

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-62/123 (1962)

F. Amman, G. Bologna, G. Diambri, G. Ghigo, G. Sanna:  
L'ELETTROSINCROTRONE: MISURE MAGNETICHE PER LA DEFINI-  
ZIONE FINALE DEL PROGETTO.

Estratto dal: Nuovo Cimento, Suppl. 24, 147 (1962)

## CAPITOLO V

### Misure magnetiche per la definizione finale del progetto.

F. AMMAN, G. BOLOGNA, G. DIAMBRINI, G. GHIGO e G. SANNA

#### 1. - Introduzione.

Le misure magnetiche eseguite sul modello scala 1:1 del magnete (il « metro campione », v. Parte I, Cap. II, Sez. 3) e quelle alle testate del sincrotrone hanno permesso di rivelare notevoli alterazioni del campo magnetico, la cui eliminazione ha costituito la condizione necessaria al buon funzionamento dell'elettrosincrotrone (e.s.).

In questo capitolo daremo un breve resoconto di queste misure, dei problemi da queste sollevati, e delle soluzioni adottate. Nella Sez. 3 verranno presentate e discusse anche le misure relative al funzionamento delle correnti di correzione eseguite sul metro campione.

#### 2. - Misure su modelli.

In Fig. III.v.1 è visibile un primo modello chiamato « Bob » (\*), di caratteristiche del tutto simili al magnete dell'e.s. della Università Cornell, Ithaca (USA), però privo di curvatura e con poli intercambiabili di apertura differente.

La scala del modello è risultata di 1:2.3 rispetto all'e.s. Il magnete poteva essere alimentato sia in corrente continua (c.c.) fino a 10 kG sia in corrente alternata (c.a.) a 50 Hz fino a 10 kG di picco, con possibilità anche di un'alimentazione polarizzata.

L'utilità di questo modello si è rivelata soprattutto nello studio delle varie tecnologie di lavorazione e nella messa a punto dei vari strumenti descritti nel Cap. IV di questa Parte III. Si cominciarono anche a studiare gli effetti della forma dei tips polari e delle correnti di correzione sull'indice di campo.

Il passo successivo è stato la costruzione di un modello in scala 1:1, che

---

(\*) Il nome è dedicato a R. WILSON.

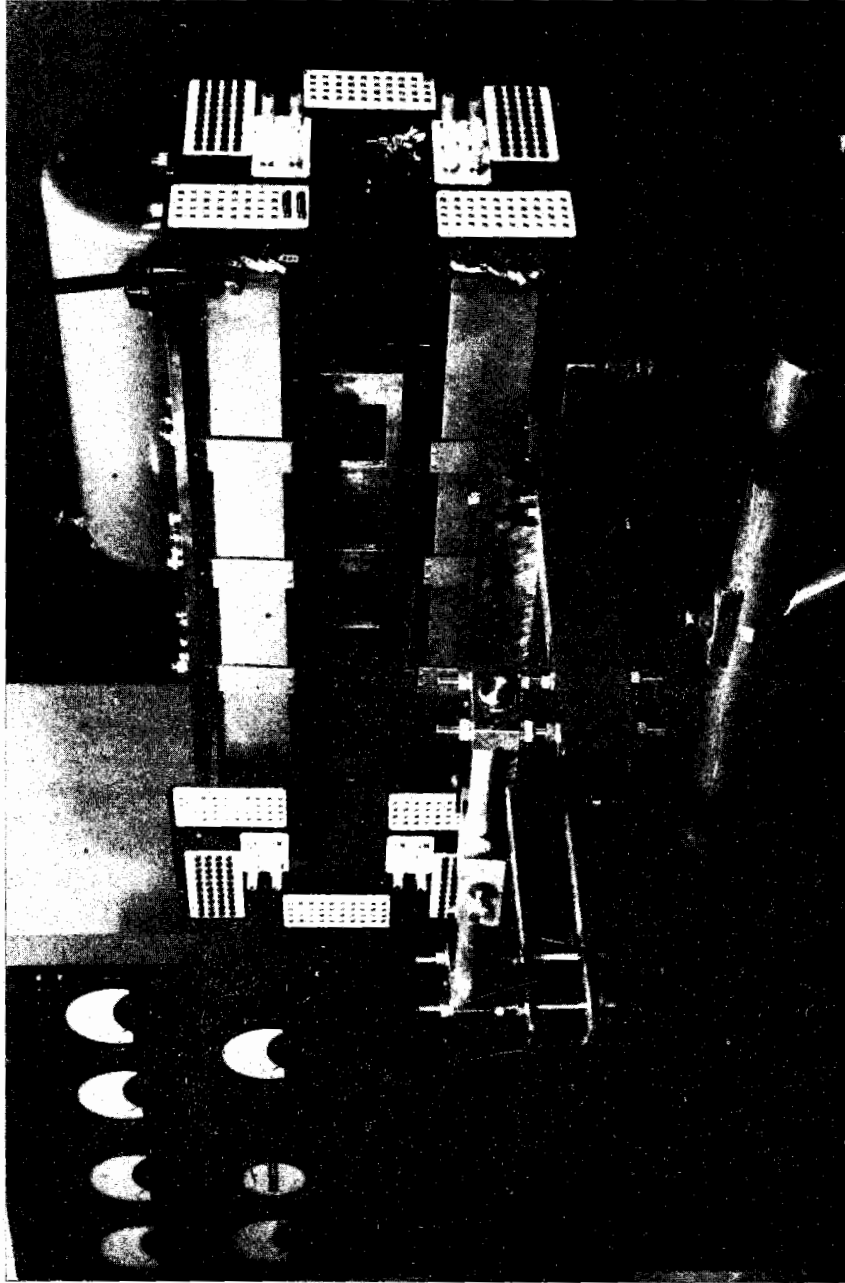


Fig. III.v.1. - Modello « Bob ».

avesse in tutto e per tutto le caratteristiche finali presupposte per l'elettrosincrotrone. Questa volta al magnete è stato dato il dovuto raggio di curvatura  $R = 360$  cm e la sua lunghezza è stata fissata ad 1 m lungo la linea mediana dell'intraferro. Il modello è visibile in Fig. III.v.2. Il metro campione è risultato differire dal progetto finale dell'elettrosincrotrone, a parte minori particolari, solo per quanto riguarda la bobina di eccitazione. Questa era nel metro costituita da 12 barre piene anzichè trasposte (v. Cap. I, Sez. 2 della Parte III). Della ragione di questa variazione del progetto diremmo tra poco.

L'alimentazione era polarizzata, con caratteristiche simili a quelle del progetto definitivo (v. Cap. VII di questa Parte III). La sua stabilizzazione è già stata descritta in altra parte [1]. Essa è basata sugli stessi principi della stabilizzazione finale.

Delle numerose misure magnetiche effettuate su questo modello per rilevare le caratteristiche del campo citiamo solo quelle che hanno fornito le informazioni essenziali per la modifica del progetto della bobina di eccitazione.

Misure radiali di  $n$  eseguite a 23 G in eccitazione normale con il dispositivo a peaking-strips (v. Cap. IV, Sez. 4 di questa Parte III) hanno mostrato (Fig. III.v.3) che il valore dell'indice di campo non era quello aspettato in base alla relazione

$$(III.v.1) \quad n = n_r \frac{B_r}{B_{tot}} + n_g \frac{B_d}{B_{tot}},$$

dove:  $n_r = n$  dovuto al solo campo residuo  $B_r$ ;

$n_g = n$  « geometrico » misurato in c.c. a 1000 G;

$B_{tot}$  = campo a cui avviene la misura;

$B_d = B_{tot} - B_r$ ;

in particolare il valore di  $n$  si annullava verso l'interno 3 cm prima della posizione in cui si annullava il valore di  $n$  dato dalla (III.v.1), portando così una perdita di zona utile dell'intraferro non eliminabile mediante correzioni.

Questa differenza tra il valore di  $n$  calcolato con la (III.v.1) e il valore di  $n$  misurato in campo dinamico sussisteva anche variando il  $B$  all'iniezione, cioè variando il  $B_{neg}$  (con lo stesso  $B_{pos}$ ), mentre scompariva completamente con alimentazione del modello in c.a. simmetrica. Una interpretazione (\*) di questi fatti può essere trovata ammettendo che le correnti indotte nelle barre di rame dell'avvolgimento fossero in anticipo di fase rispetto al potenziale indotto  $V_i = -d\varphi/dt$ , di un angolo non lontano da  $90^\circ$  a causa della notevole reattanza induttiva.

(\*) Questi risultati ci furono per qualche tempo oscuri, e l'interpretazione corretta è dovuta a G. SACERDOTI.

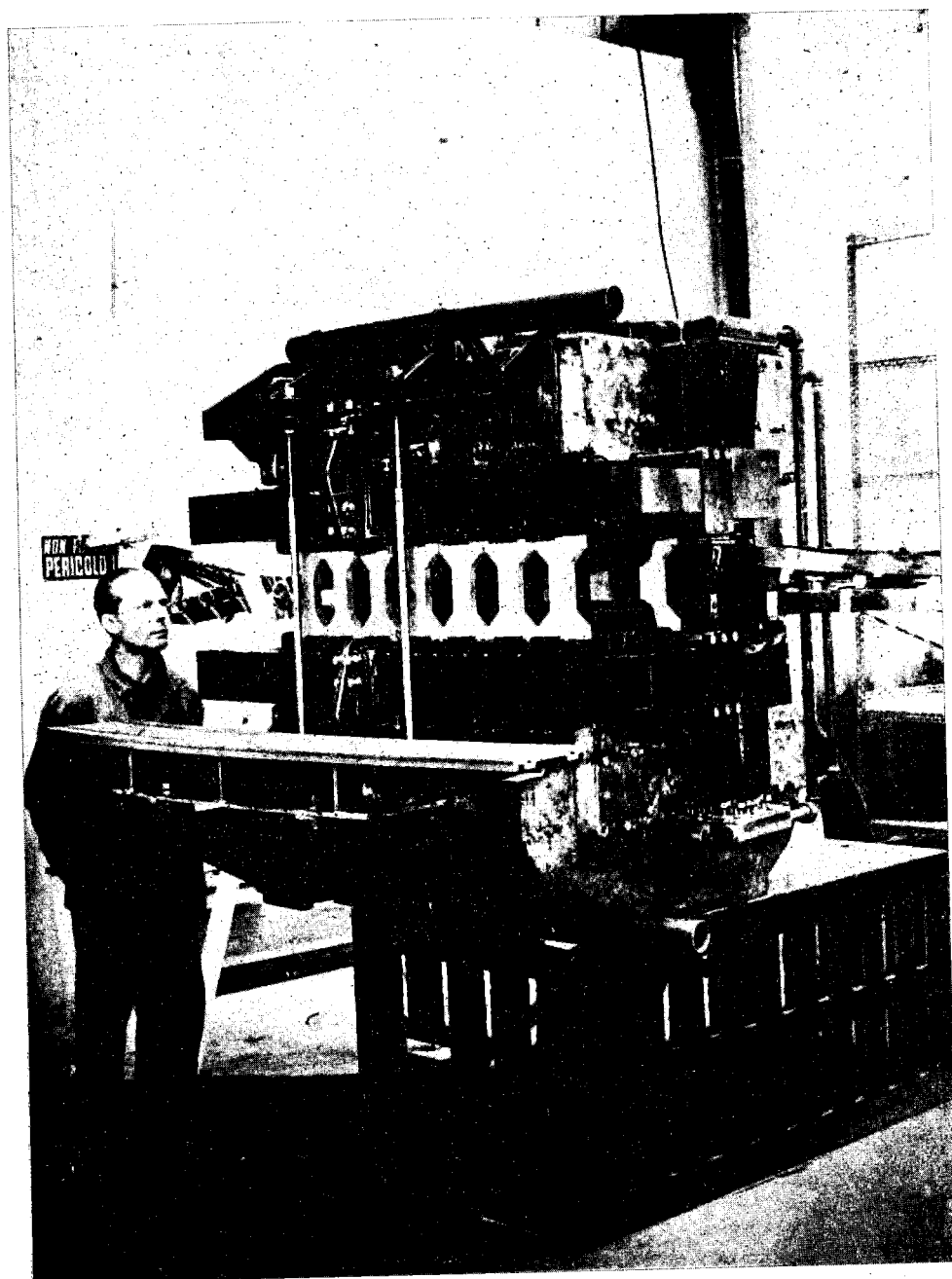


Fig. III.v.2. - Modello scala 1:1 (metro campione).

