Fig. 8. — Schema di principio dell'impianto del deflettore a campo elettrico e magnetico.

matore d'impulso è del tipo tradizionale a linea formatrice. Lo schema di principio dell'impianto completo è riportato in fig. 8.

3. - DEFLETTORE A CAMPO MAGNETICO [6].

Consideriamo la linea di trasmissione riportata in fig. 9, cortocircuitata ad un estremo ed alimentata dall'altro; fino a che le frequenze delle tensioni di alimentazione sono tali che la lunghezza della linea sia trascurabile rispetto alle corrispondenti lunghezze d'onda, la linea in questione, cortocircuitata ad un estremo, può essere ritenuta con buona approssimazione un'induttanza, indipendente dalla frequenza della tensione di alimentazione, con in serie una resistenza, che si cerca di rendere più piccola possibile e che schematizza le perdite. D'altra parte essendo invariata la sezione dei conduttori, rispetto a quella adottata per il deflettore precedentemente descritto, rimane inalterata la distribuzione delle linee di flusso del campo elettromagnetico lungo la linea.

Impiegando l'idea base dei formatori d'impulso proposti da Auslender, Il'in e Shenderovic [8] e trascurando le perdite proprie dell'induttanza, si può schema-

tizzare l'impianto del deflettore come riportato in fig. 10, l'analisi del quale è riportata dettagliatamente in seguito.

Brevemente si può dire che, sotto opportune ipotesi, se gli interruttori I chiudono contemporaneamente, nel-

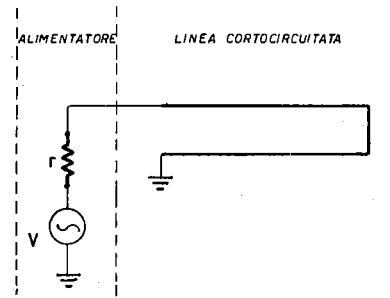


Fig. 9. — Schema semplificato del deflettore a campo magnetico.

l'induttanza L fluisce un impulso di corrente di ampiezza V/Z_0 (dove V è la tensione di carica della linea), di durata pari al tempo di propagazione lungo la linea del-

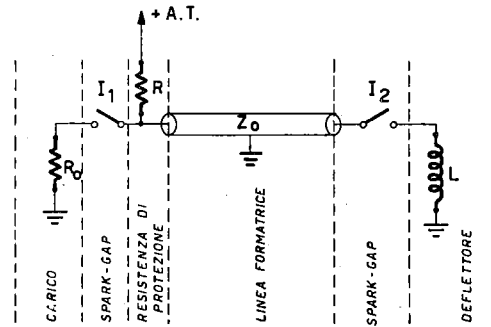


Fig. 10. — Schema di principio dell'impianto del deflettore a campo magnetico.

l'impulso che si genera all'estremo opposto e con tempo di salita L/Z_0 .

4. - CONFRONTO TRA LE SOLUZIONI PROPOSTE.

Il confronto tra le due soluzioni proposte dev'essere effettuato tenendo conto dei problemi che si pongono dal punto di vista della realizzazione meccanica, del vuoto e dei problemi di carattere elettrico.

I problemi meccanici sono strettamente connessi ai problemi del vuoto, in quanto tutto il deflettore deve poter essere scaldato a $\sim 400^\circ\text{C}$ per il degassamento sotto vuoto senza subire deformazioni. La maggiore semplicità della soluzione a solo campo magnetico rispetto all'altra è evidente per la eliminazione delle piastre che costituiscono la capacità. Infatti il mantenere le distanze relative delle piastre entro il decimo di mm, quando tutta la struttura viene sottoposta a notevoli sollecitazioni termiche ed elettriche, costituisce la più grave difficoltà di natura meccanica della soluzione a campo elettrico e magnetico. Inoltre si elimina in questo modo una notevole superficie da degassare, ciò che modifica sensibilmente le prestazioni dell'impianto da vuoto.

Dal punto di vista elettrico i vantaggi che la soluzione a solo campo magnetico offre sono i seguenti:

a) a parità di impedenza caratteristica della linea formatrice, e di tensione di carica della stessa, si ottiene il raddoppio della corrente che fluisce nel deflettore, ciò

che permette una notevole diminuzione della tensione di lavoro. Un'ulteriore diminuzione di quest'ultima è dovuta al fatto che il tipo di impianto permette di dimezzare l'impedenza caratteristica della linea formatrice, mentre nell'altro caso è praticamente impossibile scendere sotto i 10 ohm con l'impedenza caratteristica del deflettore, ciò che vincola l'impedenza caratteristica della linea formatrice.

Orientativamente si può dire che la tensione di lavoro dell'impianto risulta ridotta da ~ 200 kV a ~ 70 kV e che tutta la struttura, a parità di tensione, è molto meno critica dal punto di vista dei gradienti elettrici;

b) una maggiore versatilità dell'impianto, in quanto, mentre nei normali formatori a cavo la durata dell'impulso è fissa e determinata dalla lunghezza della linea formatrice, nel formatore d'impulso proposto per la soluzione a campo magnetico, solo la durata massima dell'impulso di corrente è determinata dalla lunghezza della linea formatrice, ma la durata dell'impulso è variabile da circa zero alla durata massima, semplicemente variando i tempi relativi di chiusura dei due interruttori posti agli estremi della linea formatrice.

Un tipo di formatore analogo potrebbe essere usato anche nella soluzione a campo elettrico e magnetico ma presenterebbe maggiori inconvenienti per i motivi detti in seguito.

Gli svantaggi offerti dalla soluzione a campo magnetico sono invece:

a) la necessità, per ottenere dei tempi di salita e di discesa compatibili con le richieste di progetto e per lavorare con tensioni inferiori ai 100 kV, di limitare la lunghezza di ogni elemento di deflettore a ~ 1 m, ciò che implica, con i dati di progetto suesposti, che ogni deflettore deve essere costituito da due elementi di $\sim 0,9$ m di lunghezza, alimentati da due formatori in parallelo;

b) il raddoppio del numero degli spinterometri (spark-gap) principali per ogni impianto.

Nel caso si volesse usare un formatore d'impulso di tipo analogo anche per la soluzione a campo elettrico e magnetico, oltre al raddoppio degli spinterometri bisognerebbe raddoppiare anche i carichi di adattamento;

c) la rinuncia al contributo del campo elettrico, che d'altra parte è solo il $\sim 7\%$ nella soluzione a campo elettrico e magnetico, per il caso particolare considerato.

Alla luce di quanto esposto la soluzione a campo magnetico è nettamente preferibile rispetto all'altra.

5. - ANALISI DEL FUNZIONAMENTO DEL DEFFETTORE A CAMPO MAGNETICO.

In fig. 10 è riportato lo schema elettrico di principio dell'insieme « circuito formatore e struttura deflettente propriamente detta ».

Per applicare l'analisi matematica al circuito in questione è necessario introdurre alcune schematizzazioni:

1) la linea che costituisce il deflettore vero e proprio è schematizzata con una induttanza pura che indichiamo con L ;

2) il cavo coassiale che forma l'impulso è privo di perdite;

3) l'eventuale disadattamento introdotto dallo spinterometro che chiude il cavo sulla terminazione è di natura puramente induttiva.

Le predette ipotesi si giustificano con le seguenti considerazioni.

La lunghezza del deflettore vero e proprio è molto piccola (circa $1/200$) rispetto alla lunghezza del cavo formatore; conseguentemente i fenomeni propagativi entro la linea deflettente daranno luogo ad effetti trascurabili sulla forma dell'impulso.

L'aver ammesso che il cavo formatore è senza perdite è giustificato dal fatto che attualmente si sanno produrre cavi coassiali con perdite così basse che l'attenuazione introdotta nei campi trasmessi è inferiore ad $1/100$ per percorsi pari a qualche lunghezza d'onda.

La terza ipotesi corrisponde a valutare molto pessimisticamente la tecnologia di costruzione degli spinterometri. Infatti il carico di chiusura può essere costruito, anche per alte frequenze, in modo da risultare ohmico entro qualche $\%$ del suo valore.

Lo spinterometro che connette il cavo al carico è sempre di tipo coassiale ed adattato al cavo. Questo potrà al più esibire un comportamento induttivo in dipendenza dalle caratteristiche dell'arco, che è influenzabile da vari fattori [9].

Nessuna ipotesi viene fatta sull'induttanza dell'altro spinterometro in quanto esso può essere sempre pensato come incluso nell'induttanza del deflettore.

Lo schema equivalente da analizzare è pertanto quello di fig. 11 dove I_t ed I_d sono gli interruttori che schematizzano il comportamento degli spinterometri, mentre L_s

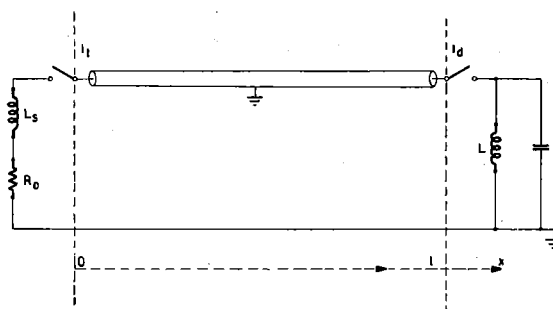


Fig. 11. — Circuito equivalente dell'impianto del deflettore.

schematizza l'induttanza propria dello spinterometro dal lato terminazione.

C è una capacità che può essere eventualmente aggiunta all'ingresso del deflettore per modificarne il comportamento. Una ulteriore ragionevole approssimazione consiste nel considerare gli interruttori I_t ed I_d come ideali, trascurando i tempi di accensione e spegnimento degli spinterometri (che sono dell'ordine di grandezza del nanosecondo) rispetto alle costanti di tempo che intervengono nei fenomeni in studio (che sono dell'ordine del centinaio di nanosecondi).

a) Chiusura simultanea dei due interruttori.

Le equazioni generali che descrivono il comportamento delle linee uniformi a costanti distribuite sono ben note. Adottiamo qui la trattazione mediante le trasformate di Laplace [10, 11] in quanto si possono così introdurre fin da principio le condizioni iniziali che, specialmente nel caso nostro, imprimono una particolare fisionomia alla soluzione del problema. Conseguentemente, indicando con x l'ascissa e con γ e Z_0 rispettivamente la costante di propagazione e l'impedenza caratteristica della linea, tali

equazioni assumono la forma:

$$(2) \quad \begin{cases} E(p, x) = A e^{-\gamma x} + B e^{\gamma x} + \frac{V_0}{p} \\ I(p, x) = \frac{A}{Z_0} e^{-\gamma x} - \frac{B}{Z_0} e^{\gamma x} \end{cases}$$

dove E ed I sono rispettivamente la tensione e la corrente lungo la linea ed A e B sono due costanti da determinare; V_0 è la tensione a cui si suppone caricata la linea prima della chiusura (per ora simultanea) dei due interruttori.

Chiaramente questa tensione compare nella prima delle equazioni (2) come condizione iniziale, mentre, essendo nulla la corrente iniziale, il contributo corrispondente è nullo nella seconda equazione.

Allo scopo di rendere quanto più generale possibile la trattazione indicheremo con Z_t e Z_d rispettivamente le impedenze offerte dalla terminazione e dal deflettore.

