ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCIII.

1906

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XV.

2° SEMESTRE.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1906

RENDICONTI

DELLE SEDUTE

DELLA REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

MEMORIE E NOTE

DI SOCI O PRESENTATE DA SOCI

Comunicazioni pervenute all'Accademia sino al 5 agosto 1906.

Fisica. — *La scarica oscillatoria nei solenoidi con anima di ferro.* Nota del Corrispondente A. Battelli e di L. Magri.

1. In una Nota precedente (¹) abbiamo studiato la scarica oscillatoria in un circuito costituito da filo di ferro. Nella Nota presente rivolgiamo la nostra attenzione ai caratteri della scarica stessa nei solenoidi di filo di rame muniti di anima di ferro.

Come abbiamo già accennato, è prevedibile che in queste ultime condizioni l'azione del ferro sulla scarica e specialmente sul periodo di oscillazione sia più manifesta, ed essa è stata già riscontrata sperimentalmente da alcuni sperimentatori.

Il Marchant in una brevissima lettera inviata alla Nature (²), riferisce di avere analizzato col metodo di Feddersen la scintilla dovuta alla scarica di un condensatore nelle condizioni ora accennate, e di potere in conseguenza stabilire le seguenti conclusioni:

1.° Che la presenza del ferro aumenta notevolmente il periodo di oscillazione e più ancora lo smorzamento.

2.° Che la scarica non è più un fenomeno esattamente periodico, poichè la durata delle singole oscillazioni va aumentando dal principio alla fine della scarica stessa, e ciò per il fatto che, variando μ con l'intensità del campo, varia conseguentemente anche il valore dell'autoinduzione del circuito.

Mentre il Marchant si occupava di questo argomento, anche noi, affatto indipendentemente (³), eravamo arrivati a conclusioni identiche alle sue, misu-

(¹) Rend. Acc. Lincei, vol. XV, 2° sem. 1906, pag. 63.

(²) Nature, v. 62, 1900, pag. 413.

(³) N. C., serie V, Verbali delle adunanze della Società Ital. di Fisica, pag. CLXXXIV (1902).

rando sempre col metodo di Feddersen il periodo di oscillazione di scariche dovute a condensatori di varie capacità riuniti a circuiti fatti con fili di ferro, oppure a rocchetti di fili di rame con nuclei di ferro. In quest'ultimo caso se i fili di ferro costituenti il nucleo sono sottili, il periodo di oscillazione per la presenza del ferro aumenta notevolmente non solo, ma le fotografie mostrano con somma evidenza che la durata delle successive mezze oscillazioni costituenti la scarica va continuamente aumentando dal principio alla fine della scarica stessa; lo smorzamento è sempre notevole.

Se il nucleo di ferro è fatto con fili grossi, lo smorzamento è grandissimo, e minore è l'aumento di periodo.

Il Marchant ritorna in seguito sull'argomento (1) e studia un metodo per calcolare quale debba essere l'andamento della curva di scarica di un condensatore riunito ad un rocchetto contenente ferro; per ottenere ciò suppone che anche con queste rapide oscillazioni i cicli di isteresi magnetica del ferro siano gli stessi di quelli che si ottengono per lente variazioni del campo. Il risultato a cui giunge concorda assai bene con quanto dà l'esperienza, e soprattutto mostra chiaramente come il periodo di oscillazione debba crescere in una stessa scarica, col diminuire dell'ampiezza di oscillazione

Ultimamente l'Hemsalech (2) ha messo in pratica un metodo rapido per decomporre con facilità una scarica oscillatoria nelle sue scintilline elementari. Egli fa scoccare la scintilla fra gli orli, quasi paralleli, di due lunghe lastrine metalliche affacciate fra di loro e giacenti nello stesso piano, e manda lungo questi orli un veloce getto d'aria; la scarica comincia nella parte più ravvicinata di queste lastrine, ma viene rapidamente spostata lungo i loro orli dal getto d'aria, e così si può vederla benissimo decomposta, durante il suo moto, nelle sue scariche elementari.