Misure di sfasamenti eseguite ponendo barre di rame nell'interno dell'intraferro hanno effettivamente confermato che le correnti parassite (e quindi i campi magnetici relativi) prodotte dalla componente radiale del campo magnetico principale su ogni barra di rame della bobina (di sezione  $(120 \times 20) \text{ mm}^2$ ) erano in ritardo di un angolo di  $\approx 80^\circ$  rispetto al potenziale indotto.

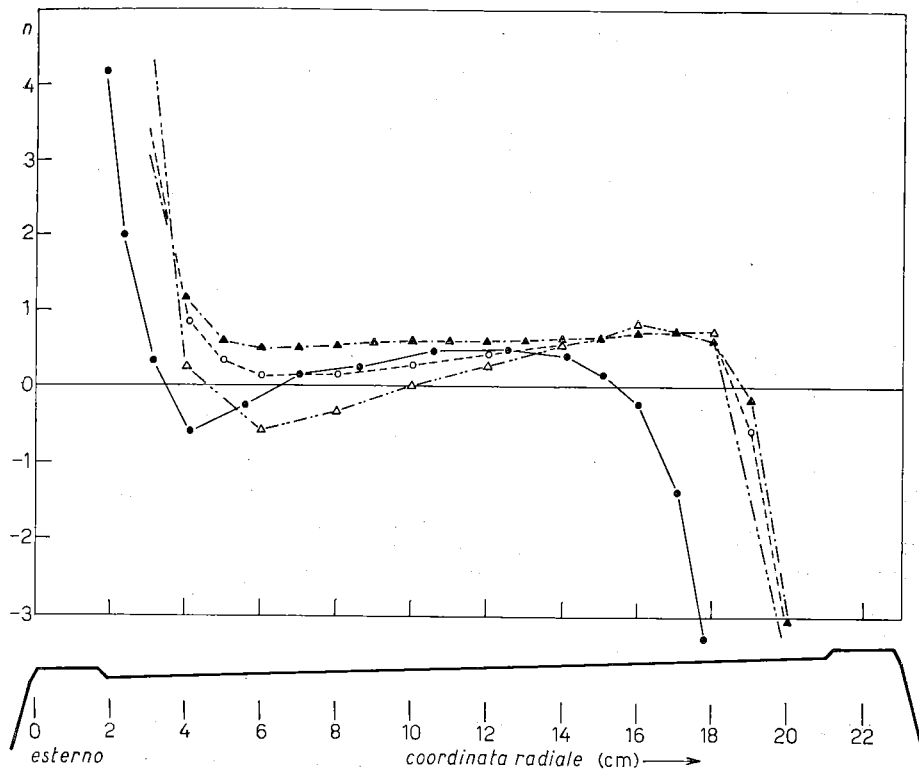


Fig. III.v.3. - Andamento radiale di  $n$  sul p.g.m. in varie condizioni, in funzione della distanza dallo spigolo del tip esterno.  $n$  è definito da

$$n = - \frac{\Delta B_z}{B_0} \frac{R}{\Delta r}.$$

● — Misura in eccitazione normale per  $B_0=23 \text{ G}$ ;  $B_{\text{pos}}=9350 \text{ G}$ ;  $B_{\text{neg}}=130 \text{ G}$ ;  $\dot{B}_0=0.14 \text{ G}/\mu\text{s}$ . Errore:  $\delta n = \pm 0.05$ . Sensibilità in  $n$ : 0.02. La misura è stata fatta con la bobina di eccitazione formata da 12 spire di rame pieno. ○ --- Misura in campo costante  $B_0=900 \text{ G}$ . Errore  $\delta n = \pm 0.006$ . Sensibilità in  $n$ : 0.003. ▲ - - - - Misura di  $n$  del campo residuo  $B_0=7.6 \text{ G}$  ottenuto per salita del campo a 9350 G, ritorno a zero e discesa a 130 G in senso opposto (in modo da ottenere lo stesso campo residuo presente nella misura in eccitazione normale). Errore:  $\delta n = \pm 0.02$ . Sensibilità in  $n$ : 0.02. △ - - - - Valore di  $n$  dedotto mediante la (III.v.1).  $n$  è il valore di  $n$  del campo residuo (misure ▲); per  $n_g$  si è preso il valore di  $n$  in campo costante (misure ○).

Ne segue che quando il modello è eccitato normalmente (per es.  $B_{\text{pos}}=9260$  G,  $B_{\text{neg}}=148$  G) in vicinanza del passaggio del campo per il valore zero, il campo parassita è massimo, mentre è minimo quando il modello è eccitato con c.a. simmetrica.

Queste misure indicavano dunque che la perturbazione di campo all'iniezione era dovuta alle correnti parassite nei conduttori della bobina in rame massiccio.

Prima di modificare sostanzialmente il progetto della bobina era necessario avere la certezza di avere interpretato correttamente il fenomeno. Pertanto si è provveduto a realizzare in brevissimo tempo un avvolgimento in cavo elettrico di treccia di alluminio di piccola sezione (circa  $1000 \text{ mm}^2$ ).

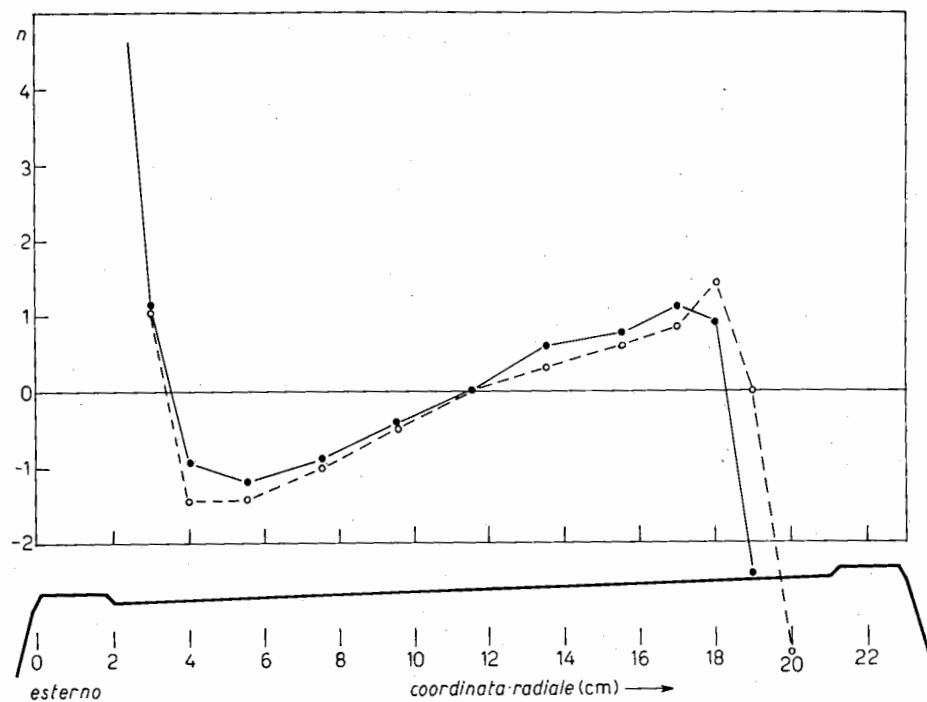


Fig. III.v.4. - Andamento radiale di  $n$  sul p.g.m. in funzione della distanza dal tip esterno.  $n$  è definito come in Fig. III.v.3. Misure effettuate con la bobina di 8 spire di cavo intrecciato. ● — Misura in eccitazione normale per  $B_0=4.6$  G;  $B_{\text{pos}}=1900$  G;  $B_{\text{neg}}=26$  G;  $\dot{B}_0=0.03$  G/ $\mu$ s. Errore:  $\delta n=0.05$ . Sensibilità in  $n$ : 0.02. ○ --- Valore di  $n$  del campo residuo  $B_0=4.6$  G ottenuto per salita del campo a 2000 G e ritorno a zero. Errore:  $\delta n=0.02$ . Sensibilità in  $n$ : 0.02.

In Fig. III.v.4 la curva a tratto continuo rappresenta una misura di  $n$  in eccitazione normale effettuata a 4.6 G. La ragione della scelta di questo campo è che la bobina di cavo di alluminio non permetteva di ottenere un

campo  $B_{\text{pos}}$  erogabile con continuità maggiore di 1900 G. Siccome le correnti parassite sono proporzionali alla componente alternata di  $B$ , e questa ora è  $\sim \frac{1}{5}$  di quella che si ha in eccitazione normale, si è fatta la misura a  $B = 23/5 = 4.6$  G.

Nella stessa figura la curva tratteggiata rappresenta il valore di  $n$  in campo residuo di 4.6 G; questo è stato ottenuto per salita ripetuta del campo a 2000 G, cioè un valore molto vicino al campo massimo relativo alla curva a tratto continuo. Dal confronto delle due curve si deduce che con questa bobina

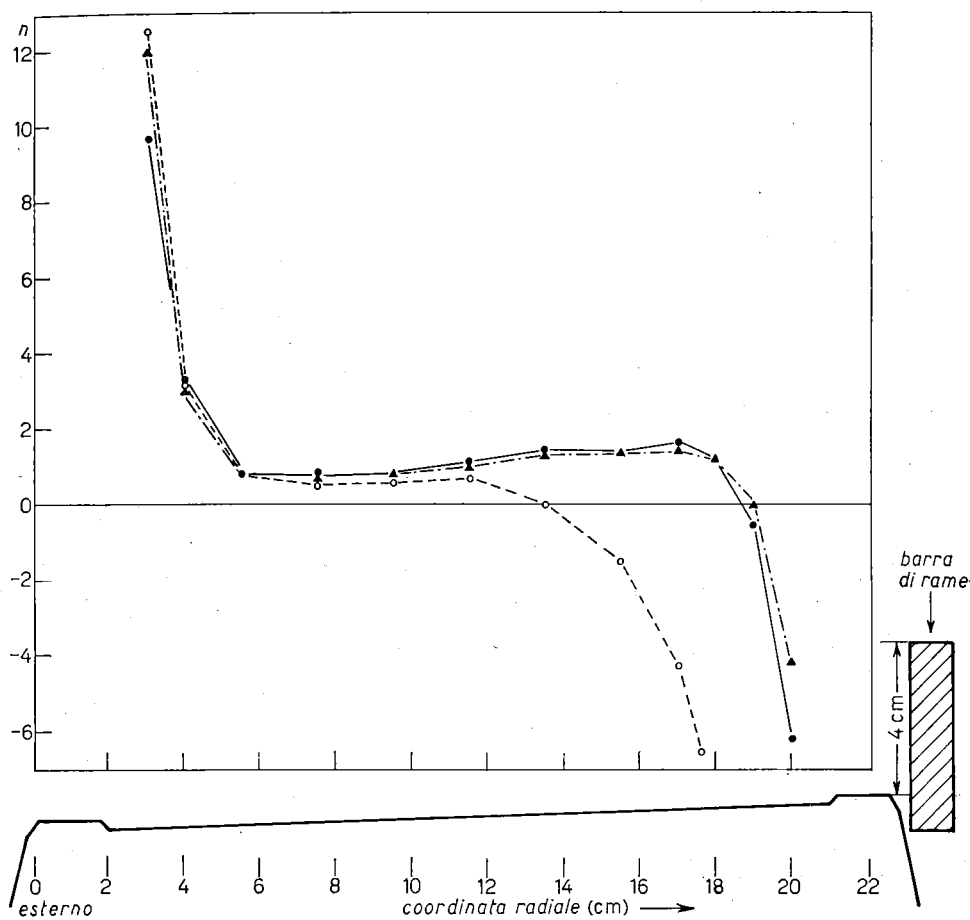


Fig. III.v.5. - Andamento radiale di  $n$  sul p.g.m. per  $B_0=23$  G in funzione della distanza dal tip esterno.  $n$  è definito come in Fig. III.v.3. Eccitazione normale:  $B_{\text{pos}}=1900$  G;  $B_{\text{neg}}=26$  G;  $\dot{B}_0=0.03$  G/ $\mu$ s. L'eccitazione è ottenuta mediante la bobina di 8 spire di cavo intrecciato. ● — Misura normale. ○ --- Misura effettuata con una barra di rame massiccio della sezione di  $(50 \times 12)$  mm<sup>2</sup> posta nella posizione indicata dalla Figura. ▲ - - - - Misura effettuata con una barra trasposta, saldata alle estremità, della stessa sezione e nella stessa posizione della barra piena.