Dall'atto della chiusura degli interruttori le correnti che si stabiliscono nelle due terminazioni sono legate alle rispettive tensioni delle seguenti relazioni:

1) corrente nell'impedenza che schematizza il carico ($x = 0$):

$$(3) \quad I(p, 0) = \frac{E(p, 0)}{Z_t}$$

2) corrente nell'impedenza che schematizza il deflettore ($x = l$):

$$(4) \quad I(p, l) = \frac{E(p, l)}{Z_d}$$

Imponendo alla corrente, definita dalla seconda delle (2), di soddisfare alle condizioni (3) e (4) si ha:

$$(5) \quad \begin{cases} \frac{1}{Z_0} (A - B) = \frac{-A - B - \frac{V_0}{p}}{Z_t} \\ \frac{1}{Z_0} (A e^{-\gamma l} - B e^{\gamma l}) = \frac{A e^{-\gamma l} + B e^{\gamma l} + \frac{V_0}{p}}{Z_d} \end{cases}$$

Risolvendo il sistema delle (5) rispetto ai coefficienti incogniti A e B si ottiene:

$$(6) \quad \begin{cases} A = \frac{\frac{1}{Z_t + Z_0} + \frac{e^{-\gamma l}}{Z_d + Z_0} \Gamma_1}{\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l} - 1} \cdot \frac{V_0 Z_0}{p} \\ B = \frac{\frac{e^{-\gamma l}}{Z_d + Z_0} + \frac{e^{-2\gamma l}}{Z_t + Z_0} \Gamma_2}{\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l} - 1} \cdot \frac{V_0 Z_0}{p} \end{cases}$$

dove Γ_1 e Γ_2 sono i coefficienti di riflessione, definiti dalle relazioni:

$$(7) \quad \Gamma_1 = \frac{Z_t - Z_0}{Z_t + Z_0} \quad \Gamma_2 = \frac{Z_d - Z_0}{Z_d + Z_0}$$

Sostituendo i valori di A e B definiti dalle (6) nella seconda delle (2) si ottiene il valore della trasformata della corrente cercata in un punto qualunque della linea. Per $x = l$, ossia nel deflettore, tale trasformata vale:

$$(8) \quad I(p, l) = \frac{V_0}{p} \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l} - 1} \left[\frac{e^{-2\gamma l} \Gamma_1}{Z_d + Z_0} + \frac{1 - \Gamma_2}{Z_t + Z_0} e^{-\gamma l} - \frac{1}{Z_d + Z_0} \right]$$

Osserviamo che il termine:

$$\psi(p) = \frac{1}{\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l} - 1}$$

può essere sviluppato in serie in quanto $|\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l}|$ è, in modulo, sempre minore di 1.

$$-\psi(p) = 1 + \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l} + (\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-2\gamma l})^2 + \dots$$

Sostituendo al posto di tale funzione il suo sviluppo ed ordinando i termini in funzione dei fattori di propagazione si ha:

$$(9) \quad I(p, l) = \frac{V_0}{p} \frac{1}{Z_d + Z_0} \frac{V_0}{p} \frac{1 - \Gamma_2}{Z_t + Z_0} e^{-\gamma l} - \frac{V_0}{p} \frac{1 - \Gamma_2}{Z_d + Z_0} \frac{V_0}{p} \frac{(1 - \Gamma_2) \Gamma_1 \Gamma_2}{Z_t + Z_0} e^{-3\gamma l} + \frac{V_0}{p} \frac{(1 - \Gamma_2)}{Z_d + Z_0} \Gamma_1^2 \Gamma_2 e^{-4\gamma l} + \dots$$

L'espressione (9) può essere riscritta come segue:

$$I(p, l) = I_0 + I_1 e^{-\gamma l} + I_2 e^{-2\gamma l} + I_3 e^{-3\gamma l} + I_4 e^{-4\gamma l} + \dots$$

dove $I_1, I_2 \dots$ ecc. sono i coefficienti che compaiono nelle (9).

Osserviamo che, antitrasformando, ad ogni $(e^{-\gamma l})^n$ corrisponde un ritardo nella risposta pari a $n\tau$ dove con τ si è indicato il tempo di propagazione proprio del cavo formatore.

Conseguentemente la corrente nel deflettore sarà data da impulsi differenti in forma, tra di loro, che si susseguono ad intervalli di tempo pari a τ .

Nel nostro caso, poichè per un buon funzionamento del deflettore è necessario che dopo un tempo τ il campo tra i conduttori sia praticamente trascurabile, spingeremo la nostra analisi fino al tempo $t = 3\tau$ per verificare che, in tutte le soluzioni proposte, i campi che si sviluppano nel deflettore rimangano entro le tolleranze assegnate.

L'espressione da antitrasformare si riduce quindi a:

$$(10) \quad I(p) = I_0 + I_1 e^{-\gamma l} + I_2 e^{-2\gamma l}$$

Comprendendo il termine con esponente $2\gamma l$ si tiene conto esattamente dei fenomeni fino al tempo 3τ in quanto, per la definizione di trasformata di Laplace sono nulli i contributi di quei termini ai quali corrisponde un valore negativo di $t - n\tau$.

Esaminiamo ora i seguenti casi:

1) Il deflettore è assimilato ad una induttanza pura di valore L e la terminazione è esattamente uguale all'impedenza caratteristica del cavo Z_0 .

Si ha quindi:

$$Z_t = Z_0 = R_0 \quad Z_d = pL$$

Conseguentemente:

$$\Gamma_1 = 0 \quad \Gamma_2 = \frac{pL - Z_0}{pL + Z_0}$$

Sostituendo questi valori nella (9) ed antitrasformando si ottiene:

$$(11) \quad \begin{cases} I(t, l) = \frac{V_0}{R_0} \left[1 - e^{-\frac{R_0}{L}t} \right] & 0 < t < \tau \\ I(t, l) = \frac{V_0}{R_0} \left[e^{-\frac{R_0}{L}(t-\tau)} - e^{-\frac{R_0}{L}t} \right] & t > \tau \end{cases}$$

Dalla (11) risulta che l'impulso ottenuto dal deflettore, sotto le ipotesi restrittive menzionate, ha i fronti di salita e di discesa definiti da funzioni esponenziali che hanno costanti di tempo pari a L/R_0 .

2) In questo caso viene preso in esame l'effetto della capacità che è sempre presente all'ingresso del deflettore.

Tale capacità ha l'effetto di ritardare il fronte di salita ma di irripidirlo alquanto. Quindi, entro certi limiti, l'effetto di questa capacità può essere favorevole. Vedremo infatti quale sia il valore ottimo della capacità da aggiungere in parallelo all'ingresso per conseguire i risultati voluti.

Trattando questo caso si presentano due possibilità; cioè il sistema può avere risposta oscillante o aperiodica. La capacità limite che divide i due casi è data dalla espressione:

$$C < \frac{L}{4R_0^2} \quad \text{sistema aperiodico}$$

$$C > \frac{L}{4R_0^2} \quad \text{sistema risonante,}$$

come si vedrà nel seguito.

Con le stesse ipotesi del caso precedente e supponendo inoltre $C \neq 0$ si ha:

$$Z_d = \frac{pL}{1 + p^2LC} \quad Z_t = Z_0 = R_0$$

$$\Gamma_1 = 0 \quad \Gamma_2 = \frac{p^2LCR_0 - pL + R_0}{p^2LCR_0 + pL + R_0}$$

Introducendo questi valori nella (9) si ottiene:

$$(12) \quad I(p, l) = \frac{V_0}{R_0LC} \left[\frac{1}{p(p+h)(p+k)} - \frac{e^{-\gamma t}}{p(p+h)(p+k)} \right]$$

dove h e k sono le radici, cambiate di segno, della equazione:

$$(13) \quad p^2 + \frac{p}{RC} + \frac{1}{LC} = 0$$

Nel caso aperiodico h e k sono due numeri reali e positivi e quindi la antitrasformata della (12) è:

$$(14) \quad \begin{cases} I(t, l) = \frac{V_0}{R_0} \left[1 + \frac{k e^{-ht} - h e^{-kt}}{h - k} \right] & 0 < t < \tau \\ I(t, l) = \frac{V_0}{R_0} \left[\frac{k e^{-ht} - h e^{-kt}}{h - k} - \frac{k e^{-h(t-\tau)} - h e^{-k(t-\tau)}}{h - k} \right] & t > \tau \end{cases}$$

Qualora le costanti h e k risultino complesse (sistema risonante), la (14) assume, con facili passaggi la forma:

$$(15) \quad \begin{cases} I(t) = \frac{V_0}{R_0} - I_1(t); & 0 < t < \tau \\ I(t) = -I_1(t) + I_2(t); & t > \tau \end{cases}$$

dove la $I_1(t)$ ha la forma:

$$(16) \quad I_1(t) = \frac{V_0}{R_0} \left\{ \frac{\omega_0 e^{-\frac{t}{2R_0C}}}{\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{4R_0^2C^2}}} \cdot \sin \left[\left(\sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{4R_0^2C^2}} \right) t + \arctg 2R_0C \sqrt{\omega_0^2 - \frac{1}{4R_0^2C^2}} \right] \right\}$$

e la $I_2(t)$ si ottiene sostituendo $(t - \tau)$ al posto di t nella espressione di I_1 .

Nella (16) si è posto $\omega_0^2 = 1/LC$.

Le espressioni (14) e (15) danno conto del funzionamento del deflettore nel caso più complicato che è necessario considerare pur rimanendo nella ipotesi di terminazione perfetta all'estremo opposto al deflettore.

3) In questo caso si vuol tener conto dell'effetto di una non perfetta terminazione della linea formatrice dalla parte del carico. Si ammette cioè che il carico risulti induttivo e da ciò consegue che il deflettore sarà percorso da una serie infinita di impulsi approssimativamente rettangolari e di durata τ , che possono perturbare notevolmente le traiettorie delle particelle precedentemente iniettate.

Con questa trattazione, analiticamente molto complessa troveremo i massimi disadattamenti ammissibili per un buon funzionamento del deflettore.

Nelle premesse ipotesi si ha:

$$Z_d = \frac{pL}{1 + p^2LC}; \quad Z_t = R_0 + pL_s$$

dove con L_s si è indicata l'induttanza propria dello spinterometro.

Osserviamo come la parte reale di Z_t sia ancora R_0 e non una generica R in quanto, in questa sede, ciò che interessa è proprio l'effetto del comportamento reattivo dello spinterometro.

Con i valori di Z_t e di Z_d ora indicati Γ_1 e Γ_2 assumono le espressioni:

$$\Gamma_1 = \frac{p L_s}{p L_s + R_0}$$

$$\Gamma_2 = \frac{p^2 L C R_0 - p L + R_0}{p^2 L C R_0 + p L + R_0}$$

Introducendo questi valori nella (9) ed arrestandosi, come al solito, al termine in cui figura $e^{-2\gamma t}$, si ha:

$$(17) \quad I(p) = \frac{V_0}{L R_0 C p \left(p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{L C} \right)}$$

$$\left[1 - \frac{2 R_0 e^{-\gamma t}}{L_s \left(p + \frac{2 R_0}{L_s} \right)} + \frac{p \left(p^2 + \frac{1}{L C} \right) e^{-2\gamma t}}{\left(p + \frac{2 R_0}{L_s} \right) \left(p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{L C} \right)} \right]$$

La (17) può essere riscritta come somma di tre termini:

$$(18) \quad I(p) = I_1(p) - I_2(p) - I_3(p)$$

dove:

$$(19) \quad I_1(p) = \frac{V_0}{L R_0 C} \frac{1}{p \left(p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{L C} \right)}$$

$$I_2(p) = \frac{2 V_0}{L L_s C} \frac{e^{-2\gamma t}}{p \left(p + \frac{2 R_0}{L_s} \right) \left(p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{L C} \right)}$$

$$I_3(p) = \frac{2 V_0}{L R_0 C} \frac{\left(p^2 + \frac{1}{L C} \right) e^{-2\gamma t}}{\left(p + \frac{2 R_0}{L_s} \right) \left(p^2 + \frac{p}{R_0 C} + \frac{1}{L C} \right)^2}$$

La antitrasformazione dei termini $I_1(p)$ ed $I_2(p)$ non presenta alcuna difficoltà mentre quella del termine $I_3(p)$ richiede l'applicazione del teorema di convoluzione, la cui espressione analitica è:

$$(20) \quad \mathcal{L}^{-1}[F(p) \cdot \Phi(p)] = \int_0^t f(\tau) \cdot \varphi(t - \tau) d\tau$$

dove $F(p)$ e $\Phi(p)$ sono rispettivamente le trasformate delle funzioni $f(t)$ e $\varphi(t)$.

In base alla (20) penseremo la $I_3(p)$ come composta dal prodotto delle due funzioni:

$$(21) \quad \begin{cases} F(p) = \frac{p^2 + a_0}{[(p + \alpha)^2 + \beta^2]^2} \\ \Phi(p) = \frac{1}{p + \gamma} \end{cases}$$

e conseguentemente le $f(\tau)$ e $\varphi(t - \tau)$ che figurano nell'integrale (20) sono:

$$(22) \quad \begin{cases} f(\tau) = \frac{\beta_0^2 + a_0}{2 \beta^2} e^{-\alpha \tau} \sin \beta \tau - \\ \frac{\sqrt{(\alpha^2 - \beta^2 + a_0) + 4 \alpha^2 \beta^2}}{2 \beta^2} \cdot \tau e^{-\alpha \tau} \cos(\beta \tau + \psi) \\ \varphi(t - \tau) = e^{-\gamma(t - \tau)} \end{cases}$$

dove:

$$\alpha = \frac{1}{2 R_0 C}; \quad \beta = \sqrt{\frac{1}{L C} - \frac{1}{4 R_0^2 C^2}}$$

$$a_0 = \beta_0^2 = \frac{1}{L C}; \quad \psi = \arctg \frac{\beta}{\alpha}; \quad \gamma = \frac{2 R_0}{L_s}$$

Eseguendo i laboriosi passaggi che l'integrazione indicata nella (20) richiede, si ottiene l'antitrasformata della $I_3(p)$.