Quantunque il metodo debba più che altro prestarsi a ricerche qualitative, pure egli ha potuto notare anche in questo modo che la scarica di un condensatore attraversante un rocchetto viene profondamente e diversamente modificata a seconda che nel rocchetto si introducano cilindri di lamina di ferro o di altri metalli, e a seconda che — tagliandoli lungo una loro generatrice o lasciandoli interi — si ostacolano o no in essi le correnti di Foucault.

Egli conclude dicendo:

« Les courants de Foucault augmentent la fréquence d'oscillations par seconde, sans influer sur le nombre des oscillations dans chaque décharge.

« L'hystérèse du fer détruit les oscillations et en diminue plus ou moins la fréquence ».

Noi peraltro osserviamo che mentre era ben prevedibile e previsto che le correnti di Foucault dovessero aumentare la frequenza, non è esatto invece

(1) Ph. Mag. (6) 5, pag. 155 (1903).
(2) C. R. v. 140, pag. 1322 (1905).

asserire che esse siano senza influenza sul numero di oscillazioni di ogni scarica, poichè esse aumentano lo smorzamento, ed anzi, come mostreremo tra poco anche sperimentalmente, nel caso del ferro producono una grandissima dissipazione d'energia.

Quanto poi alla causa dell'aumento del periodo per azione del ferro, questa è da ricercarsi nel valore elevato della sua permeabilità magnetica, e non nei fenomeni d'isteresi. L'Hemsalech non dice affatto se il periodo sotto l'azione del ferro si mantenga o no costante nelle successive oscillazioni componenti la stessa scarica; forse il suo metodo non si presta a tale ricerca.

2. Accingendoci anche noi a questo medesimo studio, abbiamo anzitutto reputato necessario sceverare dai risultati sperimentali gli effetti dovuti alle correnti di Foucault e all'alta permeabilità magnetica del ferro, da quelli che invece dipendono dalle caratteristiche speciali della curva di magnetizzazione del ferro (isteresi magnetica, saturazione magnetica, ecc.).

Fortunatamente i primi si possono vagliare teoricamente, almeno in via approssimata, ed il calcolo che da noi è stato fatto dimostra fino a qual punto essi influenzino il periodo di oscillazione e lo smorzamento della scarica. Noi perciò riportiamo qui tale calcolo, colla scorta del quale ci sarà poi facile interpretare fedelmente i nostri risultati sperimentali, che mirano soprattutto alla ricerca degli effetti dovuti alla forma speciale della curva di magnetizzazione del ferro, ed a confermare le previsioni teoriche sull'influenza delle correnti di Foucault.

Per le applicazioni che dovremo farne in una prossima Nota sulla curva di magnetizzazione del ferro, calcoleremo contemporaneamente anche il valore del momento magnetico del fascio di fili di ferro.

Il nucleo di ferro sia un fascio di fili posti in un rocchetto di lunghezza l avente N spire per centimetro; la frequenza, pur essendo molto elevata sia però tale che la lunghezza d'onda della corrente superi sempre notevolmente la lunghezza del filo del rocchetto, cioè supponiamo, in altre parole, che nell'interno del rocchetto (quando non vi è filo di ferro) il campo magnetico abbia dappertutto sensibilmente la stessa fase.

La intensità della corrente j sarà data ad ogni istante da:

$j = \mathrm{I} \cos pt =$ parte reale di $\mathrm{I}e^{ipt}$, ove $i = \sqrt{-1}$, p è 2π volte la frequenza, I è l'intensità massima.

Prendiamo per asse delle x l'asse del rocchetto e indichiamo con α, β, γ le componenti del campo magnetico e con a, b, c quelle dell'induzione magnetica.

Nell'interno del filo abbiamo:

$$a = b = 0,$$

e per c abbiamo la relazione:

(1) $$\frac{d^2c}{dx^2}+\frac{d^2c}{dy^2}=\frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt},$$

dove σ è al solito la resistenza specifica della sostanza che costituisce il nucleo.