è scomparso l'effetto perturbatore delle correnti parassite, rimanendo solo le perturbazioni dovute al campo residuo.

A conferma dell'interpretazione del fenomeno, interponendo barre passive di rame massiccio tra il traferro e la bobina di fortuna si è ritrovata la perturbazione nell'andamento di  $n$  che si verificava con la prima bobina. Si è cercato di diminuire l'effetto delle correnti parassite nelle barre mediante schermi magnetici ma con scarsi risultati.

La soluzione più radicale era ovviamente il cambiamento del progetto della bobina e per fare questo ci si trovava di fronte a due soluzioni: la prima era conservare le 12 spire e realizzarle con piattine trasposte, la seconda era aumentare il numero delle spire da porre in parallelo opportunamente impiegando del quadrello di rame forato di circa  $(20 \times 20)$  mm<sup>2</sup>.

Interponendo tra la bobina di prova e il traferro quadrelli passivi disposti a simulare la seconda soluzione si trovò nelle misure di  $n$  una riduzione dell'effetto perturbatore che però rimaneva ancora notevole.

L'interposizione di una barra trasposta mostrò che la perturbazione su  $n$  si riduceva al minimo.

In Fig. III.v.5 sono rappresentati i risultati più significativi. Le misure sono state effettuate a 23 G, con  $B_{\text{pos}} = 1900$  G,  $B_{\text{neg}} = 26$  G,  $\dot{B}_0 = 0.03$  G/ $\mu$ s. La curva a tratto continuo è stata effettuata senza interporre alcuna barra; quella tratteggiata è stata fatta interponendo una barra piena della sezione di  $(50 \times 12)$  mm<sup>2</sup> nella posizione indicata nella figura. Infine la curva a tratto e punto è stata fatta sostituendo la barra piena con una trasposta delle stesse dimensioni, nella stessa posizione. Si nota la forte perturbazione su  $n$  dovuta alle correnti parassite nella barra piena; tale perturbazione è invece trascurabile nel caso della barra trasposta. Il risultato di queste misure e la complessità delle connessioni da realizzare nella seconda soluzione per ottenere un buon disaccoppiamento e una buona simmetria nella distribuzione delle correnti ci fecero orientare definitivamente verso la soluzione con piattine trasposte.

### 3. - Misure con i circuiti di correzione.

*A) Scopi delle misure e dispositivi sperimentali.* - Nel Cap. VIII di questa Parte III (dedicato agli avvolgimenti di correzione) verranno più dettagliatamente illustrate le ragioni per le quali è necessario ricorrere a correzioni del campo magnetico di iniezione mediante correnti opportunamente disposte e regolate. Tuttavia, una analisi dei risultati delle misure descritte nella precedente Sezione mostra, tra l'altro, la necessità di correggere all'inizio del ciclo di eccitazione (negli istanti successivi a quello della iniezione degli elettroni) la distribuzione radiale dell'indice di campo  $n(r)$ . È inoltre evidente la necessità di correggere la posizione e la forma della superficie magnetica mediana.

Come conclusione generale si può affermare che le cause determinanti i difetti del campo magnetico (principalmente il campo residuo, ed in misura molto minore i campi dovuti a correnti parassite nel rame e nel ferro) hanno una influenza che decresce durante il ciclo di accelerazione come  $1/B_0(t)$ ; le correzioni potranno quindi essere limitate solo a bassi valori del campo magnetico ed essere effettuate con correnti costanti.

Gli scopi delle misure effettuate con i circuiti di correzione nel metro campione si possono così elencare:

- 1) Accettare la realizzabilità delle suddette correzioni mediante correnti disposte azimutalmente lungo le facce delle espansioni polari.
- 2) Sempre con le suddette correnti, tentare di realizzare prestabilite perturbazioni del campo da usare come « parametri di tentativo » nella fase in cui si cerca di far compiere i primi giri al fascio elettronico iniettato nella macchina.
- 3) Tentare a bassi campi di ampliare radialmente la regione focalizzante entro il traferro rispetto a quella ottenibile con la sola profilatura dei poli (misure con « enlarging coils »).
- 4) Fornire i corretti ordini di grandezza delle correnti nei vari circuiti di correzione. Elementi, questi, necessari al progetto degli alimentatori relativi.

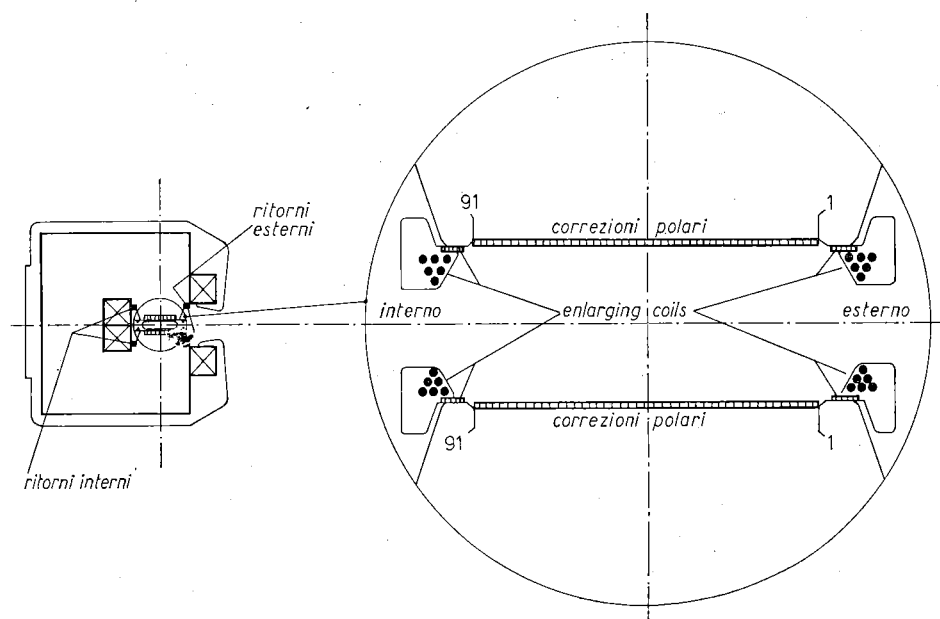


Fig. III.v.6. - Sezione verticale del metro campione con il particolare del traferro. Sono mostrati i tappeti di conduttori polari, le enlarging coils, ed i conduttori di ritorno usati durante le misure descritte in questa sezione.

5) Provare e mettere a punto i prototipi degli alimentatori definitivi e le apparecchiature elettroniche ausiliarie.

I circuiti di correzione consistevano in due tappeti di conduttori (ciascuno costituito da 91 fili) disposti a contatto delle facce opposte delle espansioni polari (Fig. III.v.6). I terminali dei conduttori uscenti dalle testate erano riportati ad una morsettiera, posta in vicinanza del magnete, sulla quale potevano realizzarsi le varie connessioni. Esternamente al traferro furono posti dei conduttori di ritorno necessari a completare i circuiti ed i conduttori delle enlarging coils (v. punto C)).

L'alimentazione del magnete poteva essere effettuata, tramite una bobina di fortuna avvolta sulla gamba di ritorno del magnete, sia in c.c. con induzioni nel traferro  $\leq \sim 50$  G, sia in c.a. a 50Hz con induzioni massime  $B_{0,max} \leq \sim 750$  G. In tal modo si ottenevano all'istante di inversione del campo valori di  $dB_0/dt$  confrontabili a quelli che si sarebbero ottenuti nel sincrotrone all'iniezione.

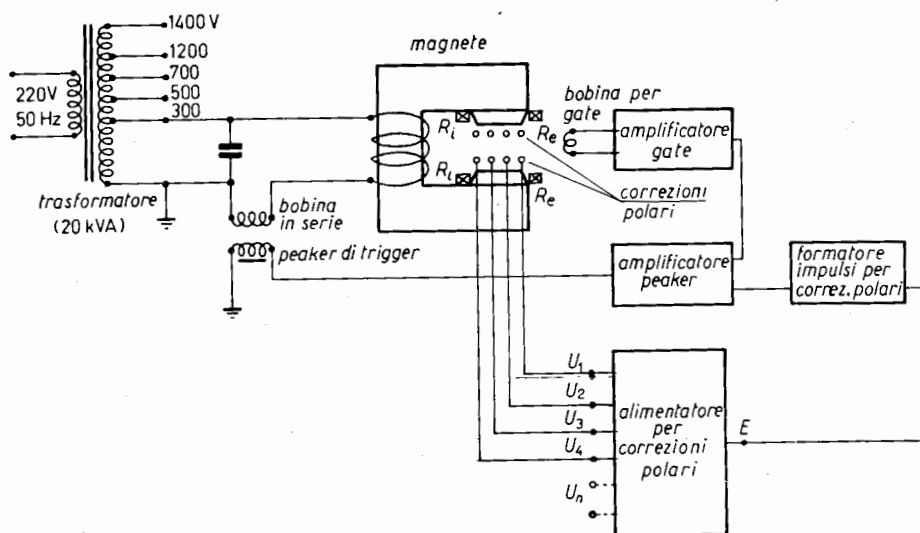


Fig. III.v.7. - Schema a blocchi del prototipo di dispositivo usato per l'alimentazione delle correnti polari durante le prove di correzione del campo magnetico dinamico.

Per le misure con campo magnetico alternato fu usato per l'alimentazione dei conduttori polari un dispositivo che si può considerare il prototipo di quello descritto nel Cap. VIII della Parte III (Fig. III.v.7). Esso poteva fornire su vari canali impulsi di corrente di ampiezza variabile e durata  $\sim 2$  ms. Tali impulsi erano iniziati da un impulso di « peaking strip » di anticipo  $\tau = 300 \mu s$ , cioè tale da assicurare che all'istante nel quale il campo magnetico aveva raggiunto il valore di misura la corrente nei fili era ormai divenuta costante

in ampiezza. La correlazione temporale tra campo e corrente è rappresentata nella Fig. III.v.8. Le letture delle ampiezze degli impulsi di corrente furono effettuate con un opportuno voltmetro di picco. Le misure dei gradienti del campo nel traferro (e quindi di  $n(r)$ ) in regime statico e dinamico furono effettuate con le apparecchiature descritte nel Cap. IV di questa Parte III.

