

CAMPO ROTANTE

1. INTRODUZIONE

La figura 1.1.a mostra lo schema di principio della sezione mediana, normale all'asse (asse z) di una macchina elettrica a traferro costante (ad esempio un motore asincrono od un generatore sincrono).

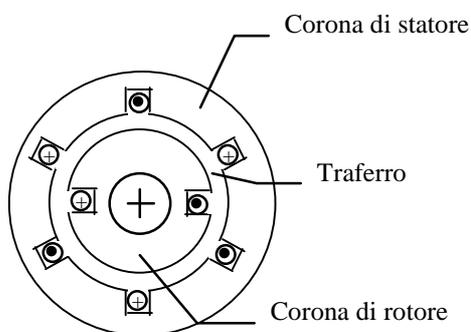


Figura 1.1.a.

Schema di principio della sezione mediana di una macchina elettrica a traferro costante

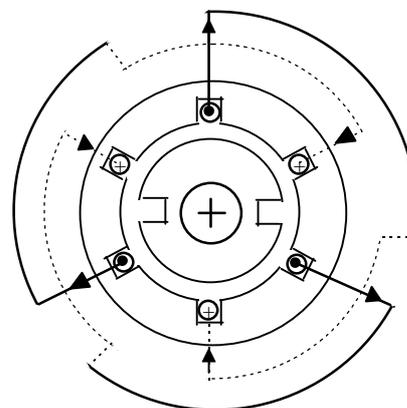


Figura 1.1.b.

Collegamenti dei lati attivi dell'avvolgimento sulla testata della macchina

Si distinguono la corona di statore, solidale con la carcassa della macchina, e la corona di rotore, solidale con l'albero della macchina. Grazie al traferro esistente tra la corona di statore e la corona di rotore quest'ultima è libera di ruotare attorno all'asse della macchina. La corona di statore e la corona di rotore sono costituite di materiale ferromagnetico dolce, eventualmente laminato a seconda del tipo di macchina che si considera. Nella parte che si affaccia al traferro, sia della corona di statore che di quella di rotore, sono presenti delle cave in cui sono alloggiati i "lati attivi" dei rispettivi avvolgimenti; tali lati attivi sono collegati tra di loro a costituire le fasi dell'avvolgimento stesso, mediante collegamenti che giacciono sulle testate della macchina (vedi figura 1.1.b). Nella figura è rappresentato un avvolgimento di statore trifase, costituito da una "matassa" per fase; ciascuna matassa è caratterizzata dal numero n di conduttori per cava e dalla corrente i che la percorre.

Lo studio del campo magnetico al traferro della macchina rappresentata nella figura 1, richiede la soluzione delle equazioni della elettrodinamica stazionaria, in presenza di un mezzo non uniforme e non lineare, in una geometria complessa. Tale studio viene notevolmente semplificato, mediante l'introduzione delle seguenti **ipotesi di campo**:

1. la permeabilità del ferro si suppone infinita;
2. la distribuzione del campo magnetico si ritiene identica in tutti i piani perpendicolari all'asse della macchina;
3. l'andamento delle linee del campo magnetico al traferro si suppone radiale.

La prima ipotesi consente di trascurare il campo magnetico all'interno delle corone di statore e di rotore. La seconda ipotesi equivale a trascurare le distorsioni al campo prodotte dalle testate degli avvolgimenti. La terza ipotesi equivale a trascurare la deformazione del campo dovuta alle presenza

delle cave aperte al traferro. Nella figura 2 viene infatti riportato l'andamento qualitativo delle linee del campo di induzione magnetica nella regione circostante una cava aperta; si riconosce immediatamente che in questo caso la componente azimutale del campo al traferro risulta diversa da zero.

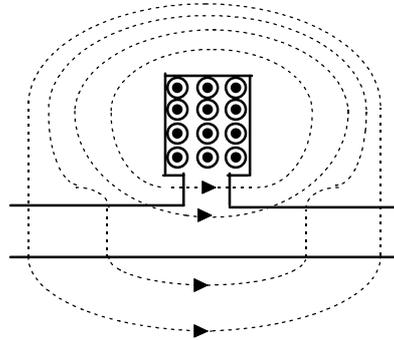


Figura 1.2.