Se i fili sono abbastanza lunghi, si può trascurare nello spazio compreso fra filo e filo l'azione della forza smagnetizzante dovuta al magnetismo libero agli estremi; allora, in quello spazio, il campo magnetico avrà lo stesso valore di quello che si avrebbe nel caso in cui nel rocchetto non ci fossero i fili, e in particolare sulla superficie laterale dei fili il campo magnetico sarà uniforme; ne segue che nell'interno di ciascun filo il campo magnetico sara simmetrico intorno all'asse del filo stesso, ossia dipenderà soltanto dalla distanza ϱ dall'asse del filo; e allora la (1) diventa:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2}+\frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho}=\frac{4\pi\mu}{\sigma}\frac{dc}{dt}.$$

Ma essendo, la corrente, sinusoidale, anche c è sinusoidale e dello stesso periodo; quindi c è proporzionale ad e^{ipt}. Ne segue:

$$\frac{d^2c}{d\varrho^2}+\frac{1}{\varrho}\frac{dc}{d\varrho}-n^2c=0,$$

dove, per brevità, si è posto

$$n^2=\frac{4\pi\mu ip}{\sigma}.$$

L'integrale di quest'ultima è:

(2) $$c=\mathrm{A}\mathrm{J}_0\,(inr)\,e^{ipt}\ (^1),$$

dove A è una costante ed J_0 è il simbolo della funzione di Bessel di 1ª specie e di ordine zero dell'argomento inr; cioè, ponendo

$$\xi=inr,$$

$$\mathrm{J}_0\,(\xi)=1+\frac{\xi^2}{1.2^2}+\frac{\xi^4}{1.2^2 4^2}+\ldots$$

Alla superficie dei fili

$$c=\mu\gamma=4\pi\mu\mathrm{N}j=4\pi\mu\mathrm{NI}e^{ipt};$$

quindi, indicando con r il raggio del filo si ha:

$$4\pi\mu\mathrm{NI}=\mathrm{A}\mathrm{J}_0\,(inr)$$

(¹) Thomson, Rec. Res., pag. 189.

e cioè:

$$A = \text{parte reale } \frac{4\pi\mu NI}{J_0(inr)},$$

da cui:

$$c = \frac{4\pi\mu NI}{J_0(inr)} J_0(in\varrho)e^{ipt},$$

Cerchiamo adesso qual sia il momento magnetico M del nucleo di fili; indicando con m l'intensità di magnetizzazione avremo:

$$c = \gamma + 4\pi m;$$

ma poichè

$$\gamma = \frac{c}{\mu} = \frac{4\pi NI}{J_0(inr)} J_0(in\varrho)\, e^{ipt},$$

avremo:

$$m = \frac{c - \gamma}{4\pi} = \frac{(\mu - 1)\, NI}{J_0(inr)} J_0(in\varrho)\, e^{ipt},$$

e indicando con ν il numero dei fili che compongono il fascio:

$$M = \nu \int m dv = \frac{2\pi\nu(\mu - 1)\, lNIe^{ipt}}{J_0(inr)} \int_0^r \varrho J_0(in\varrho) d\varrho. \tag{3}$$

Il valore di questo integrale si può ottenere caso per caso, servendosi delle tabelle numeriche pubblicate da lord Kelvin (¹) o, ancor più comodamente, servendosi delle curve disegnate a tole scopo dallo Zenneck (²). Ma per studiare sommariamente l'andamento generale dei fenomeni, conviene trattare in modo speciale due casi limiti: quello in cui la corrente abbia una frequenza estremamente bassa e quello in cui, al contrario, essa abbia una frequenza estremamente alta.

Se si tratta di basse frequenze o di fili di diametro molto piccolo o di materiali di grande resistenza specifica per modo che i moduli di nr ed $n\varrho$ siano piccoli di fronte all'unità, allora $J_0(inr)$ e $J_0(in\varrho)$ sono sensibilmente eguali all'unità, m risulta costante nell'interno del filo, e si ha:

$$M = \nu\pi r^2 l\, (\mu - 1)\, NI \cos pt$$

ossia il momento magnetico è in fase con la corrente.