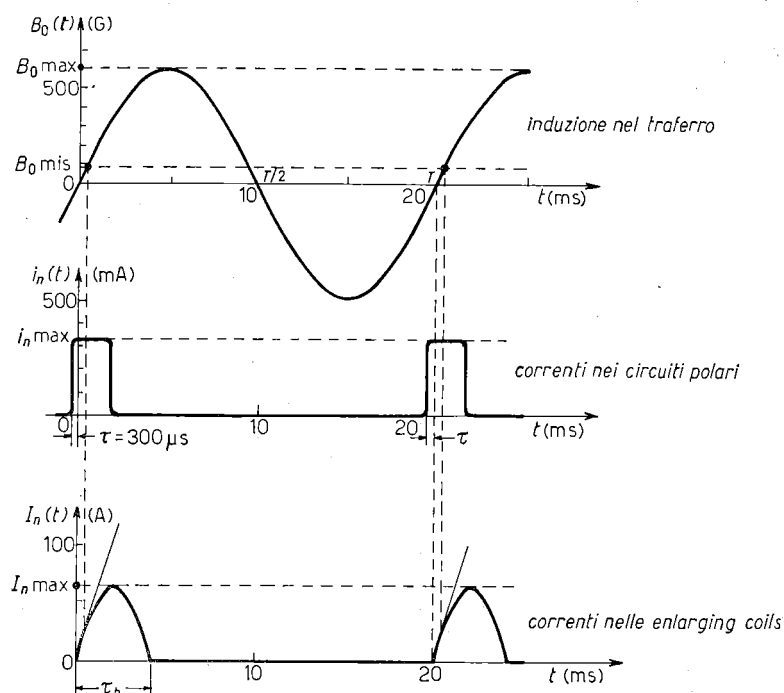


Fig. III.v.8. - Correlazione in tempo tra campo magnetico alternativo ed impulsi di corrente nelle varie bobine di correzione (polari ed enlarging coils).

Tutte le misure con i circuiti di correzione furono sempre effettuate prima con eccitazione del modello in c.c. allo scopo di ottenere informazioni sulle posizioni più opportune dei fili ed i valori delle correnti. Prima di ripetere la stessa misura con eccitazione in c.a. si ebbe cura, per tutti quei circuiti che risultavano magneticamente accoppiati al circuito principale di alimentazione, di ridurre le tensioni indotte utilizzando opportunamente i ritorni esterni ed interni in modo tale da costituire circuiti di area equivalente minima o nulla. Fin dove possibile si cercò di realizzare la correzione desiderata raggruppando opportunamente più fili percorsi da una stessa corrente, piuttosto che usare fili in posizioni prefissate con correnti diverse da filo a filo. In tal modo fu possibile realizzare una grande economia di generatori di corrente indipendenti nell'impianto definitivo.

B) *Risultati sperimentali.* - Per una migliore comprensione dei risultati delle misure riteniamo utile descrivere gli effetti sul campo magnetico del traferro dovuti all'azione di coppie di correnti azimutali adiacenti alle espansioni polari (superiori ed inferiori) e poste alla stessa coordinata radiale. Fisseremo l'attenzione al caso in cui le due correnti sono equiverse.

Il calcolo del campo  $b_z(r)$  e del gradiente  $\partial b_z/\partial r$  prodotti da una coppia di fili rettilinei percorsi da una corrente di 1 A in un traferro ideale, piano e parallelo (di altezza eguale a quella del modello), in ipotesi che sono abbastanza bene verificate al centro del traferro del magnete ed a bassi valori del campo, può essere fatto sulla base della teoria delle immagini magnetiche [2].

La situazione sul piano mediano è chiaramente rappresentata nelle Fig. III.v.9a e III.v.9b. D'altra parte il confronto con il campo principale  $B_z(r)$  ed il suo gradiente  $\partial B_z/\partial r$  forniti dalla profilatura delle espansioni polari, quando si ha  $B_0 = 22.5$  G (Fig. III.v.9c e III.v.9d), mostra che mentre è  $b_z \ll B_z$ ,  $\partial b_z/\partial r$  è dell'ordine di grandezza di  $\partial B_z/\partial r$  e pertanto non può essere trascurato

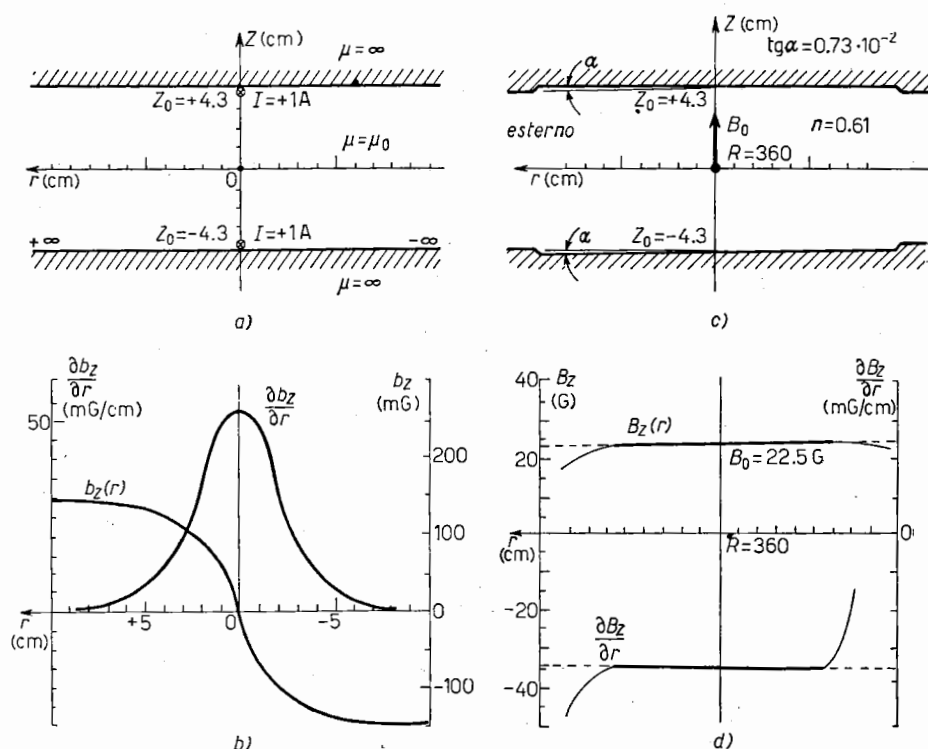


Fig. III.v.9. - a) Disposizione ideale del traferro e della coppia di correnti polari equiverse ( $I = 1$  A) che producono le distribuzioni di campo  $b_z(r)$  e di gradiente  $\partial b_z/\partial r$  illustrate in b). c) Disposizione reale del traferro del magnete che può fornire un valore di  $n = 0.61$  con raggio dell'orbita centrale  $R = 360$  cm. Le distribuzioni di campo  $B_z(r)$  e di gradiente  $\partial B_z/\partial r$  che si ottengono quando:  $B_0 = B_z(R, 0) = 22.5$  G, sono illustrate in d).

In definitiva si può scrivere, per l'indice di campo risultante

$$(III.v.2) \quad n_{tot} = -\frac{R}{B_0} \cdot \left\{ \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{\partial b_z}{\partial r} \right\} = n + n_{corr},$$

essendo  $B_0$  il campo sull'orbita di equilibrio  $R = 360$  cm.

È tuttavia da tener presente che i risultati del calcolo di  $n_{corr}(r)$  non sono più da ritenersi validi per coppie di correnti distanti dal centro del traferro, sia per la geometria dei « tips » di correzione e sia soprattutto per l'effetto di dispersione del flusso presente agli estremi del traferro stesso. Nella Fig. III.v.10 le curve  $n_{corr i_k}(r) = n_{tot}(r) - n(r)$ , per varie correnti  $i_k$  site a diverse posizioni radiali, mostrano chiaramente le distorsioni dovute agli effetti suddetti.

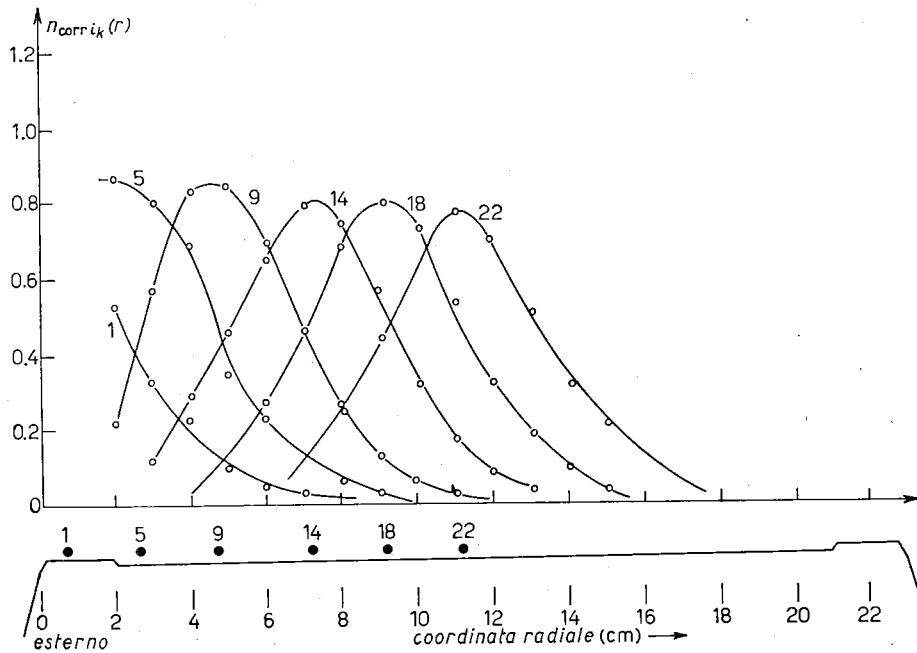


Fig. III.v.10. - Variazioni dell'indice di campo  $n_{corr i_k}(r)$  prodotte da una singola coppia di correnti polari equiverse (di intensità  $i_i = 1$  A), posta a diverse coordinate radiali.  $n$  è definito dalla (III.v.2).  $B_0 = 22.5$  G;  $R = 360$  cm;  $i_k = 1$  A ( $k = 1, 5, 9, 14, 18, 22$ ).

Si è poi osservato che l'effetto di correzione prodotto da un gruppo di correnti è anche assicurato al di fuori del piano geometrico mediano (p.g.m.); solamente in vicinanza delle superfici polari l'effetto di correzione di ciascun filo diventa particolarmente marcato e si possono avere ondulazioni nella

curva  $n_{\text{tot}}(r)$ . Infine, poichè è sempre  $\partial b_z / \partial r$  proporzionale ad  $i_k$ , si può scrivere

$$n(r)_{\text{corr } i_k} = c_k(r) i_k.$$

In definitiva si ottiene

$$n_{\text{tot}} = n(r) + \sum_k n_{\text{corr } i_k}(r) = n(r) + \sum_k c_k(r) i_k.$$

Gli effetti su  $n$  dovuti alle varie correnti in un punto del piano mediano sono quindi delle combinazioni lineari delle correnti stesse.

Un esempio di applicazione delle correzioni polari si ha nella correzione dell'effetto prodotto dal campo rimanente sul campo d'iniezione.