A calcoli fatti l'antitrasformata della (18) risulta:

$$(23) \quad I(t) = I_1(t) - I_2(t) - I_3(t);$$

dove:

$$(24) \quad I_1(t) = \frac{1}{L R_0 C} \left\{ \frac{1}{\beta_0^2} - \frac{e^{-\alpha t}}{\beta_0 \beta} \sin \left(\beta t + \arctg \frac{\beta}{\alpha} \right) \right\} \quad 0 \leq t \leq 3 \tau$$

$$I_2(t) = \frac{2}{L L_s C} \left\{ \frac{L L_s C}{2 R_0} + B e^{-\gamma(t - \tau)} + F e^{-\alpha(t - \tau)} \left[\cos \beta(t - \tau) + \frac{G}{F} - \alpha + \frac{1}{\beta} \sin \beta(t - \tau) \right] \right\} \quad \tau \leq t \leq 3 \tau$$

Le costanti B , F e G che compaiono nella (25) sono definite dal seguente sistema:

$$(26) \quad \begin{cases} B + F = \frac{L L_s C}{2 R_0} \\ \frac{B}{R_0 C} + F \left(\frac{2 R_0}{L_s} \right) + G = \frac{L L_s C}{2 R_0} \left(\frac{2 R_0}{L} + \frac{1}{R C} \right) \\ \frac{B}{L C} + G \left(\frac{2 R_0}{L_s} \right) = \frac{L L_s C}{2 R_0} \left(\frac{1}{L C} + \frac{2}{L_s C} \right) \end{cases}$$

L'espressione di $I_3(t)$ può essere posta nella seguente forma:

$$(27) \quad I_3(t) = \frac{2}{L C R_0} \frac{I}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2}$$

$$\cdot \{X(t - 2\tau) + Y(t - 2\tau) + Z(t - 2\tau)\} \quad 2\tau \leq t \leq 3\tau$$

dove le funzioni X , Y e Z sono definite dalle relazioni seguenti:

$$(28) \quad X = \frac{\beta_0^2}{\beta^2} e^{-\gamma(t-2\tau)} - \frac{\beta_0^2}{\beta^2}$$

$$\cdot [(\alpha - \gamma) \sin \beta(t - 2\tau) + \beta \cos \beta(t - 2\tau)] e^{-\alpha(t-2\tau)}$$

$$(29) \quad Y = \frac{-\alpha \beta_0}{2} \cos \psi \left\{ e^{-\alpha(t-2\tau)} \cdot \right.$$

$$\cdot \left. \left\{ -(t-2\tau) [(\alpha - \gamma) \cos \beta(t-2\tau) - \beta \sin \beta(t-2\tau)] + \right. \right.$$

$$+ \frac{\alpha - \gamma}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} [-(\alpha - \gamma) \cos \beta(t - 2\tau) +$$

$$+ \beta \sin \beta(t - 2\tau)] + \frac{\beta}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} \cdot$$

$$\cdot \left. \left. [(\alpha - \gamma) \sin \beta(t - 2\tau) + \beta \cos \beta(t - 2\tau)] \right\} + \right.$$

$$+ \left. \frac{(\alpha - \gamma)^2 - \beta^2}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} e^{-\gamma(t-2\tau)} \right\}$$

$$(30) \quad Z = \frac{\alpha \beta_0}{\beta^2} \sin \psi \left\{ e^{-\alpha(t-2\tau)} \left\{ -(t - 2\tau) (\alpha - \right. \right.$$

$$- \gamma) \sin \beta(t - 2\tau) - (t - 2\tau) \beta \cos \beta(t - 2\tau) +$$

$$- \frac{\alpha - \gamma}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} [(\alpha - \gamma) \sin \beta(t - 2\tau) +$$

$$+ \beta \cos \beta(t - 2\tau)] + \frac{\beta}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} \cdot$$

$$\cdot \left. \left. [-(\alpha - \gamma) \cos \beta(t - 2\tau) + \beta \sin \beta(t - 2\tau)] \right\} + \right.$$

$$+ \left. \frac{2(\alpha - \gamma)\beta}{(\alpha - \gamma)^2 + \beta^2} e^{-\gamma(t-2\tau)} \right\}$$

Con questo ultimo caso si può considerare esaurita la trattazione analitica, elementare, dei fenomeni in studio.

Osserviamo però che le relazioni analitiche trovate, ad eccezione del primo caso, sono notevolmente complicate e mal si prestano ad una interpretazione immediata.

Si è quindi ritenuto opportuno riportare in vari diagrammi l'andamento temporale della corrente nel deflettore per vari valori dei parametri che schematizzano l'impianto.

A questo scopo le relazioni (11), (14), (15), (23) sono state programmate per il calcolatore IBM 1620 in dotazione ai Laboratori Nazionali di Frascati.

b) Chiusura non simultanea dei due interruttori.

Fino ad ora abbiamo considerato soltanto il caso di chiusura simultanea dei due spinterometri (I_t e I_d di figura 11).

Quello che accade se lo spinterometro relativo alla terminazione viene chiuso t^* secondi prima o dopo l'altro si può seguire facilmente con il diagramma delle onde propagantisi nei due sensi sul cavo.

Tale diagramma è stato tracciato nell'ipotesi di cavo terminato perfettamente da un lato e di impedenza nulla del deflettore dall'altro.

Nel caso di terminazione reattiva i fronti d'onda degli impulsi non sono più squadrati ma, per i casi che ci interessano, hanno gli andamenti già visti. Fino a che il tempo di salita convenzionale (cfr. par. 1) dei fronti in questione è piccolo rispetto ad un tempo di transito nel cavo formatore, tale fatto non si ripercuote sulla forma d'onda complessiva dell'impulso. Questo per quanto riguarda il caso particolare che ci interessa. Vogliamo però notare, senza scendere in dettaglio, che, in generale, il meccanismo di formazione dell'impulso rimane invariato al variare della terminazione, anche se ciò provoca modifiche nella forma dell'impulso stesso.

Consideriamo, ad esempio, il caso in cui uno spinterometro dal lato terminazione venga chiuso t^* secondi dopo di quello dal lato deflettore. Nella fig. 12 a) è tracciato il diagramma dell'onda di corrente $I_1(l, t)$ che ha origine nel deflettore all'istante di chiusura del relativo spinterometro e si propaga verso la terminazione. Nella fig. 12 b) è riportato il diagramma dell'onda di corrente (negativa) $I_2(l, t)$ che ha origine nella terminazione all'istante di chiusura t^* e si propaga verso il deflettore, al quale giunge dopo il tempo di propagazione dei cavi, $\tau = l/v$ (dove l è la lunghezza del cavo e v la velocità di propagazione).

Nella fig. 12 c) è riportato l'andamento della corrente

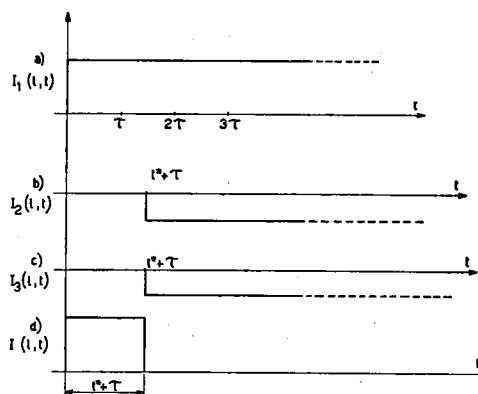


Fig. 12. — Andamento degli impulsi di corrente nel formatore ideale a due spinterometri.

$I_3(l, t)$ che è la parte di I_2 riflessa dal deflettore. Nell'ipotesi di corto circuito si ha $I_3(l, t) = I_2(l, t)$. È da notare che tali diagrammi sono stati tracciati per $x = l$ e quindi la loro somma $I(l, t)$ fig. 12 d) dà l'impulso di corrente nel corto circuito e quindi nel deflettore.

Si può inoltre vedere come variando t^* si può variare la durata dell'impulso fra τ e 2τ . Per $t^* > \tau$ appaiono riflessioni indesiderate.

Nelle figg. 13÷19 sono riportati i diagrammi delle correnti nel deflettore per diversi valori dei parametri, suggeriti dalle considerazioni svolte nei precedenti paragrafi. Si noti che all'induttanza sono stati dati i due valori $0,38 \mu\text{H}$ (figg. 13 e 14) e $0,76 \mu\text{H}$ (figg. 15 e 16) ai quali,

per la struttura di fig. 21 corrispondono lunghezze di deflettore rispettivamente di 0,9 m e di 1,8 m (cfr. par. 6 e 7). I due casi si riferiscono quindi alle due possibili so-

luzioni: un'unica sezione di deflettore o due sezioni in parallelo (cfr. par. 1).

Prendendo in esame il caso $R = 5 \Omega$ (figg. 13 e 15) si

Fig. 13. — Impulsi di corrente nel deflettore al variare dei parametri del circuito.

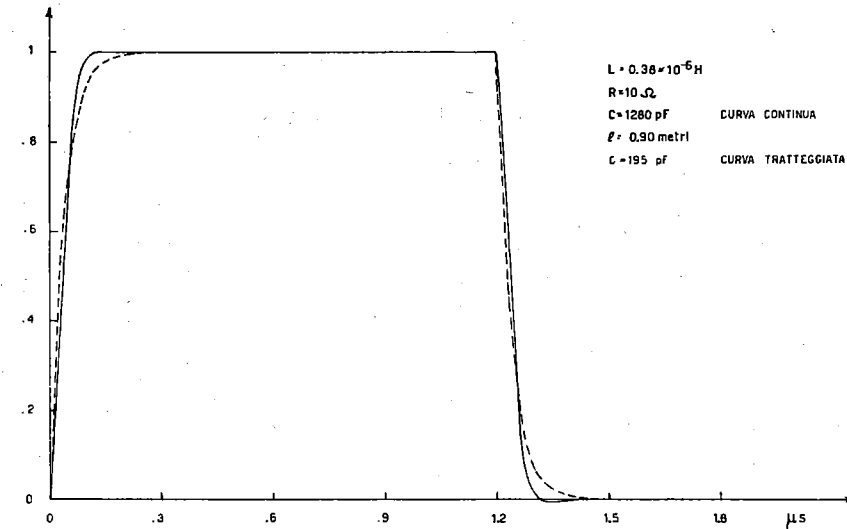
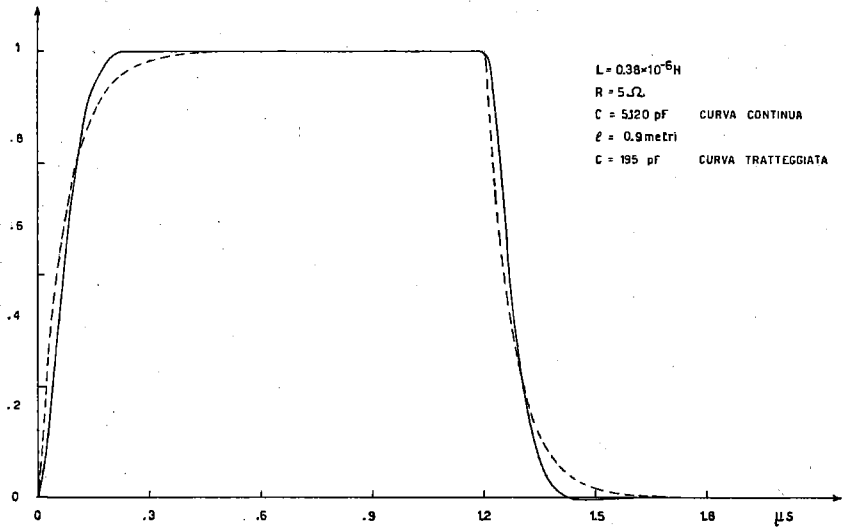
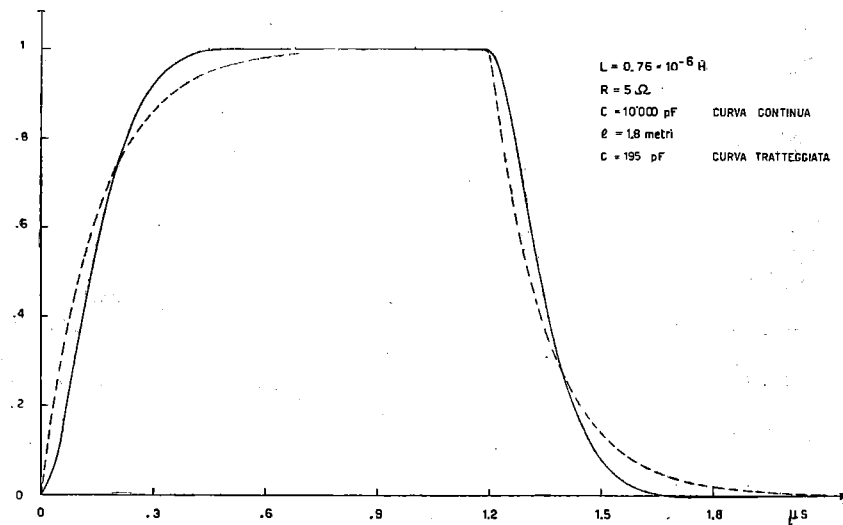


Fig. 14. — Impulsi di corrente nel deflettore al variare dei parametri del circuito.