Andamento qualitativo delle linee di induzione magnetica nell'intorno di una cava

2. CAMPO PRODOTTO DA UNA FASE

Essendo il traferro di piccolo spessore (qualche millimetro), è possibile trascurare la curvatura delle superfici ad esso affacciate e quindi studiare il campo in coordinate lineari invece che angolari. Con riferimento alla figura 2.1, in cui la direzione x coincide con quella azimutale e la direzione y con quella radiale, sia R il raggio al traferro, τ il passo polare dell'avvolgimento, $2p$ il numero di poli, risulta:

$$2\pi R = 2p\tau \Rightarrow \frac{\tau}{\pi} = \frac{R}{p} \quad (2.1)$$

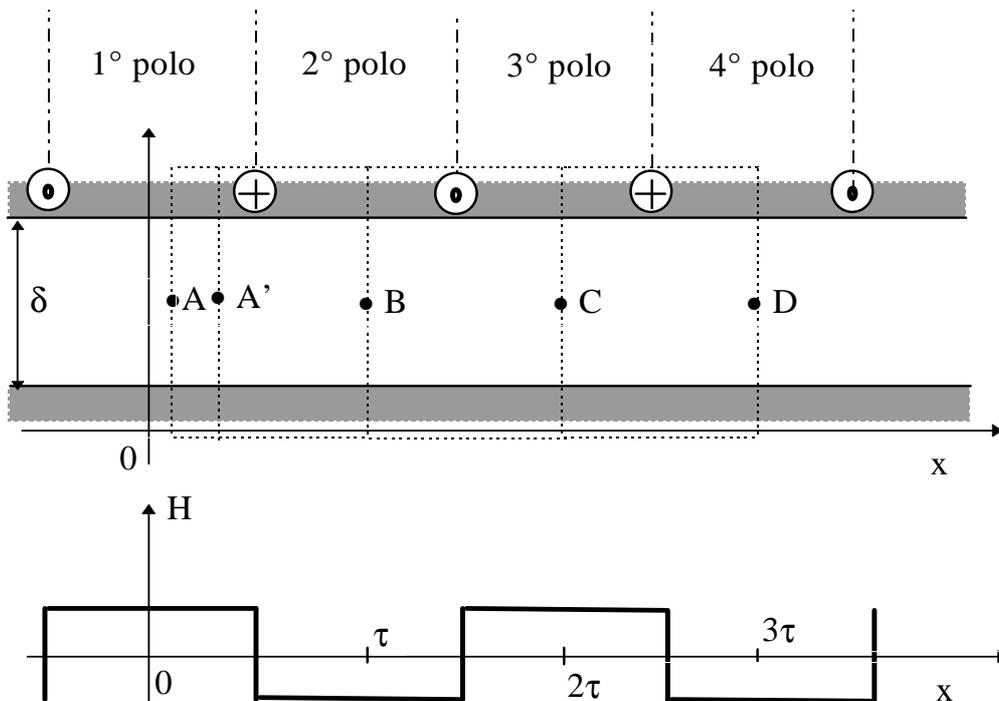


Figura 2.1. Campo prodotto da una fase avente una cava per polo

Si consideri una sola fase dell'avvolgimento, percorsa dalla corrente i , e costituita da p "matasse" di n conduttori, ciascuna alloggiata in una cava per polo, e collegate in serie. Il campo magnetico al traferro, per quanto detto sopra ha la sola componente y (componente radiale) e risulta costante al variare della coordinata y nel traferro (in quanto solenoidale nel traferro). Si assume convenzionalmente il campo positivo quando risulta uscente dal rotore, e quindi è diretto nel verso delle y positive. Il campo magnetico tra un conduttore e l'altro è costante. Si ha infatti, applicando la legge della circuitazione magnetica alla curva chiusa A-A':

$$H_A \cdot \delta - H_{A'} \cdot \delta = 0 \Rightarrow H_A = H_{A'} \quad (2.1)$$

Applicando la legge della circuitazione magnetica alle curve chiuse A-B, A-C e A-D della figura 2.1, si ottengono rispettivamente le equazioni:

$$\begin{cases} H_A \cdot \delta - H_B \cdot \delta = ni \\ H_A \cdot \delta - H_C \cdot \delta = 0 \\ H_A \cdot \delta - H_D \cdot \delta = ni \end{cases} \quad (2.2)$$

Per chiudere il sistema (2.2) è necessaria una ulteriore equazione che si ottiene dalla solenoidalità della induzione magnetica e dalla ipotesi di campo 2. Infatti il flusso di induzione magnetica attraverso tutto il traferro, trascurando il contributo delle testate deve essere nullo:

$$p[(\mu_0 H_A)(l\tau) + (\mu_0 H_B)(l\tau)] = 0 \Rightarrow H_A + H_B = 0 \quad (2.3)$$

dove l è la lunghezza assiale della macchina. Dalle (2.2) e dalla (2.3) si deduce:

$$\begin{cases} H_A = H_C = \frac{ni}{2\delta} \\ H_B = H_D = -\frac{ni}{2\delta} \end{cases} \quad (2.4)$$