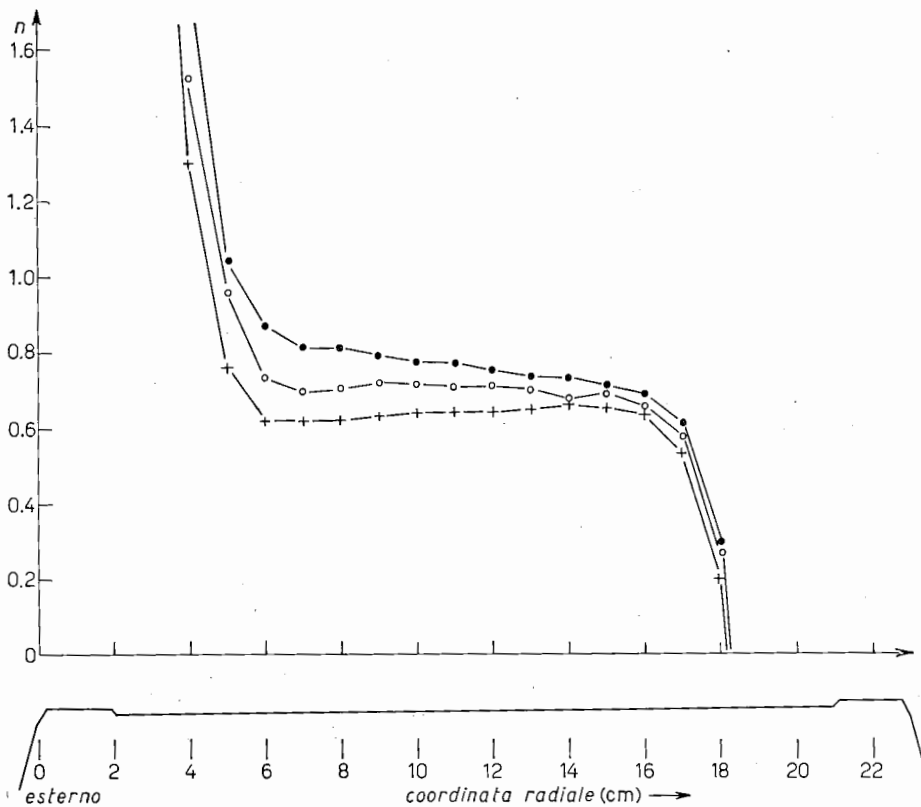


Fig. III.v.11. - Confronto tra la distribuzione di  $n(r)$  ottenuta in eccitazione con c.c. a 2 diversi valori del campo magnetico  $B_0$  sull'orbita di equilibrio.  $n$  è definito dalla (III.v.1). Le differenze sono dovute all'effetto del campo rimanente.  $\dot{B}_0 = 0.175 \text{ G}/\mu\text{s}$ ;  $B_{\text{max}} \approx 560 \text{ G}$ .  $\circ$  — Misura a  $B_0 = 45 \text{ G}$  senza correzione del campo rimanente.  $\bullet$  — Misura a  $B_0 = 22.5 \text{ G}$  senza correzione del campo rimanente.  $+$  — Misura in campo statico dopo smagnetizzazione.

Per comprensione del seguito è sufficiente richiamare qui i fatti seguenti [3]

1) l'andamento radiale del campo rimanente  $B_r$  è determinato esclusivamente dalla forma geometrica del magnete, e  $B_r$  cresce in modulo dall'interno all'esterno, per cui risulta  $n_r < 0$ . Inoltre  $|n_r| > |n_g|$ .

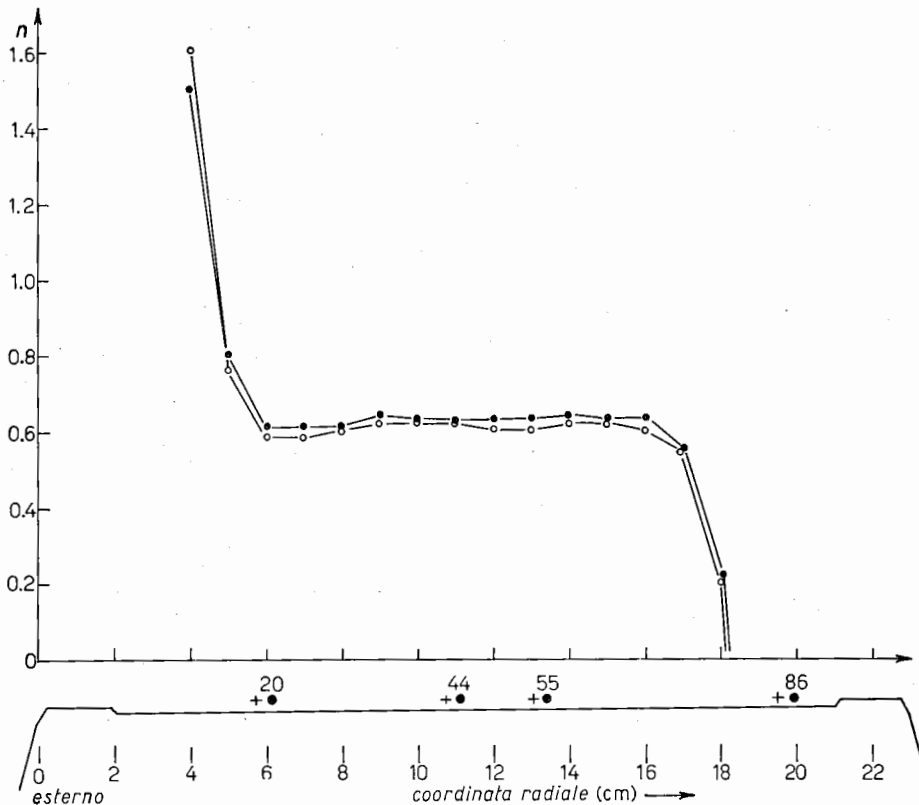


Fig. III.v.12. - Correzione delle distorsioni mostrate nella Fig. III.v.11. mediante un gruppo di correnti che compensa l'effetto del campo rimanente.  $\dot{B}_0 = 0.175 \text{ G}/\mu\text{s}$ ;  $B_{\text{max}} \approx 560 \text{ G}$ ;  $i_{20} = 248 \text{ mA}$ ;  $i_{44} = 55.8 \text{ mA}$ ;  $i_{55} = 117 \text{ mA}$ ;  $i_{86} = 90.6 \text{ mA}$ .  $\circ$  Misura a  $B_0 = 22.5 \text{ G}$  con correzione del campo rimanente.  $\bullet$  Misura a  $B_0 = 45 \text{ G}$  con correzione del campo rimanente.

2) In tutti i punti del traferro vale per l'indice misurato  $n$  la (III.v.1); quindi l'influenza del campo residuo è forte a bassi valori di  $B_d$  e tende a ridursi al crescere di  $B_d$ :

3) Si può dire inoltre che, per  $|B_d| > |B_r|$ , si ha:

a)  $n > n_g$ , se  $B_r$  e  $B_d$  sono vettori antiparalleli.

b)  $n < n_g$ , se  $B_r$  e  $B_d$  sono vettori paralleli.



Nelle misure dinamiche con il modello eccitato con c.a. simmetrica (50Hz,  $B_{\max} = 560$  G)  $B_r$  e  $B_d$  sono, all'inizio della salita del ciclo e dopo il passaggio per lo zero del campo, di versi opposti: si presenta pertanto la situazione descritta nel caso 3, a) (Fig. III.v.11). Nella Fig. III.v.12 viene mostrata la correzione completa dell'effetto del campo residuo mediante le correzioni polari.

Ulteriori esempi delle possibilità offerte dalle correnti polari sono mostrati nella Fig. III.v.13, III.v.14 e III.v.15. In esse sono rappresentate le distribuzioni:  $n_{\text{tot}}(r) = n_{\text{corr}}(r) + n(r)$ , che si misurano in eccitazione con c.a. (effetto campo residuo non compensato) quando vengono alimentati opportuni gruppi di conduttori connessi in serie. Sono state rilevate le perturbazioni ottenute con i circuiti:

$P_1$ , che può fornire un  $n_{\text{corr}}(r) = \text{cost} \cdot i$ ,

$P_2$ , che può fornire un  $n_{\text{corr}}(r) = \text{cost} \cdot i(r - R_0)$ ,

$P_3$ , che può fornire un  $n_{\text{corr}}(r) = \text{cost} \cdot i \cos(\pi/a)\{(r - R_0)\}$ ;

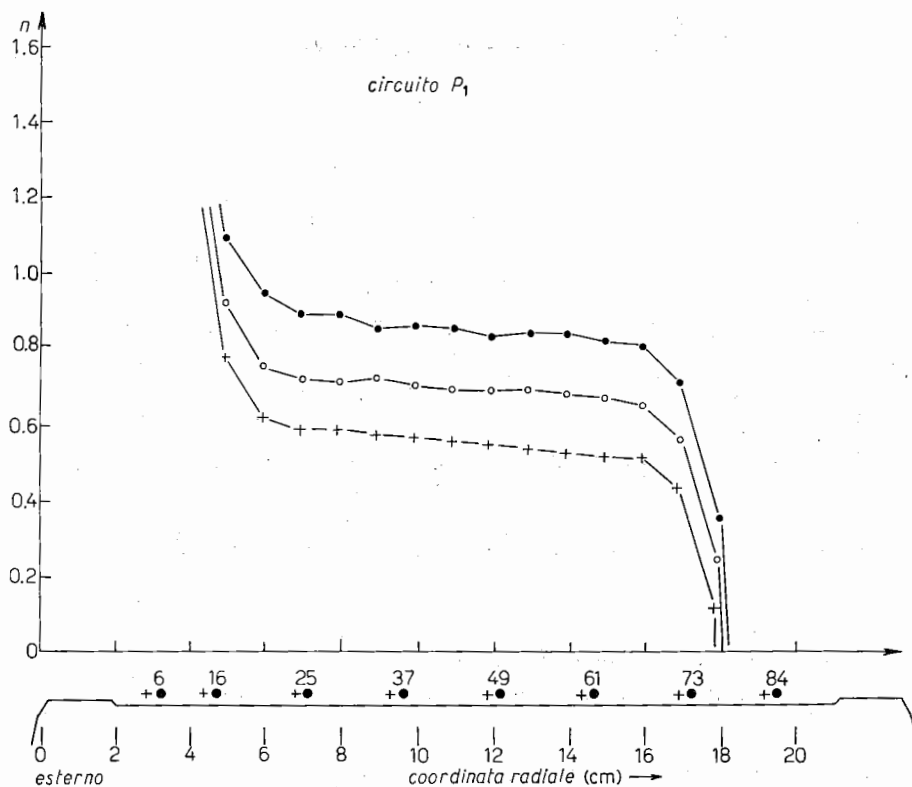


Fig. III.v.13. - Effetto dell'aggiunta ad  $n(r)$  di una perturbazione costante.  $\dot{B}_0 = 0.234$  G/ $\mu$ s;  $B_0 = 45$  G (effetto campo rimanente non compensato). ○ Senza correcting coils. ● Con impulso di altezza + 202 mA. + Con impulso di altezza - 202 mA.

in esso  $R_0$  è il raggio dell'orbita di equilibrio e  $2a$  l'estensione radiale del « piano-rotto » della curva  $n(r)$ .

È stata poi verificata in ognuna delle misure descritte la simmetria degli effetti di correzione rispetto al piano mediano del traferro.