Fig. 15. — Impulsi di corrente nel deflettore al variare dei parametri del circuito.



luzioni: un'unica sezione di deflettore o due sezioni in parallelo (cfr. par. 1).

I valori dell'impedenza caratteristica si riferiscono an-

vede come, per $L = 0,76 \mu\text{H}$ ($l = 1,8 \text{ m}$) nonostante l'aggiunta in parallelo al deflettore di una notevole capacità, il tempo di discesa dell'impulso permanga superiore a

quello che si ha, senza aggiunta di capacità, nel caso di $L = 0,38 \mu\text{H}$ (due sezioni da 0,9 m ciascuna in parallelo). Questa è la ragione che ha spinto ad adottare quest'ultima soluzione. Sono state tracciate delle curve anche per i valori $L = 0,45 \mu\text{H}$, $R = 10 \Omega$ (figg. 17, 18, 19) per confrontarle con i risultati sperimentali ottenuti dal modello di deflettore che aveva appunto tali parametri.

tempi espansa, la forma dell'impulso riflesso (non voluto) dovuto alla terminazione non perfettamente ohmica.

6. - I PROFILI DEI CONDUTTORI.

Come è già stato accennato, le proprietà ottiche della macchina determinano i limiti entro i quali vanno mantenuti gli scostamenti delle particelle iniettate e le incli-

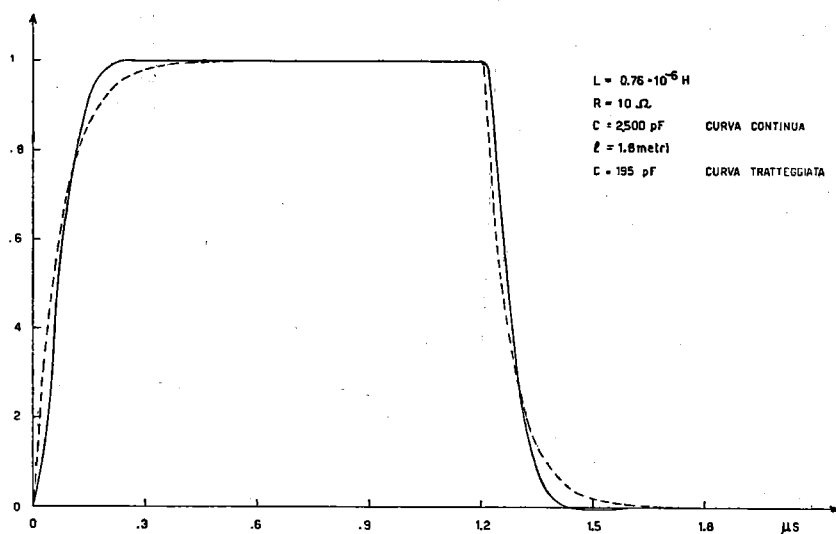


Fig. 16. — Impulsi di corrente nel deflettore al variare dei parametri del circuito.

Dalla fig. 18 relativa al caso più pessimistico di disadattamento introdotto dallo spinterometro della terminazione, si vede come l'induttanza propria dello spinterometro

nazioni delle loro traiettorie rispetto alla traiettoria imperturbata affinché non si abbia la perdita delle particelle stesse.

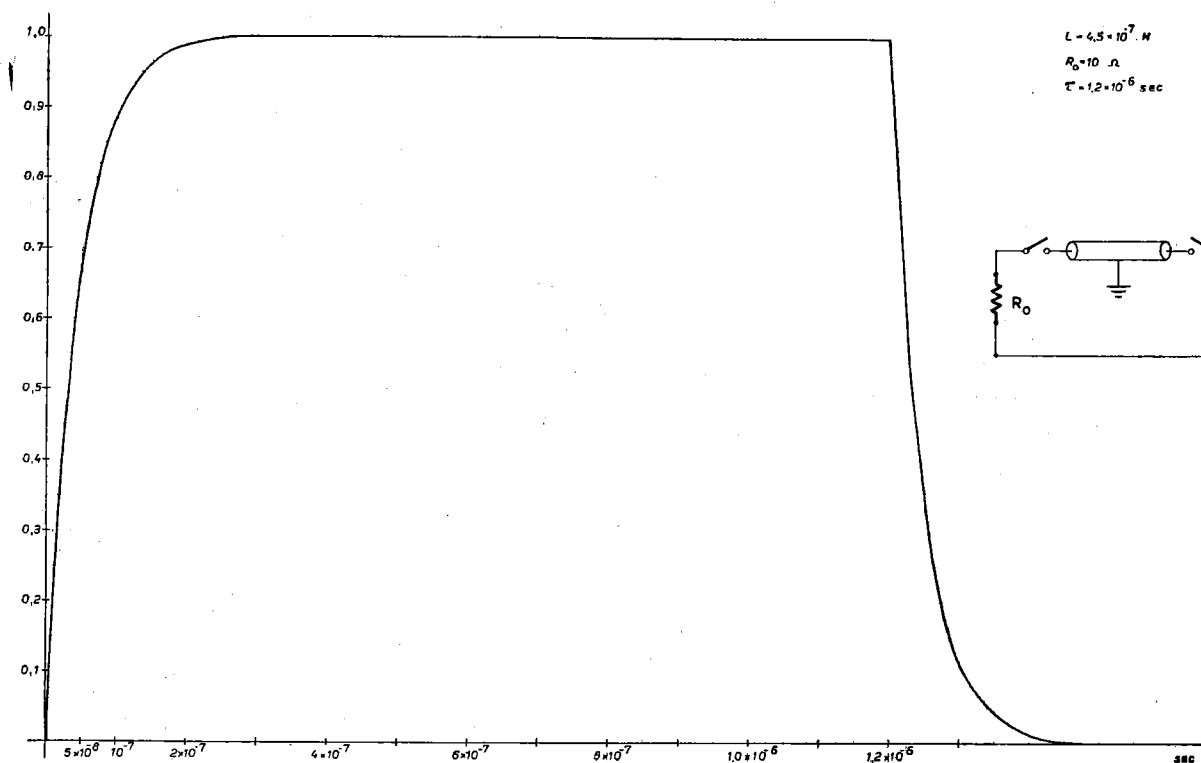


Fig. 17. — Impulso di corrente nel deflettore calcolato usando i parametri relativi al modello « α ».

metro L_s debba essere mantenuta al disotto dei 10 nH per non avere riflessioni, al tempo 2τ , superiori all'1% dell'impulso stesso. In fig. 19 è riportata, con scala dei

Le caratteristiche dei vari componenti del sistema di iniezione, tra i quali è il deflettore, devono essere tali da mantenere le particelle entro questi limiti.

Per il deflettore sono state ritenute soddisfacenti, in linea di massima, le seguenti caratteristiche:

1) estensione della zona utile di deflessione nella se-

rente che crea il campo entro $\pm 1\%$. Questo è un valore facilmente realizzabile.

In base alla seconda caratteristica l'eventuale azione

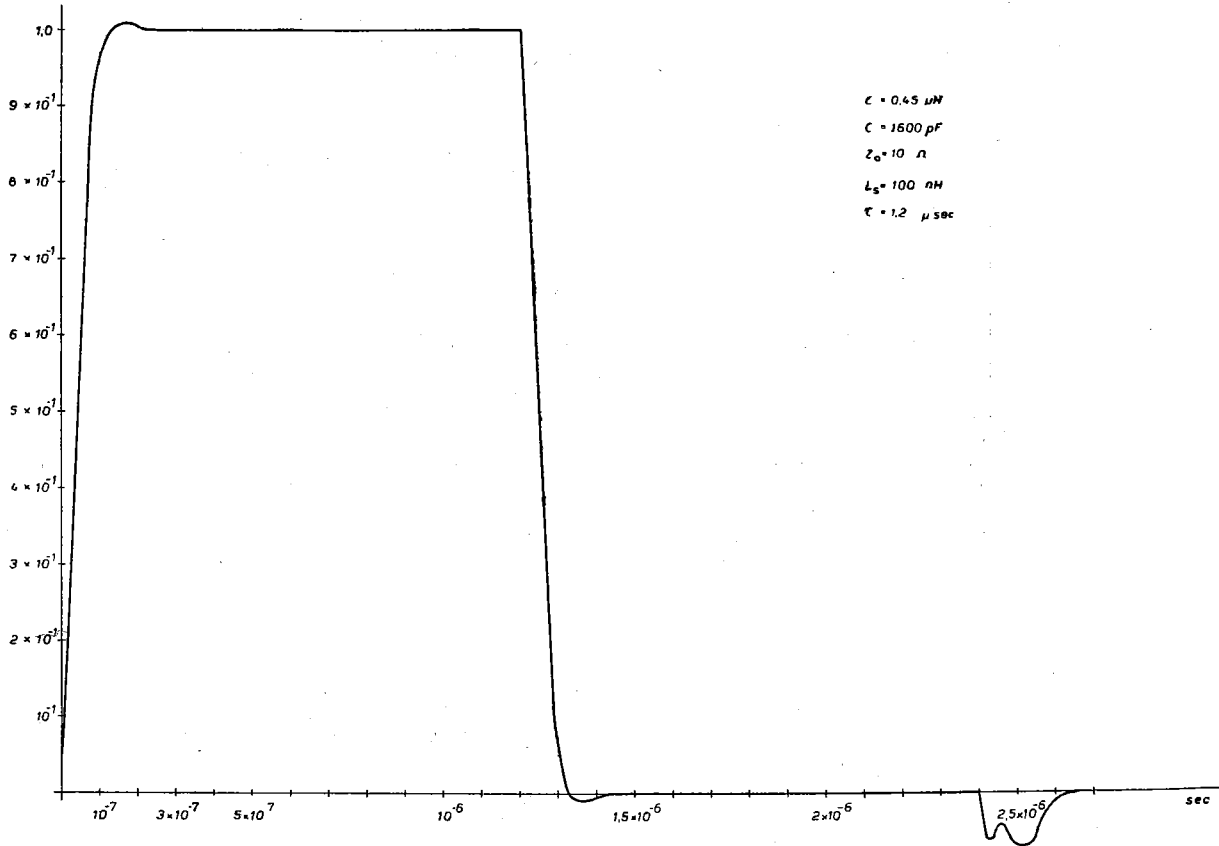


Fig. 18. — Impulso di corrente nel deflettore tenuto conto della induttanza della spark-gap dal lato carico.

zione trasversa pari a un cerchio di diametro 1 cm (cfr. par. 1);

2) massima variazione di campo entro la zona utile

$$\left| \frac{B_{0z} - B_z}{B_{0z}} \right| \leq 1\%$$

3) procedendo dal centro della zona utile verso la ciambella il campo deve ridursi a valori molto bassi nel più breve spazio possibile.

defoccheggiate in senso verticale viene mantenuta entro limiti ragionevoli. Infatti il valore massimo della componente radiale di campo, che produce l'azione defoccheggiate in senso verticale è uguale alla variazione massima della componente verticale nella zona utile, come verrà detto più avanti.

La terza caratteristica influisce sulla distanza alla quale si può porre l'asse della ciambella, rispetto all'asse di uscita dal deflettore, senza che l'azione perturbante del campo residuo distrugga il fascio circolante.

Poichè gli elettrodi del deflettore sono realizzati con

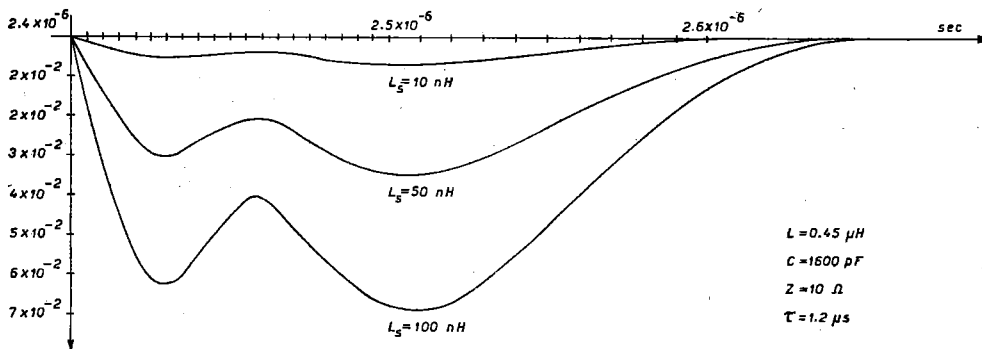


Fig. 19. — Dettaglio della fig. 18.