Scegliendo l'origine delle coordinate nel centro di un polo (vedi figura 2.1), il campo $H(x)$, nell'intervallo $[0, 2\tau]$, ha la seguente espressione derivata dalle (2.4):

$$H(x) = \begin{cases} +\frac{ni}{2\delta}, & \text{se } 0 < x < \frac{\tau}{2} \text{ e } \frac{3\tau}{2} < x < 2\tau \\ -\frac{ni}{2\delta}, & \text{se } \frac{\tau}{2} < x < \frac{3\tau}{2} \end{cases} \quad (2.5)$$

Il campo risulta quindi periodico, di periodo 2τ e simmetrico rispetto all'origine. Lo sviluppo del campo in armoniche, mediante la Serie di Fourier con punto iniziale nell'origine, comprende solo i termini coseno (per la simmetria) e non comprende le armoniche pari coseno (annullandosi il campo nei punti $\tau/2, 3\tau/2, 5\tau/2$, ecc.)^(*):

^(*) Ogni funzione periodica limitata $f(t)$ di periodo T può essere sviluppata in **Serie di Fourier**

secondo la formula $f(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} [a_k \cos(2k\pi t / T) + b_k \sin(2k\pi t / T)]$

,dove $a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt$, $a_k = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt$, $b_k = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt$

$$H(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\cos(k\pi)}{2k+1} \cos\left((2k+1)\frac{\pi x}{\tau}\right) \quad (2.6)$$

In particolare l'espressione della prima armonica del campo è la seguente:

$$H_{(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \quad (2.7)$$

3. CAMPO PRODOTTO DA UN AVVOLGIMENTO POLIFASE

Si consideri un sistema polifase avente m fasi. Se $m \geq 3$ il sistema polifase è rappresentato da una m -pla ordinata di tensioni. Si supponga che:

1. gli avvolgimenti siano tutti uguali ed equispaziati, cioè che ogni fase sia spazialmente sfasata dalle fasi vicine di $(2\tau/m)$;
2. il sistema di tensioni polifase sia simmetrico con pulsazione ω .

Nelle ipotesi fatte, essendo il circuito magnetico della macchina dotato di simmetria assiale, le correnti assorbite dalle m fasi dell'avvolgimento, soggette al sistema delle m tensioni simmetriche, costituiscono un sistema di m correnti equilibrato:

$$\begin{cases} i_1(t) = I_M \cos(\omega t) \\ i_2(t) = I_M \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{m}\right) \\ \dots \\ i_m(t) = I_M \cos\left(\omega t - (m-1)\frac{2\pi}{m}\right) \end{cases} \quad (3.1)$$

Con riferimento alla generica fase s ($s=1,2,3$), inserendo nella (2.7) l'espressione della corrente data dalle (3.1) si ottiene l'espressione della prima armonica del campo prodotto da tale corrente:

$$\begin{aligned} H_s(x,t) &= \frac{2nI_M}{\pi\delta} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi(s-1)}{m}\right) \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \frac{2\pi(s-1)}{m}\right) = \\ &= \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) + \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left[\left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t\right) - \frac{4\pi(s-1)}{m}\right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

La (3.2) mostra come il **campo alternato** prodotto da ogni singola fase può essere scomposto nella somma di due **campi rotanti** (rispettivamente il primo ed il secondo termine del secondo membro della equazione): entrambi i campi, ruotano con la stessa velocità angolare ω_c , definita dalla (3.3), ma in direzioni opposte. Il campo **diretto** si muove nel verso delle x positive, quello **inverso** nel verso delle x negative.

$$\omega_c = \frac{v}{R} = \frac{\omega\tau}{\pi R} = \frac{\omega}{p} \quad (3.3)$$

Grazie alla linearità del problema (ipotesi di campo), il campo prodotto dal sistema di m correnti risulta pari alla somma degli m campi prodotti dalle singole correnti, da cui segue, sempre facendo riferimento alla sola prima armonica spaziale del campo:

$$\begin{aligned}
H(x, t) &= \sum_{s=1}^m \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) + \sum_{s=1}^m \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left[\left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t\right) - \frac{4\pi(s-1)}{m}\right] = \\
&= \frac{nI_M}{\pi\delta} m \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) + \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t\right) \sum_{s=1}^m \cos\left(\frac{4\pi(s-1)}{m}\right) + \frac{nI_M}{\pi\delta} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t\right) \sum_{s=1}^m \operatorname{sen}\left(\frac{4\pi(s-1)}{m}\right)
\end{aligned}$$