Per frequenze elevatissime $J_0(in\varrho)$ tende verso il valore assintotico:

$$J_0(in\varrho) = \frac{e^{n\varrho}}{\sqrt{2\pi n\varrho}}$$

(¹) W. Thomson, Mathem. and Phys. papers 3, pag. 493. 1890.
(²) Drude's Ann. der Physik 11, pag. 1135. 1903.

e quindi:

$$M = 2\pi\nu\,(\mu - 1)\, l\mathrm{NI} e^{ipt} \int_0^r \varrho e^{n(\varrho - r)} \sqrt{\frac{r}{\varrho}}\, d\varrho =$$

$$= 2\pi\nu\,(\mu - 1)\, l\mathrm{NI} e^{ipt} \int_0^r \sqrt{r\varrho}\, e^{-n(r-\varrho)}\, d\varrho.$$

Per n grandissimo il fattore $e^{-n(r-\varrho)}$ è diverso da zero solo per i valori di ϱ molto vicini ad r, e perciò:

$$M = 2\pi\nu\,(\mu - 1)\, l\mathrm{NI} r e^{ipt} \int_0^r e^{-n(r-\varrho)}\, d\varrho$$

ma $\int_0^r e^{-n(\varrho - r)}\, d\varrho = \frac{1}{n}(1 - e^{-nr})$ dove e^{-nr} è trascurabile di fronte all'unità cosicchè

$$M = 2\pi\nu\,(\mu - 1)\, l\mathrm{NI} r\, \frac{e^{ipt}}{n}.$$

Ora, essendo

$$n^2 = \frac{4\pi\mu p i}{\sigma} = \frac{4\pi\mu p}{\sigma}\, e^{\frac{\pi i}{2}}$$

si ha

$$n = 2\sqrt{\frac{\pi\mu p}{\sigma}}\, e^{\frac{\pi i}{4}},$$

e quindi

$$M = \nu\,(\mu - 1)\, l\mathrm{NI} r \sqrt{\frac{\sigma\pi}{\mu p}}\, e^{\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)i};$$

prendendone la parte reale, si ha

$$M = \nu l \mathrm{NI} r \sqrt{\frac{\pi\sigma}{\mu p}}\,(\mu - 1) \cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right).$$

Per il caso poi in cui μ sia molto grande rispetto all'unità, possiamo anche scrivere più semplicemente:

$$M = \nu l \mathrm{NI} r \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}} \cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right).$$

Il momento magnetico del fascio è dunque in ritardo di fase di $\frac{\pi}{4}$ rispetto all' intensità corrente.

Si vede da ciò che prendendo come ascisse i valori dell'intensità della corrente

$$j = \mathrm{I} \cos pt$$

e come ordinate i valori corrispondenti del momento magnetico M del fascio, la curva che ne risulta (curva di magnetizzazione) è una ellissi. In generale gli assi di questa ellissi sono inclinati rispetto agli assi coordinati.

Le coordinate di un punto generico di essa sono del tipo

$$x = h \cos\theta \quad , \quad y = k \cos\left(\theta + \frac{\pi}{4}\right),$$

ossia:

$$\frac{x}{h} = \cos\theta$$

$$y\frac{\sqrt{2}}{k} - \frac{x}{h} = \operatorname{sen}\theta .$$

Quadrando e sommando si ha:

$$\frac{2x^2}{h^2} - 2\frac{\sqrt{2}\,xy}{hk} + \frac{2y^2}{k^2} = 1.$$

Se indichiamo con φ_1 e φ_2 gli angoli che gli assi di questa ellisse fanno cogli assi coordinati, abbiamo:

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{k^2 - h^2 + \sqrt{h^4 + k^4}}{\sqrt{2}\,hk}.$$

Il valore di questi angoli dipende unicamente dal rapporto $\frac{h}{k} = \lambda$; si ha

$$\operatorname{tg}\varphi_1 = \frac{1 - \lambda^2 + \sqrt{\lambda^4 + 1}}{\lambda\sqrt{2}},$$

e cioè,

$$\text{per} \quad \frac{h}{k} = 0 \quad \varphi_1 = 90^\circ$$

$$\text{per} \quad \frac{h}{k} = \infty \quad \varphi_1 = 0^\circ$$

$$\text{per} \quad h = k \quad \varphi_1 = 45^\circ .$$

Dunque facendo variare l'ampiezza relativa di una delle due quantità j ed M, l'ellissi ruota ed il suo asse principale passa dalla direzione dell'asse delle ordinate a quella dell'asse delle ascisse.