Come già detto, la prima caratteristica rende necessaria una stabilizzazione dell'ampiezza dell'impulso di cor-

conduttori paralleli, la configurazione fondamentale del campo tra di essi è tale da non presentare componenti

assiali tranne che alle estremità di uscita del deflettore. Si può quindi ricondurre lo studio del campo tra gli elettrodi a quello di un campo armonico piano.

Indicando con x e z le coordinate rispettivamente orizzontale e verticale nella sezione trasversa del deflettore, e

ziometro. I segnali prelevati dal cursore del potenziometro e dalla sonda vengono inviati ed un amplificatore differenziale il cui segnale di uscita viene immesso in un oscillografo che serve quale strumento di zero. La d.d.p. corrispondente ad un dato spostamento della sonda viene

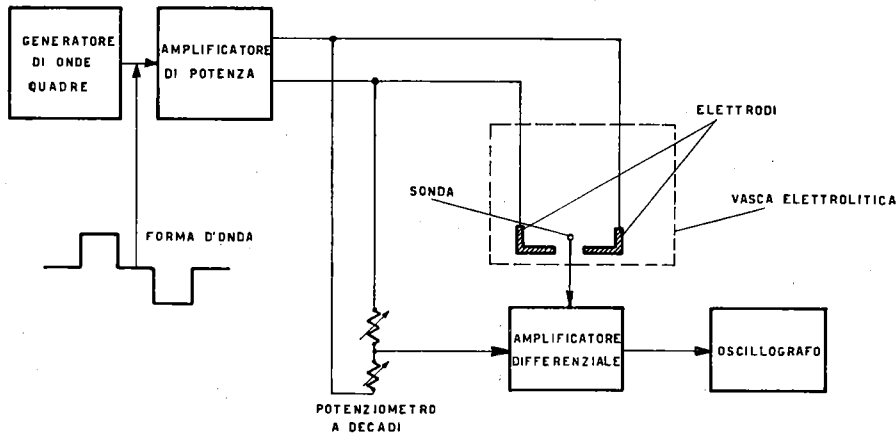


Fig. 20. — Schema a blocchi dell'apparecchiatura per le misure in vasca elettrolitica.

con B l'induzione magnetica, sussiste la seguente relazione:

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial z}$$

Inoltre sul piano di simmetria (fig. 20) si ha:

$$B_x = 0 \quad \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0$$

Da ciò consegue che la componente B_x radiale è uguale alla variazione della componente verticale nell'intorno del punto del piano di simmetria in cui viene effettuata la valutazione.

L'andamento del campo può essere rilevato con uno qualunque dei metodi impiegati nello studio dei campi armonici piani. Da noi è stata impiegata la vasca elettrolitica [12, 13] per la rapidità che essa consente e per la precisione superiore a quella di altri metodi analogici.

L'ipotesi che alle frequenze delle armoniche di maggior contributo all'impulso di corrente, le superfici dei conduttori che costituiscono gli elettrodi del deflettore siano superfici di flusso del campo magnetico non è rigorosamente verificata.

L'analisi armonica degli impulsi che tali conduttori devono trasportare mostra infatti che, alle minime frequenze necessarie per realizzare la forma di campo voluta (qualche decina di periodi/secondo) la penetrazione non è più trascurabile rispetto allo spessore dei conduttori. È quindi da attendersi che le misure fatte in vasca elettrolitica diano risultati leggermente diversi rispetto ai reali valori della zona utile.

In una analogia coniugata, nella quale la funzione di flusso di corrente corrisponde al potenziale magnetico ed il potenziale elettrico corrisponde alla funzione di flusso magnetico, le superfici degli elettrodi possono essere simulate da superfici equipotenziali. Lo schema dell'apparecchiatura impiegata per le misure è riportato in fig. 20. Tale apparecchiatura è costituita da un generatore di onde quadre con ripetizione 50 Hz che, attraverso un amplificatore di potenza alimenta gli elettrodi immersi nell'acqua della vasca ed, in parallelo ad essi, un poten-

ziometro. I segnali prelevati dal cursore del potenziometro e dalla sonda vengono inviati ed un amplificatore differenziale il cui segnale di uscita viene immesso in un oscillografo che serve quale strumento di zero. La d.d.p. corrispondente ad un dato spostamento della sonda viene

calcolata dallo spostamento del cursore necessario per azzerare il segnale sull'oscillografo. È stata adottata la forma d'onda indicata, con valor medio nullo, perchè evita fenomeni di elettrolisi e permette di ottenere un buon azzeramento del segnale riducendo l'influenza della polarizzazione dello strato superficiale degli elettrodi. Una ulteriore riduzione dei fenomeni superficiali si è ottenuta verniciando elettrodi di rame od ottone con grafite colloidale.

Il confronto tra i vari profili sperimentati è stato fatto, a parità di zona utile, usando come termine di paragone il rapporto I/B dove I è la corrente necessaria per generare il campo B .

Il termine I/B si può calcolare facilmente dalla seguente relazione:

$$I/B = \frac{I}{L} \frac{\Phi_{totale} \times \Delta}{\Phi_{utile}}$$

dove L è l'induttanza per unità di lunghezza, Φ_{totale} il flusso totale per unità di lunghezza che ci concatena con i conduttori, Φ_{utile} la porzione di tale flusso compresa

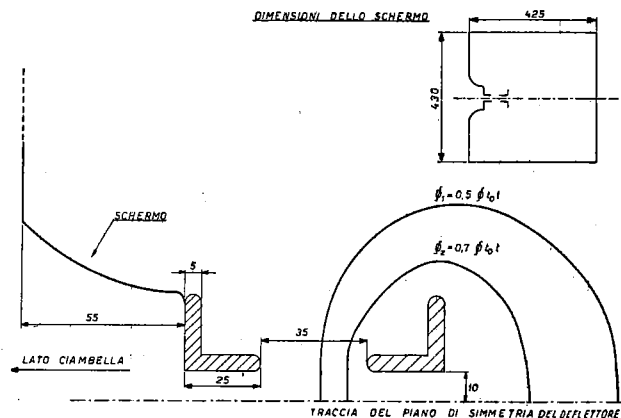


Fig. 21. — Linee di flusso rilevate nella vasca elettrolitica per i profili dei conduttori indicati.

entro la zona utile Δ . L si ricava dal rilevamento di un tubo di flusso completo ed i rimanenti fattori dall'andamento del campo nella zona utile.

Nella fig. 21 è riportata la sezione trasversa degli elettrodi che ha dato i migliori risultati. In essa sono tracciate alcune linee di flusso del campo magnetico. La forma ad L degli elettrodi rende uniforme il campo nella zona utile e più ripida la curva di campo al di fuori di essa. I lati dell'L devono però essere brevi perchè essi aumentano la riluttanza del circuito magnetico.

torno ai 70÷80 kV si è assunto il valore della impedenza caratteristica della linea formatrice stessa pari a:

$$Z_0 = 5 \Omega$$

Usando un elemento di linea lungo 1800 mm, per quanto detto, la costante di tempo propria del circuito

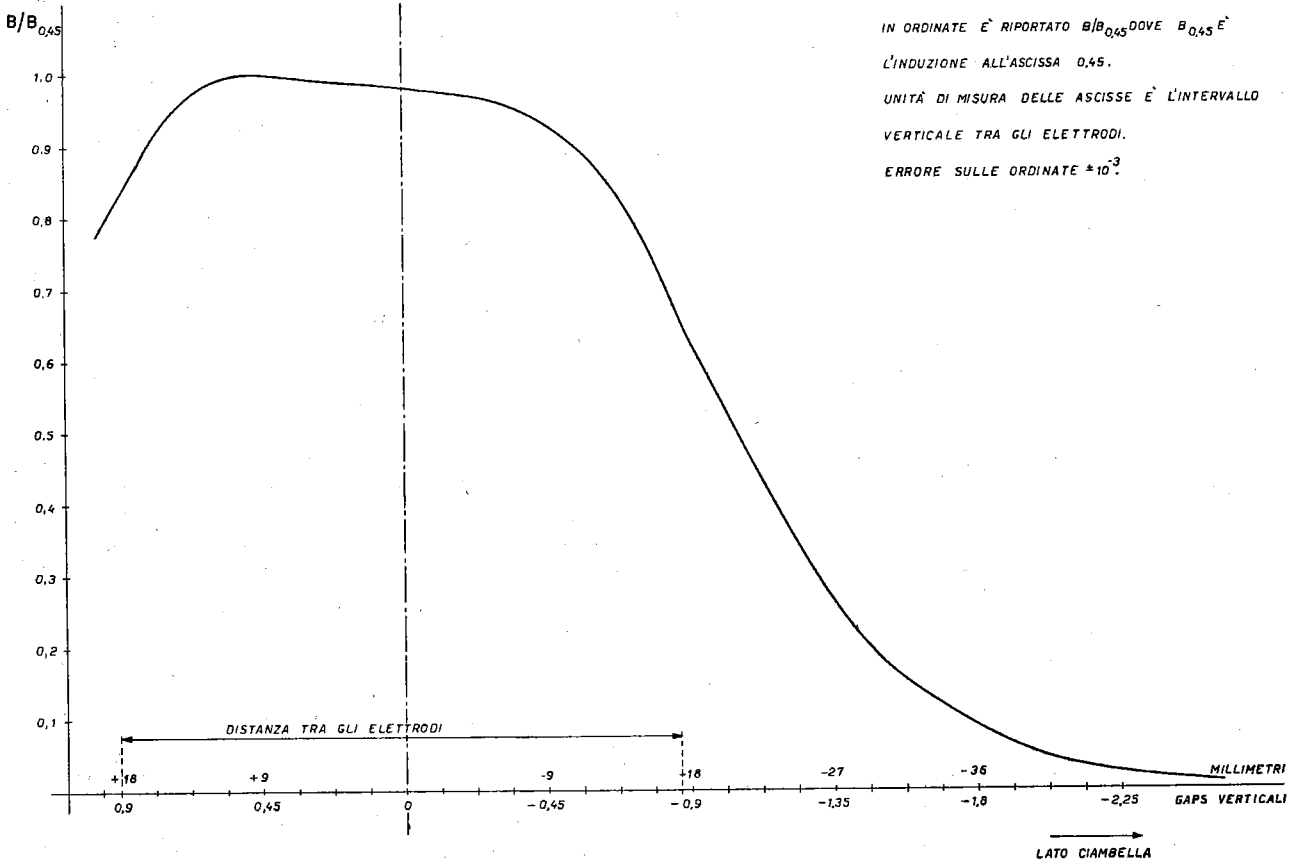


Fig. 22. — Andamento normalizzato del valore di B nel piano mediano del deflettore.

Lo schermo indicato è necessario per evitare la chiusura delle linee di flusso attorno all'elettrodo prospiciente la ciambella.

Nella fig. 22 è riportato l'andamento del campo lungo la traccia del piano di simmetria della sezione.

Dall'esame delle figure citate si rilevano una zona utile di 8 mm circa, un rapporto $I/B = 13,3$ A/gauss ed un'induttanza per metro pari a $0,38 \mu\text{H/m}$.

7. - PROGETTO DEL DEFFETTORE E MISURE SUL MODELLO.

Il dimensionamento del deflettore è stato eseguito in base alle misure effettuate in vasca elettrolitica (cfr. par. 6) e alle esperienze effettuate sui modelli.

Dalle diverse misure risulta che è cautelativo assumere una zona utile di 8 mm, un rapporto $I/B \approx 13$ A/gauss e un'induttanza pari a $L \approx 0,38 \mu\text{H/m}$. Questi sono i dati corrispondenti ai profili riportati in fig. 21.