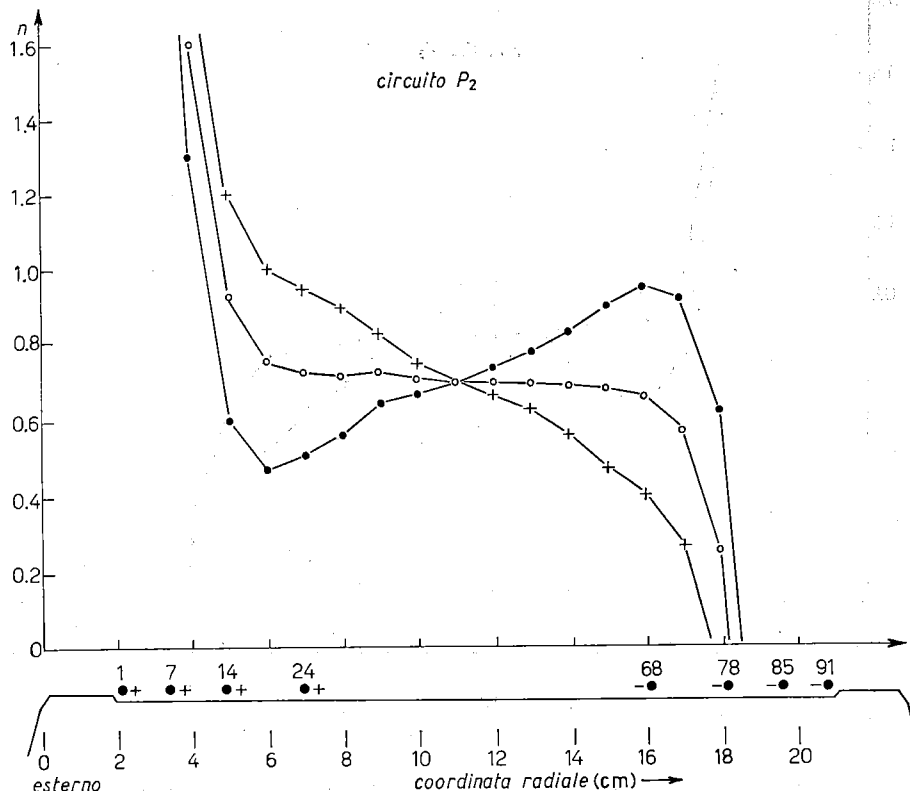


Fig. III.v.14. - Effetto dell'aggiunta ad  $n(r)$  di una perturbazione lineare.  $\dot{B}_0=0.228$  G/ $\mu$ s;  $B_0=45$  G (effetto campo rimanente non compensato).  $\circ$  Senza correcting coils.  $\bullet$  Con impulso di altezza +202 mA.  $+$  Con impulso di altezza -202 mA.

C) *Misure con le enlarging coils.* - Nel corso dello stesso ciclo di misure furono anche effettuati dei tentativi di ampliare l'estensione della regione focalizzante entro il traferro a bassi valori di  $B_0(t)$  mediante l'impiego di bobine disposte alle estremità laterali del traferro (widening coils o enlarging coils) alimentate con correnti di elevata intensità ( $10 \div 10^2$  A). La convenienza dell'uso di tali correzioni, come pure i principi fondamentali ed i risultati preliminari ottenuti furono dettagliatamente descritti altrove [4]. L'utilità di un ampliamento del campo utile, all'inizio del ciclo di accelerazione, appare evidente quando si

pensi che le ampiezze di oscillazione attorno all'orbita di equilibrio degli elettroni circolanti sono massime all'iniezione, per poi decrescere con  $B^{-1/2}$ .

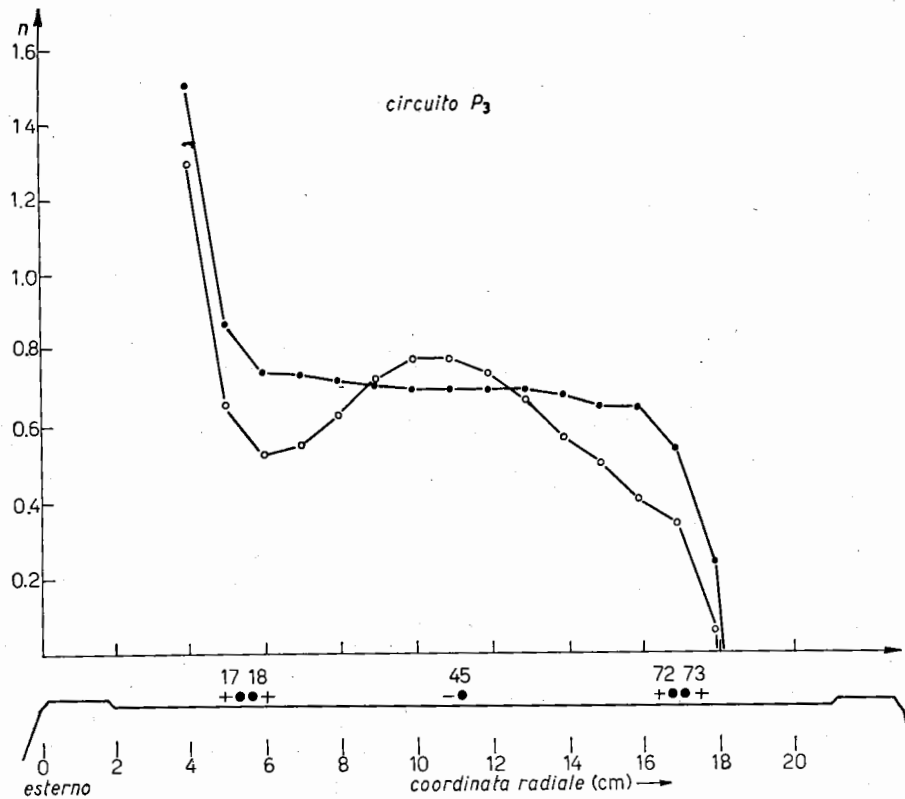


Fig. III.v.15. - Effetto dell'aggiunta ad  $n(r)$  di una perturbazione di tipo sinusoidale.  $\dot{B}_0 = 0.233 \text{ G}/\mu\text{s}$ ;  $B_0 = 45 \text{ G}$  (effetto campo rimanente non compensato). ● Senza correcting coils. ○ Con impulso di altezza  $+283 \text{ mA}$ .

Misure atte a confermare la realizzabilità di quanto detto furono ripetute in condizioni di eccitazione con c.c. e c.a. con una disposizione di bobine mostrata nella Fig. III.v.6. La Fig. III.v.16 rappresenta un risultato ottenuto in campo statico ( $B_0 = 45 \text{ G}$ ) impiegando un gruppo di correnti  $I_n$  costanti nel tempo.

Per ottenere un'analogia correzione all'indice  $n(r)$  durante la salita del campo alternato, le correnti del gruppo che effettuava la correzione a  $B_0 = 45 \text{ G}$  dovevano variare secondo la legge temporale

$$I_n(t) = \frac{I_n}{B_0} B_0(t).$$

Con la particolare forma del ciclo di magnetizzazione usata ( $B_{0max} = 550$  G, frequenza 50Hz), si aveva

$$\dot{B}_0 = \left( \frac{dB_0}{dt} \right)_{t=0} \simeq 0.175 \text{ G}/\mu\text{s},$$

e la salita del campo tra 0 e 45 G poteva considerarsi senz'altro lineare, per cui nell'intervallo suddetto si poteva ritenere che fosse  $B_0(t) = \dot{B}_0 \cdot t$ .

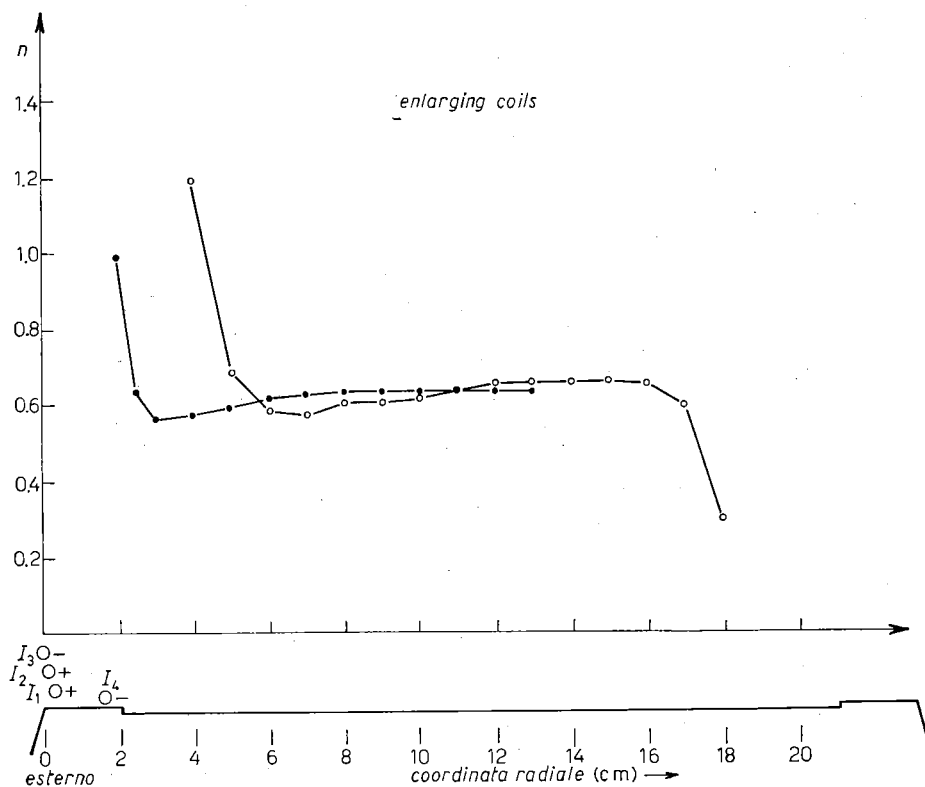


Fig. III.v.16. - Esempio di allargamento radiale della regione utile ottenuto con le enlarging coils alimentate con c.c. a campo statico.  $B_{0res} < 0.5$  G;  $I_1 + I_2 = +55.8$  A;  $I_3 = -15.9$  A;  $I_4 = -10.7$  A. ○ Misure a  $B_0 = 45$  G senza enlarging coils. ● Misure a  $B_0 = 45$  G con enlarging coils.

Con ciò anche le correnti  $I_n(t)$  nelle enlarging coils dovevano avere un andamento lineare se si desiderava correggere esattamente il campo fino a 45 G. Per le derivate di corrente

$$\dot{I}_n = \frac{dI_n}{dt} = \frac{I_n}{B_0} \cdot \dot{B}_0,$$

furono previsti, sulla base delle informazioni delle misure in c.c., valori compresi tra  $10^4$  e  $10^5$  A/s.

Nella realizzazione pratica gli impulsi lineari di corrente erano approssimati dal tratto iniziale di una semionda sinusoidale di ampiezza  $I_{n\max}$  e semiperiodo  $\tau_b$ , opportunamente scelti. La correlazione in tempo tra il campo  $B_0(t)$  e le correnti  $I_n(t)$  è mostrata nella Fig. III.v.8, mentre nella Fig. III.v.17 è rappresentato lo schema a blocchi dell'alimentazione delle enlarging coils.

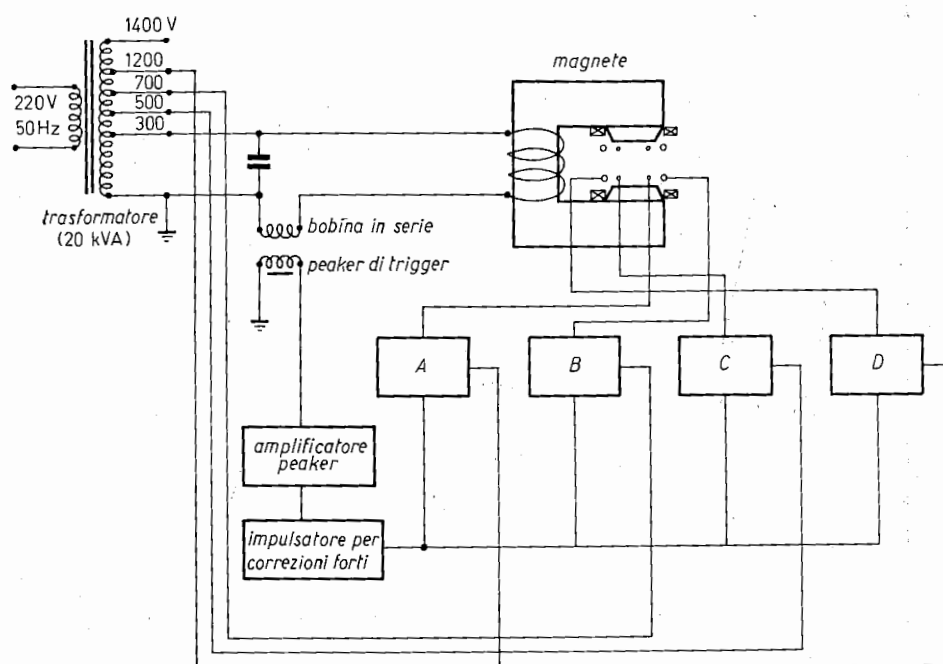


Fig. III.v.17. - Schema a blocchi dell'alimentazione delle enlarging coils.  
A, B, C, D generatori di corrente per correzioni forti.