Vedremo in una prossima Nota come l'esperienza confermi quest'andamento delle curve di magnetizzazione. Per adesso vogliamo limitarci a cercare quale effetto possa esercitare sullo smorzamento e sul periodo di oscillazione di una scarica elettrica, il materiale magnetico posto entro il rocchetto.

3. Se F è la f. e. m. esterna applicata agli estremi del rocchetto, indicando con $\mathfrak{N}$ il flusso d'induzione ed R la resistenza del circuito, abbiamo:

$$\mathrm{R}j = \mathrm{F} - \frac{d\mathfrak{N}}{dt}$$

$$\mathrm{F} = \mathrm{R}i + \frac{d\mathfrak{N}}{dt}.$$

Ora, se con s indichiamo l'area della sezione interna del rocchetto, quella della somma delle sezioni dei fili essendo $\nu\pi r^2$, l'area della sezione per cui passano le linee di forza scorrendo nell'aria, sarà:

$$s - \nu\pi r^2 ,$$

ed essendo, Nl il numero totale delle spire, il corrispondente flusso di induzione è

$$\mathfrak{N}_1 = \gamma\,(s - \nu\pi r^2)\,\mathrm{N}l = 4\pi n^2 l\,(s - \nu\pi r^2).$$

Analogamente, nella parte della sezione occupata dal ferro, il flusso d'induzione è

$$\mathfrak{N}_2 = l\mathrm{N}\nu \int_s c\,ds \quad \text{dove } ds = 2\pi\varrho\,d\varrho .$$

Quindi

$$\mathfrak{N}_2 = 2\pi\nu l\mathrm{N} \int_0^r \varrho c\,d\varrho = \frac{8\pi^2\nu\mu l\mathrm{N}^2\mathrm{I}}{\mathrm{J}_0\,(inr)} \int_0^r \varrho\mathrm{J}_0(in\varrho)\,d\varrho.$$

Confortando questa equazione con la (3) già avuta per M a pag. 157 si vede che

$$\mathfrak{N}_2 = 4\pi\,\frac{\mu\mathrm{N}}{\mu - 1}\,\mathrm{M},$$

e possiamo così calcolare il flusso d'induzione $\mathfrak{N}_2$ deducendolo dal valore trovato per il momento magnetico M del fascio.

Per valori della frequenza molto piccoli o per fili estremamente fini e quindi per valori di (inr) molto piccoli, si ha:

$$\mathfrak{N}_2 = 4\nu\pi^2 r^2\mu l\mathrm{N}^2\mathrm{I}\cos pt;$$

per valori di (inr) molto grandi

$$\mathfrak{N}_2 = 4\pi\nu l\mathrm{N}^2 r\,\sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}}\;\mathrm{I}\cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right).$$

Ora

$$\mathfrak{N} = \mathfrak{N}_1 + \mathfrak{N}_2;$$

dunque per piccoli valori di (inr)

$$\mathfrak{N} = 4\pi\mathrm{N}^2 l\,(s - \nu\pi r^2 + \nu\pi r^2\mu)\,j$$

$$\mathrm{F} \quad = \mathrm{R}j + 4\pi\mathrm{N}^2 l\,[s + (\mu - 1)\,\nu\pi r^2]\,\frac{dj}{dt};$$

e nel caso in cui il rocchetto fosse formato, non da uno strato, ma da m strati le cui sezioni fossero $s_1 s_2 \dots s_m$, si troverebbe ponendo

$$\Sigma s = s_1 + s_2 + \dots + s_m$$
$$F = Rj + 4\pi N^2 l \left[\frac{\Sigma s}{m} + (\mu - 1) \nu\pi r^2\right] \frac{dj}{dt}.$$

Confrontando questa formula con quella che si avrebbe ponendovi $\mu = 1$, cioè con quella che si riferisce al caso in cui nel rocchetto manchi il nucleo di ferro, si ritrova così il risultato ben noto che la presenza del nucleo fa aumentare il coefficiente di autoinduzione della quantità

$$\Delta L = 4\pi N^2 l (\mu - 1) \nu\pi r^2 .$$

Passiamo adesso al caso, molto più interessante per noi, di fili non estremamente fini o di frequenze assai elevate.