Per ottenere il campo magnetico voluto nella zona di deflessione è allora necessaria una corrente:

$$I = 13 \times 970 \approx 13 \times 10^3 \text{ A}$$

Per limitare la tensione di carica della linea formatrice dell'impulsatore (cfr. par. 3) a un valore massimo in-

sarebbe stata pari a:

$$\tau = \frac{1,8 \times 3,8 \times 10^{-7}}{5} \approx 1,4 \times 10^{-7} \text{ s}$$

e cioè troppo grande rispetto al tempo di spegnimento richiesto. Si è allora ricorsi alla geometria riportata in fig. 23, e cioè a due archi di deflettore di lunghezza

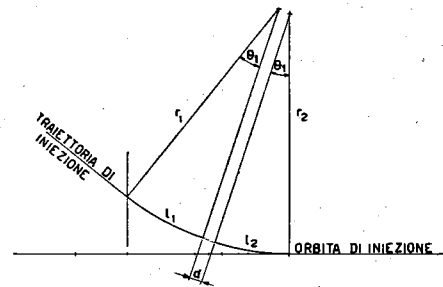


Fig. 23. — Geometria di iniezione nel sistema a due elementi deflettenti.

$l_1 = l_2 = 900$ mm indipendenti e separati da un tratto di lunghezza $d = 100$ mm. In questo modo si dimezza la

costante di tempo propria del circuito che diventa:

$$\tau \approx 7 \times 10^{-8} \text{ s}$$

il che significa che il tempo di spegnimento τ_d definito al par. 1 vale:

$$\tau_d \approx 154 \times 10^{-9} \text{ s.}$$

Le misure che riportiamo in seguito e che hanno permesso il dimensionamento del deflettore sono state effettuate su due diversi modelli che per brevità indicheremo nel seguito con modello « α » e modello « β ».

Essi rispondono alle seguenti caratteristiche: per « α » la sezione dei conduttori è indicata in fig. 24; la lun-

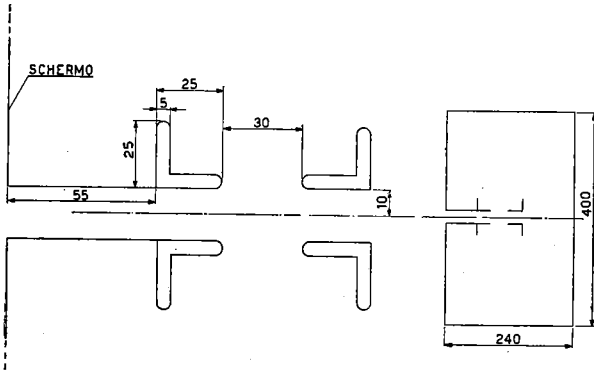


Fig. 24. — Dimensioni geometriche dei conduttori modello « α ».

ghezza effettiva della linea è $l = 1240$ mm. In fig. 25 è riportata la fotografia del modello, connesso al circuito formatore.

Per « β » la sezione dei conduttori è indicata in fig. 21;

nea ad un estremo, e misurandone l'impedenza d'ingresso si può infatti calcolare l'impedenza caratteristica e quindi, conoscendo la velocità di propagazione, si ottengono

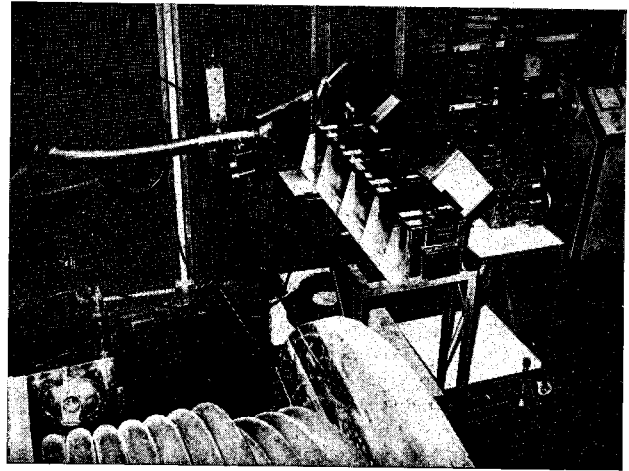


Fig. 25. — Modello « α ».

i parametri della linea stessa. Per il modello « α » si è trovato:

$$L_\alpha = 0,44 \pm 0,03 \mu\text{H}$$

e quindi:

$$L \approx 0,35 \pm 0,025 \mu\text{H/m}$$

Per il modello « β »:

$$L_\beta = 0,475 \pm 0,03 \mu\text{H}$$

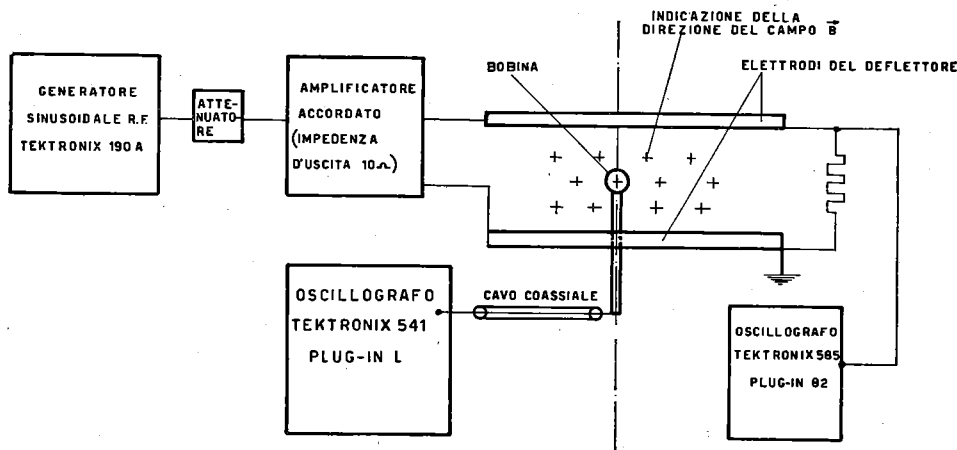


Fig. 26. — Schema a blocchi del dispositivo per la misura del rapporto I/B in regime sinusoidale.

la lunghezza della linea è sempre $l = 1240$ mm, ma la schermatura che la circonda è di dimensioni maggiori di quella del caso precedente e simile a quella del prototipo attualmente in fase di costruzione.

a) Misura dei parametri del deflettore.

Sono state effettuate diverse misure dell'induttanza del deflettore modello « α » con metodi diversi basati sia su misure dirette dell'induttanza con induttanzimetri a risonanza, sia su misure dell'impedenza d'ingresso della linea che costituisce il deflettore. Cortocircuitando la li-

e quindi:

$$L \approx 0,38 \pm 0,025 \mu\text{H/m.}$$

b) Misure di campo massimo.

Il rapporto I/B è stato misurato sia sul modello « α » sia su quello « β » in regime sinusoidale col dispositivo sperimentale riportato in fig. 26 che è stato descritto in un precedente lavoro [4].

Brevemente si può dire che se si alimenta il deflettore con una corrente sinusoidale I di ampiezza e pulsazione

nota e si misura la tensione V indotta in una bobina di area spire S , nota, si ottiene il rapporto:

$$\frac{I}{B} = \frac{\omega S I}{V}$$

riferito alla pulsazione ω .

Esprimendo B in gauss, si è trovato per il modello « α » il valore:

$$\frac{I}{B} = 13 \pm 2,5\% \text{ A/gauss}$$

e per il modello « β »:

$$\frac{I}{B} \cong 12,93 \pm 2,5\% \text{ A/gauss}$$

Per il modello « α » sono state anche effettuate delle misure in regime impulsivo, inserendo, all'uscita della

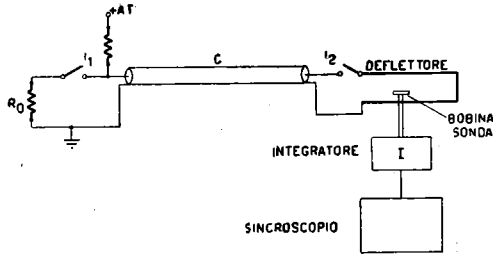


Fig. 27. — Schema di principio del circuito per la misura del rapporto I/B in regime impulsivo.

bobina di sonda, un integratore [14] opportunamente dimensionato e preventivamente tarato. Lo schema di principio del circuito è riportato in fig. 27.

Il segnale fornito dalla bobina viene integrato dall'integratore I e fotografato al sincrocoscio.

In fig. 28 è riportata la fotografia al sincrocoscio quando la tensione della linea è $V = 19,3 \text{ kV}$ ⁽³⁾.

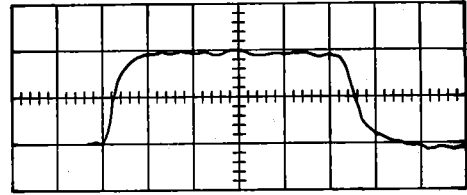


Fig. 28. — Impulso in uscita dell'integratore. 200 ns/cm; 50 mV/cm; bobina $S = 2,25 \times 10^{-4} \text{ m}^2$; integratore $\tau = 35 \mu\text{s}$.

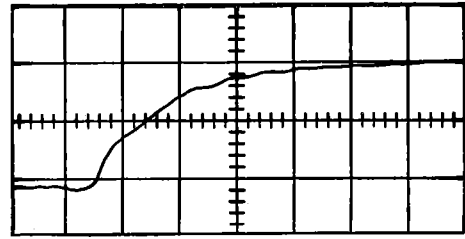


Fig. 29. — Salita espansa, dell'impulso di corrente nel deflettore. 50 mV/cm; 40 ns/cm.

In queste condizioni sperimentali e nell'ipotesi che il fronte d'onda dell'impulso sia di tipo esponenziale con costante di tempo τ_s , si dimostra che è valida, tra campo magnetico e tensione letta al sincrocoscio, per $t < \tau_i$, dove τ_i è la durata dell'impulso, la relazione:

$$V = \frac{S B}{\tau_i} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right)$$

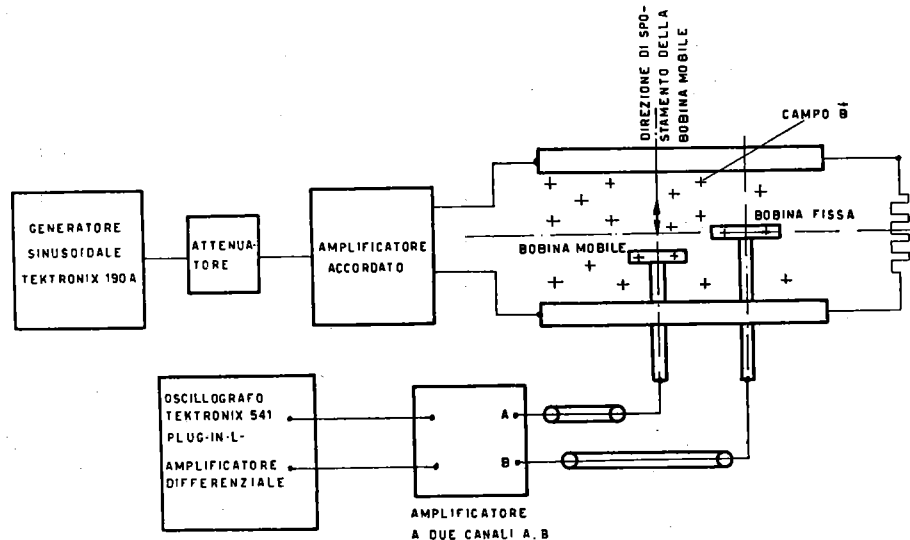


Fig. 30. — Schema a blocchi del dispositivo per la misura della zona utile in condizioni di regime sinusoidale.

Mediante il formatore di impulso costituito dal cavo coassiale C , d'impedenza caratteristica $Z_0 = 10,7 \Omega$ dagli spinterometri I_1 e I_2 , ai quali giungono opportuni impulsi di sblocco e dal carico $R_0 = 10,5 \Omega$, si alimenta il deflettore D , nel quale è posta la bobina di area spire $S = 2,25 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$.

⁽³⁾ È stato verificato che le ondulazioni sovrapposte alla parte piatta dell'impulso non giungono al sincrocoscio attraverso il canale di misura ma per altra via.

Per eliminare questo fondo dall'ambiente dove si trova l'impianto è necessaria probabilmente una doppia schermatura di tutta la linea formatrice e del sistema di misura. Questo non è stato fatto per ragioni di tempo.

purchè $\tau_s < \tau_i \ll \tau_I = 3,5 \cdot 10^{-5}$ s dove con τ_I viene indicata la costante di tempo equivalente dell'integratore.