Il risultato migliore conseguito in una serie di prove di correzione di  $n(r)$  con bobine di questo tipo poste agli estremi interno ed esterno del traferro, in alimentazione alternata, è mostrata nella Fig. III.v.18. In tale misura si ebbe cura di correggere prima con correnti polari l'effetto del campo rimanente.

Le difficoltà incontrate nelle misure ora descritte, si possono così riassumere: — Criticità della posizione geometrica delle bobine rispetto al profilo del polo che impone una riproducibilità di posizione entro  $\pm 0.2$  mm.

— Le intensità delle correnti debbono seguire la stessa legge di variazione del campo (cioè lineare nell'intervallo considerato). Si può ora facilmente mostrare che, per la forma degli impulsi di corrente adottati, lo scarto

percentuale  $\varepsilon$  dalla linearità è

$$\varepsilon = \frac{\pi^2}{6\dot{B}_0^2} \left( \frac{B_0}{\tau_b} \right)^2,$$

perciò cresce rapidamente all'aumentare di  $B_0(t)$  e le correzioni divenivano presto insufficienti.

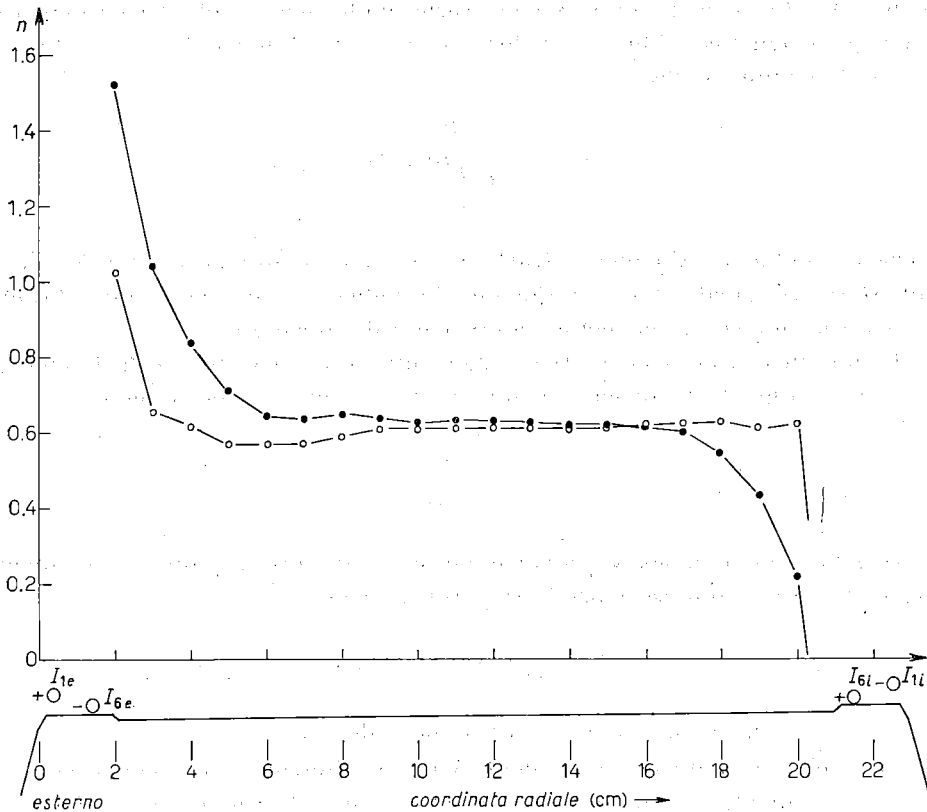


Fig. III.v.18. - Risultato di una prova di ampliamento, in campo alternato, della regione utile mediante enlarging coils poste alle estremità esterne ed interne del ferro ed alimentate con impulsi di corrente.  $\dot{B}_0 = 0.173 \text{ G}/\mu\text{s}$ ;  $\dot{I}_{1\text{est}} = +2.48 \cdot 10^5 \text{ A/s}$ ;  $\dot{I}_{6\text{est}} = -0.76 \cdot 10^5 \text{ A/s}$ ;  $\dot{I}_{1\text{int}} = -2.14 \cdot 10^5 \text{ A/s}$ ;  $\dot{I}_{6\text{int}} = +0.64 \cdot 10^5 \text{ A/s}$ .  $\circ$  Misura a  $B_0 = 22.5 \text{ G}$  con enlarging coils e correzioni del campo residuo.  $\bullet$  Misura a  $B_0 = 45 \text{ G}$  con enlarging coils e correzioni del campo residuo. Nota: gli istanti di inizio dei 4 impulsi di corrente coincidono con l'istante 0 del campo magnetico, entro  $\pm 1 \mu\text{s}$ .

#### 4. - Le misure alle testate.

Nelle vicinanze delle testate il campo magnetico ha in generale un andamento assai diverso da quello teorico; in particolare esso, oltre ad essere funzione del raggio e del tempo, lo è anche dell'azimuth.

Poichè però la zona perturbata è breve rispetto alla lunghezza d'onda di betatrone, è lecito, agli effetti del calcolo delle traiettorie, approssimare l'andamento reale del campo in funzione dell'azimuth con un andamento a gradino. Infatti se  $B_0(r)$  è il valore del campo nel traferro in un punto lontano dalle testate, e  $B(r, s)$  è l'andamento nell'intorno delle testate, essendo  $s$  la coordinata lungo l'azimuth,  $s_0$  un punto interno al quadrante e  $s_1$  un punto nella sezione diritta dove il campo sia pressochè nullo, nei calcoli si considera che il campo magnetico abbia un valore costante  $B_0(r)$  lungo l'azimuth fino al punto  $s^*$ , definito dalla

$$s^* = \frac{1}{B_0(r)} \int_{s_0}^{s_1} B(r, s) ds,$$

e che sia nullo nel rimanente tratto  $s^* - s_1$ . La coordinata azimuthale  $s^*(R)$ , sull'orbita principale, viene normalmente indicata come la coordinata che definisce la lunghezza magnetica equivalente del quadrante.

In un sincrotrone con quattro sezioni diritte si richiede che la lunghezza magnetica equivalente di ciascun quadrante, in funzione del raggio, sia

$$L_{eq} = \frac{\pi}{2} r.$$

In generale la lunghezza equivalente di un quadrante,  $L_{eq}$ , differirà da quella ideale; in prima approssimazione si potrà scrivere

$$L_{eq}^* = L_{eq} + \Delta L + \alpha(r - R),$$

ove conviene che  $\alpha$  sia notevolmente minore dell'unità.

$\Delta L$  è una costante non dipendente da  $r$ . La lunghezza magnetica equivalente di un quadrante può essere considerata come la somma di tre termini: il primo è la lunghezza equivalente ideale, il secondo è equivalente ad un termine perturbativo di campo ed il terzo ad un termine perturbativo di gradiente.

Per ogni testata bisogna quindi misurare le grandezze  $\Delta L$  e  $\alpha$ ;  $\Delta L$  provoca nella nostra macchina degli scostamenti dell'orbita chiusa dall'orbita principale dati dalle seguenti relazioni:

$$\Delta A \simeq 0.2 \Delta L,$$

se i  $\Delta L$  sono uguali e dello stesso segno su tutte le otto testate;

$$\Delta A \simeq 4.5 \sqrt{\langle \Delta L^2 \rangle},$$

se i  $\Delta L$  sono distribuiti a caso con valor medio nullo.

Gli  $\alpha$  provocano un incremento nel valore medio del gradiente del campo dato in prima approssimazione da

$$\delta n \simeq - \frac{\sum_1^{\delta} \alpha_i}{2\pi}.$$

Per quanto detto sopra, si deve curare in particolar modo che le lunghezze magnetiche equivalenti dei quadranti siano eguali tra di loro, e non siano funzioni del raggio.

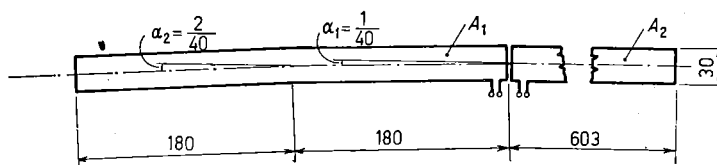


Fig. III.v.19. – Bobina per la misura della lunghezza magnetica equivalente alle testate. Avvolgimento: 10 spire. Area spire bobina  $A_1$ : 0.108 m<sup>2</sup>; area spire bobina  $A_2$ : 0.181 m<sup>2</sup>.

Per la misura della lunghezza magnetica sull'orbita principale ci siamo serviti di un metodo di zero; una bobina lunga 963 mm, larga 30 mm, disposta sull'orbita principale, misura l'integrale di  $B$  lungo l'azimuth. In Fig. III.v.19 è schematizzata la bobina. La zona  $A_1$  approssima, con due tratti rettilinei, la curvatura del magnete; la zona  $A_2$ , rettilinea, è lunga esattamente quanto metà della sezione diritta ideale, e cioè 603 mm.

Nella misura ci si serve anche di una terza bobina  $A_3$ , di area spire variabile, circa uguale a quella di  $A_1$ .

La misura procede nel modo seguente: la bobina di misura viene posta all'interno del magnete, in modo che la zona  $A_1$  sia lontana dalle testate; la bobina di compenso  $A_3$  viene pure disposta all'interno del traferro. Connesse  $A_1$  e  $A_3$  in opposizione, si varia l'area spire di  $A_3$  sino a che il flusso concatenato con  $A_1$  sia uguale a quello concatenato con  $A_3$ .

Si connette poi  $A_1$  in serie con  $A_2$ , e le due in opposizione con  $A_3$ , e si cerca la posizione lungo l'orbita di equilibrio per cui il flusso concatenato con  $A_1$  e  $A_2$  è uguale a quello concatenato con  $A_3$ .

La linea di separazione tra  $A_1$  e  $A_2$  dà la posizione della coordinata  $s^*$  definita più sopra, definisce cioè la lunghezza magnetica equivalente del quadrante.

Essendo questa una misura di  $\int B ds$ , particolare cura va posta nel realizzare la bobina con larghezza radiale uniforme nei due tratti  $A_1$  e  $A_2$ ; se la larghezza radiale di  $A_2$  differisce da quella di  $A_1$  dell'1%, l'errore nella determinazione della lunghezza magnetica è dell'ordine di 1 mm.

L'errore stimato per queste misure è di  $\pm 1$  mm sul valore assoluto della



lunghezza magnetica equivalente, e di  $\pm 0.2$  mm sui valori relativi tra le varie testate.

Le misure sono state effettuate in campo costante servendosi come strumento

di zero del flussometro elettronico descritto nel Cap. IV, Sez. 2, di questa Parte III, dando delle piccole variazioni al campo magnetico, ed in campo variabile servendosi come strumento di zero di un integratore e di un oscillografo.

Le sensibilità dei due metodi erano dello stesso ordine, e cioè 100 Mx per il flussometro e 200 Mx per l'integratore; volendo ottenere ai capi di una delle bobine (ad es. della bobina di compenso  $A_3$ ) un segnale 1000 volte più grande della sensibilità degli strumenti, ed essendo l'area spire equivalente di  $0.108 \text{ m}^2$ , si ottiene per il valore della minima variazione di campo necessaria per la misura rispettivamente 100 e 200 G. Ci si è serviti delle misure in campo costante in una prima approssimazione; in seguito si è preferito misurare con campo variabile, secondo il ciclo di alimentazione normale.