Per (inr) assai grande e per un rocchetto con un solo strato, abbiamo

$$\mathfrak{N} = 4\pi N^2 l \left[(s - \nu\pi r^2) j + \nu r \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}} \, I \cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right],$$

e per un rocchetto di m strati

$$\mathfrak{N} = 4\pi N^2 l \left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r^2\right) j + \nu r \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{p}} \, I \cos\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right]$$
$$F = Rj + 4\pi N^2 l \left[\left(\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r^2\right) \frac{dj}{dt} - \nu r \sqrt{\pi\sigma\mu p} \, I \operatorname{sen}\left(pt - \frac{\pi}{4}\right)\right];$$

ma

$$I \operatorname{sen}\left(pt - \frac{\pi}{4}\right) = \frac{I}{\sqrt{2}} (\operatorname{sen} pt - \cos pt) = -\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{p}\frac{dj}{dt} + j\right),$$

quindi

$$F = \left[R + 4\pi N^2 l \nu r \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu p}{2}}\right] j + 4\pi N^2 l \left[\frac{\Sigma s}{m} - \nu\pi r^2 + \nu r \sqrt{\frac{\pi\sigma\mu}{2p}}\right] \frac{dj}{dt}$$

Anche qui, come nella formula (3), l'espressione di F si compone di due termini, uno proporzionale ad j e l'altro a $\frac{dj}{dt}$. Indicheremo rispettivamente con R' ed L' i coefficienti di proporzionalità i quali, per il calcolo del periodo di oscillazione e dello smorzamento della scarica, possono rispettivamente assumere il significato di resistenza e di coefficiente di autoinduzione del circuito. La nuova resistenza R' è dunque:

$$R' = R + 2\pi N^2 l \nu r \sqrt{2\pi\sigma\mu p},$$

ed il coefficiente di autoinduzione è:

$$L' = L - 2\pi N^2 lvr \left(2\pi r - \sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}\right),$$

dove, conformemente alla ben nota formula:

$$L = 4\pi N^2 l \frac{\Sigma s}{m}$$

si è rappresentato con L il coefficiente di autoinduzione del circuito per correnti di bassissima frequenza.

Così F viene semplicemente espressa da

$$F = R'j + L' \frac{dj}{dt}. \tag{6}$$

Se poi la frequenza raggiunge un tal valore che sia trascurabile di fronte a $2\pi r$ il valore di $\sqrt{\frac{2\pi\sigma\mu}{p}}$, allora avremo semplicemente:

$$R' - R = 2\pi N^2 lvr \sqrt{2\pi\sigma\mu p}$$
$$L' - L = - 4\pi^2 N^2 lvr^2.$$

Ossia, mentre la resistenza cresce in ogni caso per la presenza del ferro, l'autoinduzione invece, quando sia grande il diametro del filo o altissima la frequenza, può essere anche minore di quella che si avrebbe se il ferro non esistesse nel rocchetto. In generale però se il diametro del filo è assai sottile, si ha sempre una notevole magnetizzazione del nucleo e per conseguenza un aumento del periodo di oscillazione.

La formula (5) può anche servire a mostrare quale influenza può esercitare sul periodo e sullo smorzamento della scarica l'introdurre nell'interno del rocchetto un nucleo metallico di materiale non magnetico; basta farvi $\mu = 1$ e si vede che si ha sempre:

$$R' > R \quad L' < L.$$

4. Questi sono i risultati indicati a *priori* dalla teoria. Sino a qual punto essi sono confermati dall'esperienza ed in che maniera essi sono influenzati dal fatto che la permeabilità magnetica μ non ha un valore costante durante uno stesso ciclo di magnetizzazione, sarà da noi prossimamente riferito.