Vogliamo notare che la bobina sonda va realizzata con l'avvertenza di ridurre l'induttanza propria al minor va-

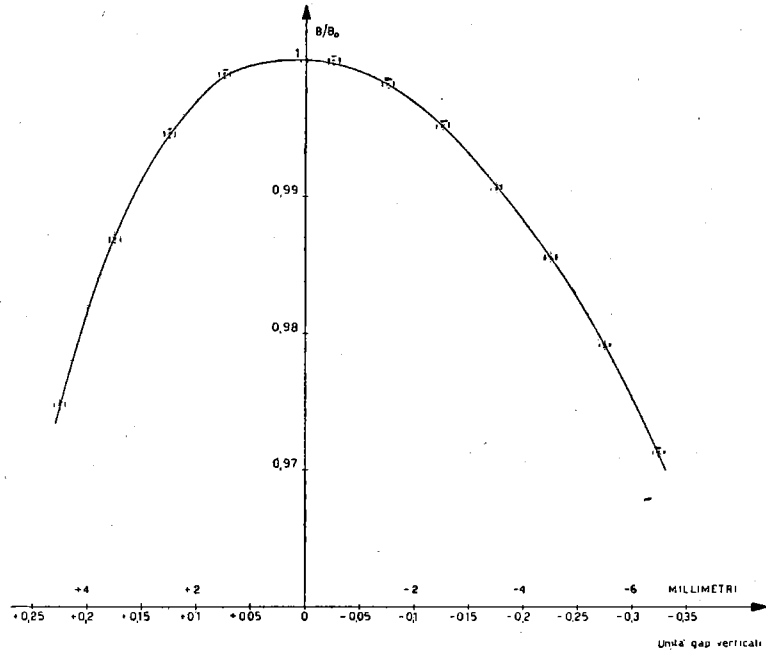


Fig. 31. — Andamento normalizzato del campo sul piano mediano del deflettore modello « α ».

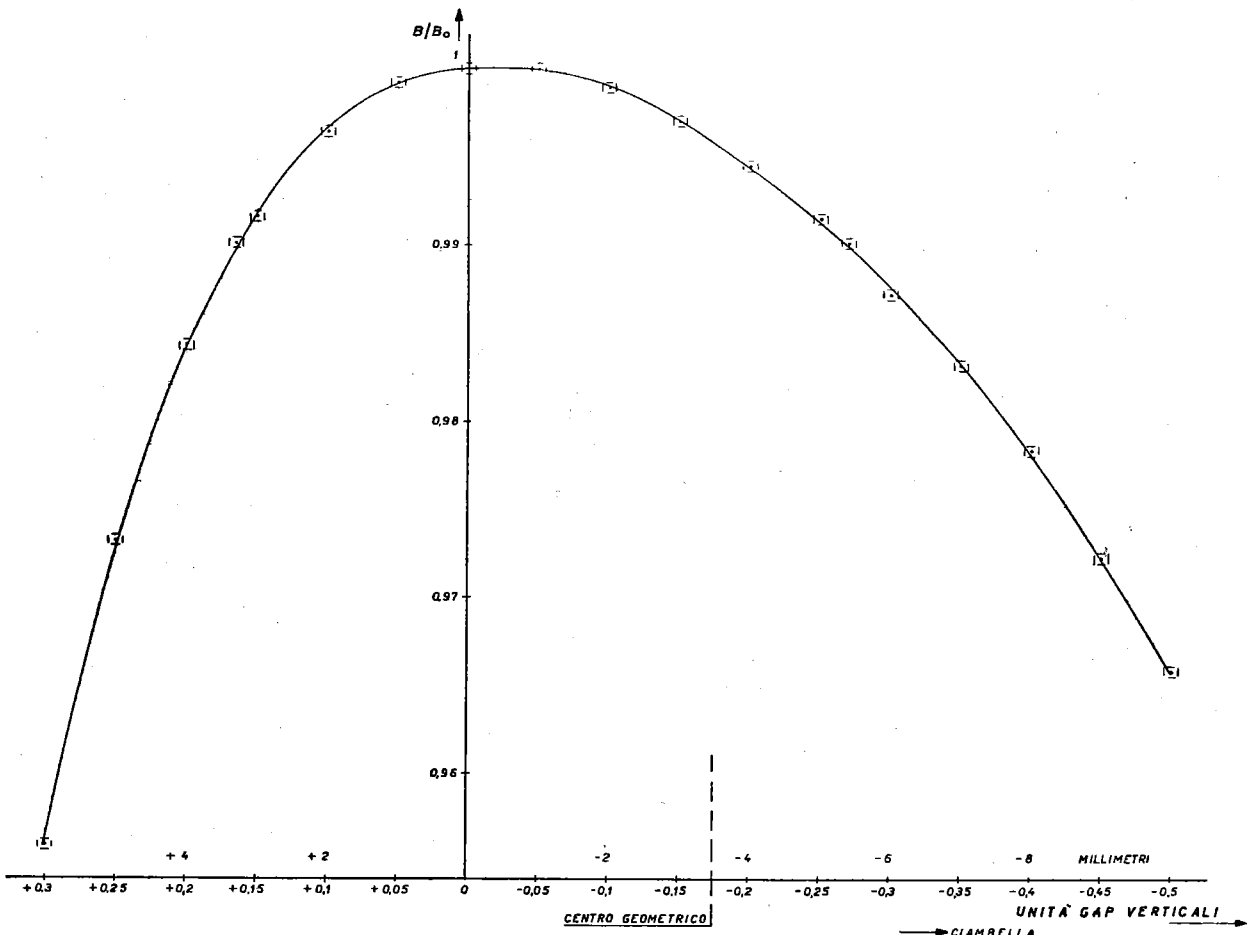


Fig. 32. — Andamento normalizzato del campo sul piano mediano del modello « β ».

Essendo per la fotografia riportata la scala dell'asse $x: 2 \cdot 10^{-7}$ s/cm e la scala dell'asse $y: 5 \cdot 10^{-2}$ V/cm si ricava:

$$\frac{I}{B} \cong 12,5 \pm 0,7 \text{ A/gauss}$$

lore possibile a parità di area spire. Dalla fotografia riportata in fig. 29, che rappresenta, in condizioni leggermente diverse di tensione di alimentazione della linea formatrice, la salita espansa (asse $x: 40$ ns/cm; asse $y: 50$

mV/cm) dell'impulso di campo magnetico nel deflettore si rileva che il tempo di salita τ_s (che è l'analogo del tempo di discesa definito al par. 1) vale $\tau_s \approx 10^{-7}$ s. Poichè si conosce l'impedenza caratteristica della linea formatrice, ciò permette un'ulteriore verifica dell'induttanza del deflettore. Infatti, tenendo conto che l'induttanza propria dello spinterometro connesso al deflettore e del relativo raccordo è $\sim 0,03 \mu\text{H}$ l'induttanza del deflettore risulta essere:

$$L = 0,45 \pm 0,04 \mu\text{H}$$

e cioè in accordo coi valori riportati precedentemente.

c) *Misure di zona utile e di andamento radiale del campo.*

Le misure di zona utile per il modello « α » sono state effettuate in regime sinusoidale col dispositivo il cui sche-

ma è riportato in fig. 30, con lo stesso dispositivo usato per « α ».

Il relativo diagramma è riportato in fig. 32 e la larghezza della zona utile è stata ritenuta sufficientemente conforme alle richieste.

L'andamento riportato nella figura citata può essere ritenuto valido oltre che per le ragioni che tra breve diremo, anche per una successiva analisi della misura che è stata effettuata [15].

Infine con lo stesso dispositivo usato per le misure di zona utile, ma usando la sola sonda mobile, è stata effettuata una serie di misure di campo disperso radialmente per il modello « β » e il relativo diagramma è riportato in fig. 33.

Sono state riportate le misure effettuate sia sul modello « α » sia sul modello « β » perchè non è stato possibile, per ragioni di tempo, effettuare le misure in regime im-

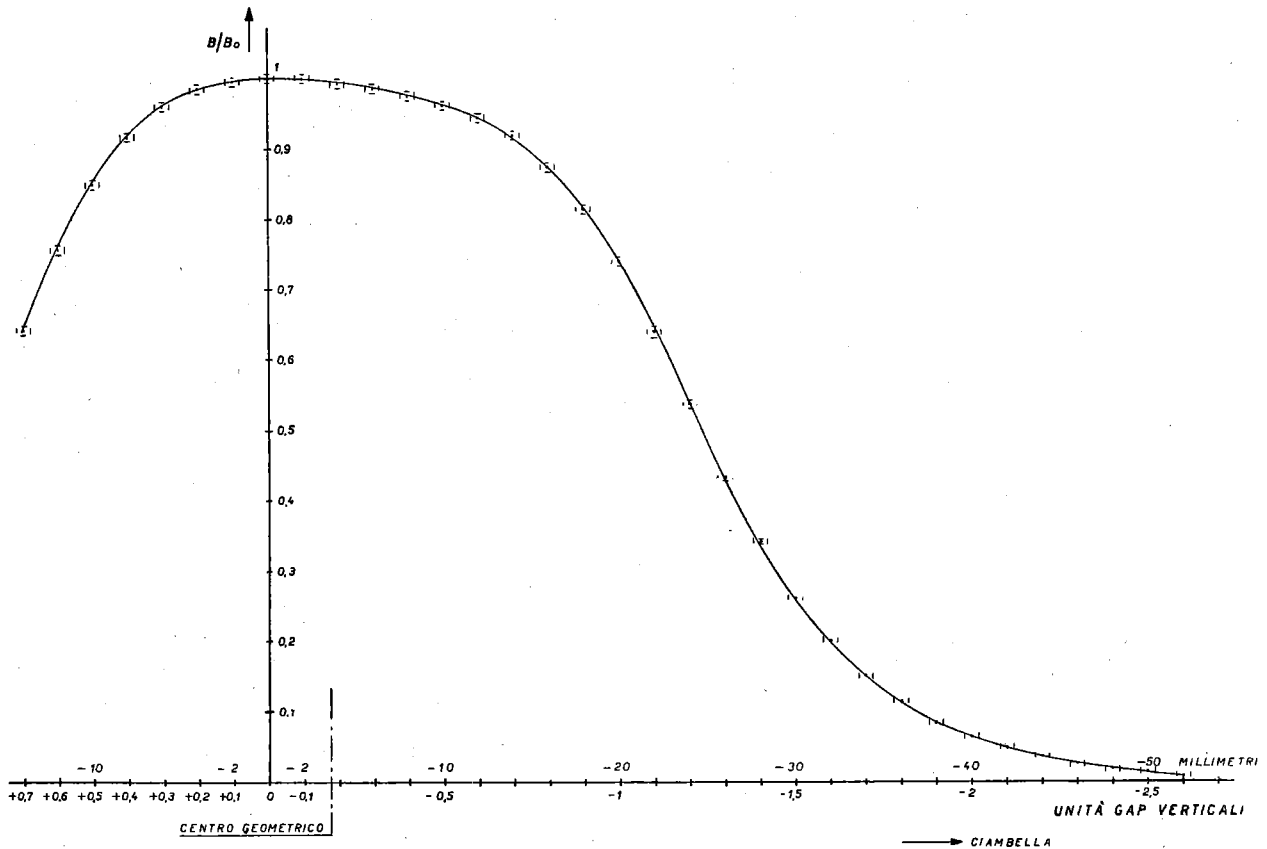


Fig. 33. — Andamento normalizzato del campo disperso nel modello « β ».

ma di principio è riportato in fig. 30, che è stato descritto in un precedente lavoro [4].

La misura si effettua rilevando la differenza tra la tensione indotta dal campo magnetico in una bobina fissa e quella indotta in una bobina che può essere spostata radialmente nel deflettore.

Il relativo diagramma è riportato in fig. 31; le ascisse misurano lo spostamento radiale della sonda mobile in unità di gaps verticali (20 mm), mentre le ordinate danno il rapporto tra il valore del campo magnetico nel punto considerato e il massimo valore raggiunto. È stata effettuata una serie di misure analoghe anche in regime impulsato usando il formatore d'impulsi di fig. 27 e integrando i segnali in uscita dalle bobine.

Si è così trovata una zona utile di $6,7 \pm 0,5$ mm.

Sul deflettore « β » sono state effettuate solo le misure

pulsivo sul modello « β » che ha permesso il dimensionamento del prototipo attualmente in costruzione.

Le misure effettuate sul modello « α » sono quindi servite per controllare la concordanza, entro gli errori di misura, tra le misure in regime sinusoidale e quelle in regime impulsivo.

8. - IL DIMENSIONAMENTO DELL'IMPIANTO COMPLETO.

In fig. 34 è riportato lo schema a blocchi di un impianto completo, che è lo sviluppo dello schema di principio riportato in fig. 10.

Un alimentatore di potenza ad alta tensione carica alla tensione V attraverso due resistenze di protezione le due linee formatrici A e B di impedenza caratteristica $Z_0 = 5 \Omega$.