La lunghezza meccanica di una sezione diritta è circa 100 mm maggiore della lunghezza magnetica; in prima approssimazione sono stati montati C e poli in modo che la lunghezza meccanica fosse circa 70 mm maggiore di quella magnetica, e l'aggiustamento fine è stato fatto togliendo soltanto dei poli. Sulle otto testate

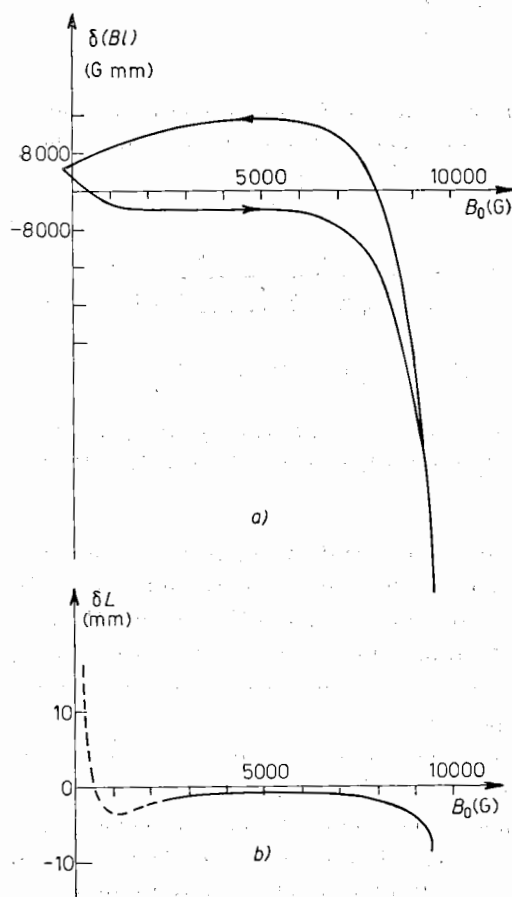


Fig. III.v.20. - Misura della lunghezza magnetica equivalente alle testate lungo l'orbita di equilibrio, in eccitazione normale  $B_{\text{pos}} = 9260 \text{ G}$ ;  $B_{\text{neg}} = 150 \text{ G}$ ;  $B = 0.14 \text{ G}/\mu\text{s}$ . In a) è dato il segnale differenza in uscita dalle bobine  $A_1 + A_2 - A_3$  al variare del campo  $B_0$  nell'interno del magnete. In b) è data la variazione della lunghezza magnetica equivalente, definita nel testo in questa sezione, in funzione di  $B_0$ .

i poli terminano quindi in media 15 mm prima del C. In Fig. III.v.20 è riportata una misura in campo variabile; sulle ascisse vi è il valore del campo magnetico nel traferro, sulle coordinate la grandezza  $\delta(Bl)$ , data dal segnale

differenza tra le due bobine  $A_1 + A_2$  e  $A_3$ ; la scala delle ordinate è di circa 8000 G mm/divisione. Essendo  $\delta(BI)$  un segnale integrato, esso è definito a meno di una costante, che deve essere determinata con un'altra misura, per ottenere la posizione dello zero delle ordinate.

Da una misura di campo punto per punto integrata si può determinare il valore della lunghezza magnetica equivalente per un certo valore di  $B_0$ , e di qui la costante cercata. Questa misura non è molto accurata, ma, eseguita a bassi campi (50 G), permette di ricavare la costante con sufficiente precisione per poi dedurre dalla misura con la bobina la lunghezza magnetica equivalente a campi medi e alti.

Per determinare la scala delle ordinate si sposta la bobina sino a portare sulla stessa orizzontale i due punti rappresentativi della grandezza  $\int B dl$  corrispondenti a  $B_0 = 9260$  G; si può così, con buona approssimazione (essendo la grandezza  $\int B dl$  piccola per bassi valori di  $B_0$ ) determinare l'accorciamento in corrispondenza del campo massimo, e di qui il fattore di scala per la grandezza  $\delta(BI)$ .

Da questa misura si può vedere che la lunghezza magnetica equivalente varia lungo il ciclo di eccitazione del magnete; nella stessa Fig. III.v.20 è riportato l'andamento della variazione di lunghezza  $\delta L$ , riferito alla lunghezza magnetica definita dalla linea di separazione tra le due bobine  $A_1$  e  $A_2$ .  $\delta L$  negativo significa che il settore magnetico è più corto.

Essendo queste variazioni uguali su tutte le testate, il loro effetto sugli scostamenti dell'orbita chiusa non sono molto sensibili, se non a bassi campi, dove però l'effetto viene compensato con le correzioni, e ad alti campi.

In base alle misure della lunghezza magnetica equivalente a metà ciclo di eccitazione, effettuate col metodo sopra descritto, è stato determinato, per ogni testata, il punto in cui dovevano terminare le espansioni polari.

TABELLA I.

| Sezione<br>diritta | $L_{mag}$<br>(mm) | $L_{mecc}$   |              |
|--------------------|-------------------|--------------|--------------|
|                    |                   | interno (mm) | esterno (mm) |
| ES                 | 1206.8            | 1304         | 1314         |
| NE                 | 1208.1            | 1307         | 1316         |
| ON                 | 1206.4            | 1305         | 1312         |
| SO                 | 1207.3            | 1305         | 1317         |

Nella Tabella I sono raccolti i dati relativi alle quattro sezioni diritte;  $L_{mag}$  indica la lunghezza equivalente delle sezioni diritte, mentre  $L_{mecc}$  sono le distanze tra le basi delle espansioni polari, misurate rispettivamente all'estremo interno e all'estremo esterno all'orbita principale.

Con lo stesso metodo sin qui descritto, si sono misurate anche le lunghezze magnetiche equivalenti in corrispondenza di diversi valori del raggio; le misure, peraltro non molto accurate, hanno mostrato che nella parte interna del traferro, e cioè per valori del raggio minori del raggio corrispondente all'orbita principale, l'indice medio del campo è minore di quello sull'orbita principale, di circa 0.03.

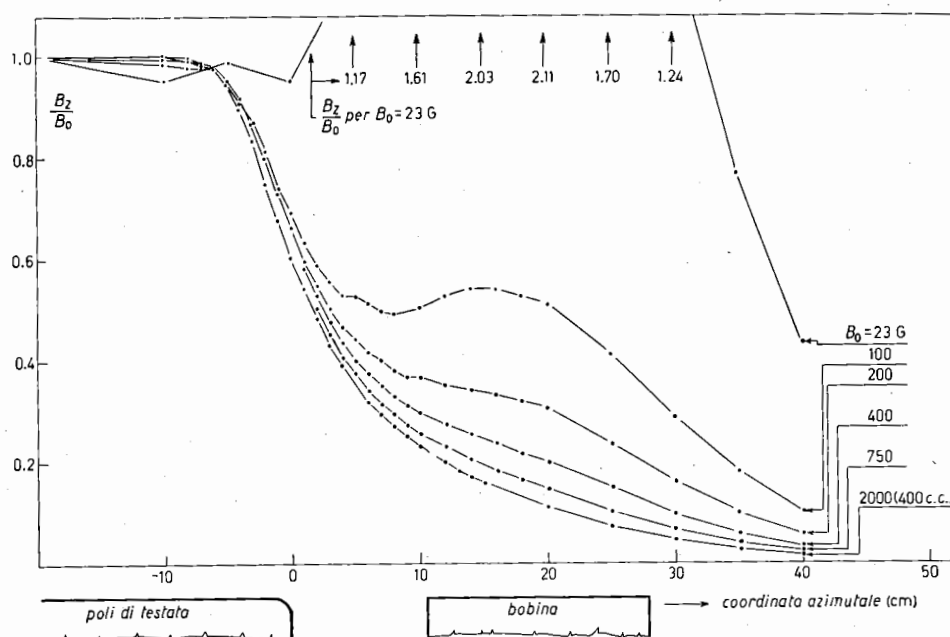


Fig. III.v.21. - Andamento azimutale del rapporto  $B_z/B_0$  alle testate, sull'orbita di equilibrio.  $B_0$  è il campo nell'intraferro e  $B_z$  la componente verticale del campo alla testata. Eccitazione normale:  $B_{pos} = 9260$  G;  $B_{neg} = 150$  G;  $\dot{B}_0 = 0.144$  G/ $\mu$ s. In ascissa è riportata la distanza, misurata lungo l'orbita di equilibrio, a partire dalla testata dei poli. I numeri apposti a ciascuna curva rappresentano il valore di  $B_0$ : a) Misure effettuate senza alcuna schermatura magnetica. La curva per  $B_0 = 23$  G non entra tutta nella figura. Le frecce indicano la posizione radiale in cui è stata eseguita la misura ed il numero sotto di essa il valore corrispondente di  $B_z/B_0$ .

Data l'esiguità della perturbazione, limitata alla zona interna del traferro, non abbiamo ritenuto necessario sagomare ulteriormente le espansioni polari alle testate per eliminarla.

Alle testate sono state fatte anche misure di campo punto per punto con peaking strips; in Fig. III.v.21b sono riportate alcune di queste misure, fatte con eccitazione normale del magnete a vari valori di  $B_0$ ; per confronto è riportata una misura a campo costante, per  $B_0 = 400$  G.

In Fig. III.v.21a sono riportate misure analoghe a quelle di Fig. III.v.21b ma fatte senza gli schermi magnetici alle testate (v. Cap. I, Sez. 2 di questa Parte III); si può facilmente notare l'entità dell'effetto dei campi parassiti nei risvolti delle bobine per bassi valori del campo magnetico nel traferro.

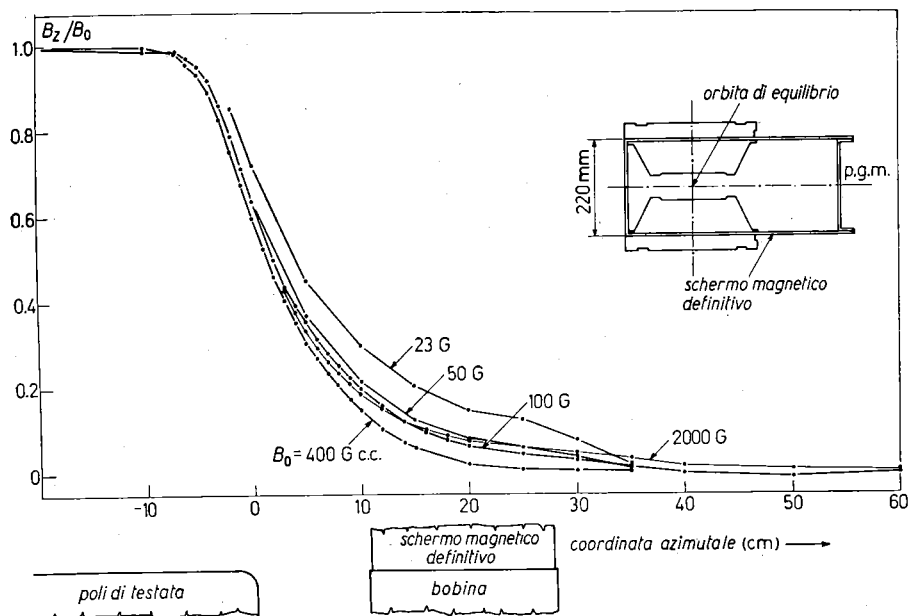


Fig. III.v.21b). - Misure effettuate con lo schermo magnetico (v. Parte III, Cap. I, Sez. 2) posto come indicato dalla Figura.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] G. GHIGO e I. F. QUERCIA: *Nucl. Instr.*, **1**, 57 (1957).
- [2] E. WEBER: *Electromagnetic Fields*, vol. 1 (New York, 1950), p. 233.
- [3] G. DIAMBRINI: Relazione no. M 53 dei Laboratori Nazionali di Frascati (1955).
- [4] G. SALVINI e G. SANNA: *Proc. CERN Symposium on High Energy Accelerators and Pion Physics*, vol. 1 (1956) p. 458.