I campi diretti risultano in fase tra di loro, viceversa lo sfasamento esistente tra quelli inversi fa sì che il loro contributo totale sia identicamente nullo se $m \geq 3$ (per le note formule della trigonometria le due serie si annullano se $m \geq 3$)^(**). La prima armonica del campo risultante ha quindi l'espressione (3.4) e risulta essere un campo rotante con velocità angolare data dalla (3.3).

$$H(x, t) = m \frac{nI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) \quad (3.4)$$

Si consideri un avvolgimento distribuito, che occupa q cave per polo. Ogni cava è separata dalla successiva dal passo di cava τ_c ; nella figura 3.1 è mostrato il caso corrispondente a $q=6$. Tale avvolgimento è costituito da q avvolgimenti parziali che occupano una sola cava per polo, in serie tra di loro (percorsi in ogni istante di tempo dalla stessa corrente). Il campo totale H_t prodotto da tale avvolgimento risulta dalla sovrapposizione dei q campi prodotti dagli avvolgimenti parziali. In questo modo, il campo totale risulta più simile ad una sinusoide di quanto non lo fosse nel caso precedente (vedi figura 3.1). Le armoniche spaziali superiori del campo risultano pertanto ridotte rispetto a quanto visto nella (2.6). Le (3.5) riportano le espressioni delle prime armoniche dei campi parziali ricavate dalla (2.7), considerando un unico sistema di riferimento avente l'origine nel punto centrale del primo avvolgimento parziale (vedi figura 3.1). La (3.6), in cui \Re indica l'operatore parte reale di un numero complesso, riporta l'espressione della prima armonica spaziale del campo totale prodotto al traferro dall'intero avvolgimento distribuito.

$$\begin{cases}
H_{1,(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \\
H_{2,(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi}{\tau}(x - \tau_c)\right) \\
\dots \\
H_{q,(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi}{\tau}(x - (q-1)\tau_c)\right)
\end{cases} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
H_{t,(1)}(x) &= \frac{2ni}{\pi\delta} \sum_{s=1}^q \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \frac{(s-1)\pi\tau_c}{\tau}\right) = \frac{2ni}{\pi\delta} \Re \left\{ e^{j\frac{\pi x}{\tau}} \sum_{s=1}^q \left(e^{-j\frac{\pi\tau_c}{\tau}} \right)^{s-1} \right\} = \\
&= \frac{2ni}{\pi\delta} \Re \left\{ e^{j\frac{\pi x}{\tau}} \frac{1 - e^{-jq\frac{\pi\tau_c}{\tau}}}{1 - e^{-j\frac{\pi\tau_c}{\tau}}} \right\} = \frac{2ni}{\pi\delta} \Re \left\{ e^{j\left(\frac{\pi x}{\tau} - \frac{q-1}{2} \frac{\pi\tau_c}{\tau}\right)} \frac{e^{j\frac{q}{2} \frac{\pi\tau_c}{\tau}} - e^{-j\frac{q}{2} \frac{\pi\tau_c}{\tau}}}{e^{j\frac{1}{2} \frac{\pi\tau_c}{\tau}} - e^{-j\frac{1}{2} \frac{\pi\tau_c}{\tau}}} \right\}
\end{aligned} \quad (3.6)$$

^(**) Risulta infatti: $\sum_{s=1}^m \cos\left(\frac{4\pi(s-1)}{m}\right) + j \sum_{s=1}^m \operatorname{sen}\left(\frac{4\pi(s-1)}{m}\right) = \sum_{s=1}^m e^{4\pi j(s-1)/m} = \frac{1 - e^{4\pi j}}{1 - e^{4\pi j/m}} = 0$