Il segnale di sblocco principale arriva al ritardo varia-

bile, che ha il compito di variare gli istanti relativi di innesco degli spinterometri 1 rispetto a quello degli spinterometri 2 in modo da poter variare la durata dell'impulso da 0 a 2τ , dove τ è il tempo di propagazione proprio di ognuna delle linee formatrici. Quando il generatore di impulsi di sblocco 1 riceve l'impulso di comando, provoca l'innesco degli spinterometri 1 e nei deflettori fluisce una corrente che raggiunge il valore massimo pari a V/Z_0 con una legge del tipo $1 - e^{-t/\tau_d}$ dove $\tau_d \approx L/Z_0$ e L è l'induttanza propria del deflettore (cfr. par. 5 e 6).

Ad un altro certo istante, anticipato o ritardato rispetto all'innesco degli spinterometri 1, a seconda che la durata desiderata dell'impulso formato sia minore o maggiore di τ , si innescano con lo stesso meccanismo gli spin-

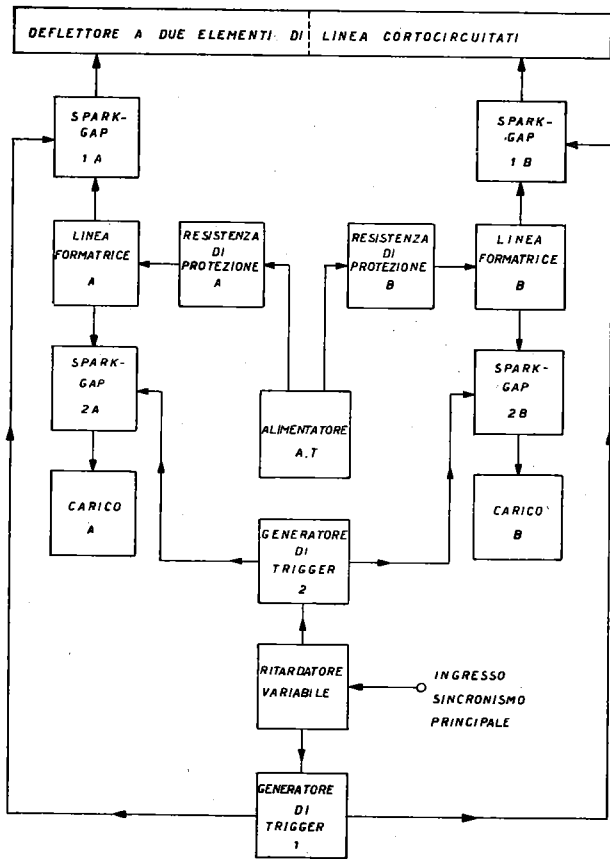


Fig. 34. — Schema a blocchi dell'impianto completo.

terometri 2. Quando i fronti d'onda così generati, che si propagano verso i deflettori li raggiungono, la corrente in questi ultimi si annulla con una legge del tipo e^{-t/τ_d} . A partire dallo stesso istante di innesco degli spinterometri 2 nei carichi fluiscono due impulsi di corrente (uno per linea formatrice) di ampiezza $V/2Z_0$ e di durata 2τ , che presentano una inversione di polarità dopo un tempo τ dall'innesco degli spinterometri 1.

Come si è visto al par. 5 le leggi di salita e discesa sono più complicate se si tiene conto delle reattanze associate a certe parti del circuito e si complicherebbero ulteriormente se si tenesse conto del fatto che la linea formatrice non è un cavo coassiale ideale e senza perdite, ma nel caso in esame questi effetti sono trascurabili.

Vedremo ora brevemente le caratteristiche alle quali devono soddisfare le varie parti dell'impianto.

a) Il carico.

Il carico deve avere una resistenza $R = Z_0 = 5 \Omega$; assumendo come tensione massima di carica della linea formatrice $V = 100 \text{ kV}$, dato che la tensione di lavoro è pari a $\sim 65 \text{ kV}$, il carico deve poter dissipare la potenza di picco:

$$W_p = 500 \text{ MW}$$

Assumendo la frequenza di ripetizione massima $f_r = 3 \text{ imp/s}$ e il tempo di propagazione della linea formatrice pari a $\tau = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ ($\tau_{i \text{ max}} = 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (cfr. par. 1) contro $2\tau = 2,6 \cdot 10^{-6} \text{ s}$) si ha che la potenza media dissipabile dev'essere pari a:

$$W_e = 3,9 \text{ kW}$$

Attualmente è in fase di realizzazione un prototipo costituito da 8 resistenze ACH 15 S.E.C.I. da 10Ω ciascuna raffreddate con circolazione forzata d'olio.

b) Gli spinterometri principali.

Le prestazioni più severe si hanno per gli spinterometri dal lato del deflettore in quanto devono portare una corrente doppia di quelle dal lato carico. Questi spinterometri devono essere dimensionati in modo da poter sopportare sia tra i loro elettrodi sia verso massa la tensione $V = 100 \text{ kV}$; devono poter portare, col ciclo di ripetizione voluto, una corrente di picco $I = 20 \text{ 000 A}$; devono poter funzionare per almeno 10^4 impulsi (~ 5 cariche complete dell'anello) senza che sia necessario effettuare aggiustamenti degli elettrodi; devono avere un'induttanza propria molto piccola e tale da essere trascurabile in confronto dell'induttanza propria del deflettore e infine il jitter si deve mantenere entro qualche nanosecondo. Attualmente è in fase di realizzazione un prototipo di spinterometro del tipo a tre elettrodi con scaricatore di sblocco interno all'elettrodo centrale.

c) Le linee formatrici.

Come abbiamo già visto ogni linea formatrice deve avere una impedenza caratteristica $Z_0 = 5 \Omega$ e un ritardo proprio pari a $\tau = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$.

Essa deve poter inoltre essere caricata alla tensione massima $V = 100 \text{ kV}$ e portare, sotto impulso, la corrente $I = 20 \text{ 000 A}$. Questa linea verrà realizzata ponendo in parallelo quattro cavi di 250 m di lunghezza ciascuno, forniti dalla « Sterling Cable Company » di Aldermaston e aventi la seguenti caratteristiche:

$$Z_0 \leq 20 \Omega ; \quad C = 258 \text{ pF/m} ; \quad \tau_e \leq 5,15 \text{ ns/m} .$$

La capacità totale da caricare per ogni linea formatrice risulta pertanto essere: $C_t = 0,258 \mu\text{F}$.

d) Le resistenze di protezione.

Queste resistenze hanno il compito di limitare la corrente di carica della linea, erogata dall'alimentatore A.T.

Tenendo conto che il minimo periodo di ripetizione degli impulsi è $T = 0,33 \text{ s}$, si è fissata la costante di tempo di carica della linea formatrice $\tau_c \approx 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ s}$, in modo che la linea si carichi al valore della tensione erogata a vuoto dall'alimentatore. Si trova $R \approx 50 \text{ k}\Omega$. La potenza che deve dissipare questa resistenza è uguale a quella dissipata dalla resistenza di carico ed è $W = 4 \text{ kW}$.

Attualmente è in fase di realizzazione una resistenza di protezione costituita da 17 resistenze da $3 \text{ k}\Omega$, a filo, su supporto ceramico, poste in serie. Questa resistenza

formare l'impulso di sblocco per queste ultime, hanno una lunghezza di ~ 150 m l'uno, impedenza caratteristica 75Ω e capacità totale $\sim 20\,000$ pF. La tensione massima alla quale possono essere caricati è di 50 kV. Pertanto la resistenza R_2 che, per ottenere una costante di tempo di carica pari a $\sim 1,3 \cdot 10^{-2}$ s deve avere il valore di 650 k Ω , deve poter dissipare 75 W. L'alimentatore che fornisce l'alta tensione AT_2 deve alimentare le SG_2 di due generatori di sblocco e pertanto deve erogare una tensione massima di 50 kV con una potenza di ~ 500 W. La corrente di picco massima è di $\sim 0,160$ A. Sia di SG_1 che di SG_2 sono stati costruiti e provati i prototipi. In particolare la resistenza R_2 è montata direttamente su SG_2 ed è raffreddata in bagno d'olio.

g) *Il ritardatore variabile.*

Questo circuito è attualmente in fase di studio dato che può essere realizzato con logiche diverse.

Il suo compito è quello di fornire, quando giunge l'impulso di sblocco esterno al suo ingresso, un impulso rispettivamente all'uscita verso il generatore di sblocco 2 e all'uscita verso il generatore di sblocco 1 con un ritardo variabile da 0 a $1,2 \cdot 10^{-6}$ s. A seconda dell'uscita che viene ritardata rispetto all'impulso di sblocco d'ingresso si ottiene sul deflettore un impulso la cui durata è compresa tra 0 e $1,2 \cdot 10^{-6}$ s (ritardo all'uscita 1) e tra $1,2 \cdot 10^{-6}$ e $2,4 \cdot 10^{-6}$ s (ritardo all'uscita 2). I segnali d'uscita devono essere di tipo rettangolare, di ampiezza compresa tra 10 e 15 V su 125Ω , durata $10 \div 12$ ns e tempo di salita di $1 \div 3$ ns. Infine il tremolio dell'intervallo di tempo compreso tra impulso di sblocco in ingresso e segnali d'uscita dev'essere mantenuto quanto più piccolo possibile ed è opportuno che non superi i 10^{-8} s.

Gli autori desiderano sottolineare il contributo del dr. G. Verri, del Servizio Calcoli Numerici, che ha curato la programmazione di tutte le espressioni tabulate, e del sig. M. Fascetti che ha efficacemente collaborato alla realizzazione dei modelli e alle relative misure.

Manoscritto pervenuto il 5 aprile 1965.

BIBLIOGRAFIA

- [1] F. AMMAN et al.: *Elementi di progetto di un anello di accumulazione per elettroni e positroni da 750 MeV.* - LNF-63/34 (1963).
- [2] F. AMMAN et al.: *Stato di avanzamento dei progetti di anelli di accumulazione per elettroni e positroni di alta energia.* - «Nuovo Cimento», Suppl. 1, 179 (1963).
- [3] F. AMMAN et al.: *Status report on the 1.5 GeV e^+e^- storage ring.* Adone. - LNF-63/32 (1963).
- [4] A. MASSAROTTI, M. PUGLISI e F. TAZZIOLI: *Studio del deflettore di Adone.* - LNF-63/72 (1963).
- [5] A. MASSAROTTI e M. PUGLISI: *Deflettori impulsati.* - LNF/Int. AD-62/3 (1962).
- [6] A. MASSAROTTI e M. PUGLISI: *Proposte di modifica della struttura del deflettore di Adone.* - LNF/Int. AD-64/1 (1964).
- [7] B. KUIPER and G. PLASS: *On the fast extraction of particles from a 25 GeV proton synchrotron.* - CERN report 59/30 (1959).
- [8] V. I. AUSLENDER, O. G. IL'IN and A. M. SHENDEROVIC: *Formazione di impulsi di corrente di durata regolabile.* - «Pri-bory i Technika Eksperimenta», 3, 81 (1962).
- [9] J. H. ADLAM and I. S. HOLMES: *Production of millimicrosecond current pulses using a pressurized spark-gap.* - «J. Sci. Instr.», 37, 385 (1960).
- [10] S. GOLDMAN: *Transformation calculus on electrical transients.* - (Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1958).
- [11] M. F. GARDNER and J. L. BARNES: *Transients in linear systems.* - (Wiley, New York, 1952).
- [12] I. DADDA: *La vasca elettrolitica del centro di studio dei modelli elettrici.* - «L'Energia Elettrica», 28, (1951).
- [13] I. DADDA: *Sulla precisione conseguibile nei rilievi alla vasca elettrolitica.* - «Rendiconti dell'AEI», Bologna (1950).
- [14] M. CORNACCHIA: *Studio di un deflettore per l'iniezione in grandi anelli di accumulazione.* - Tesi di laurea non pubblicata.
- [15] A. MASSAROTTI: *Analisi delle misure di zona utile del deflettore di Adone.* - LNF/Int. AD-64/4 (1964).
- [16] M. FASCETTI e A. MASSAROTTI: *Un circuito di trigger per spark-gap.* - LNF 64/39 (1964).
- [17] R. EVANGELISTI: *Nuovi orizzonti nel campo delle macchine acceleratrici: Gli anelli di accumulazione.* - «L'Elettrotecnica», L2, pag. 75, 1963.
- [18] R. EVANGELISTI: *Studio della struttura magnetica della cella elementare in un anello di accumulazione a focheggiamento forte.* - «L'Elettrotecnica», L3, pag. 125, 1963.