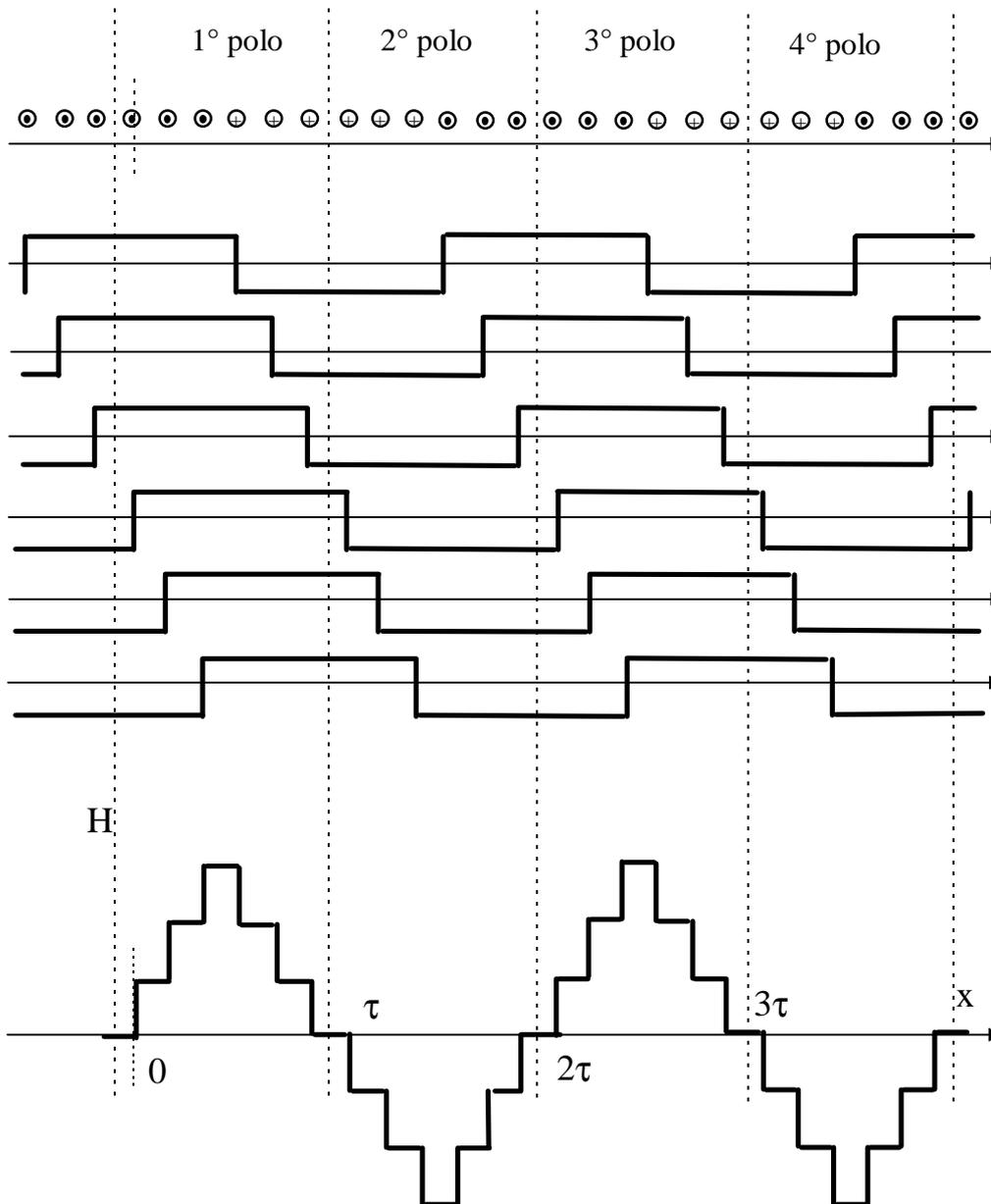


Figura 3.1. Campo prodotto da un avvolgimento avente q cave per polo e fase

Definendo l'angolo elettrico $\alpha = \frac{\pi\tau_c}{\tau}$ e ricordando che $\text{sen } \vartheta = \frac{e^{j\vartheta} - e^{-j\vartheta}}{2j}$, dalla (3.6) risulta:

$$H_{t,(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi\delta} \frac{\text{sen} \frac{q\alpha}{2}}{\text{sen} \frac{\alpha}{2}} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - (q-1)\frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.7)$$

Il **fattore di avvolgimento** k_a dell'avvolgimento considerato, viene definito come il rapporto tra l'ampiezza della prima armonica del campo totale e q volte l'ampiezza della prima armonica dei campi elementari:

$$k_a = \frac{\left(\frac{2ni \cdot \frac{\sin \frac{q\alpha}{2}}{2}}{\pi\delta} \right)}{q \left(\frac{2ni}{\pi\delta} \right)} = \frac{\frac{\sin \frac{q\alpha}{2}}{2}}{q \cdot \frac{\alpha}{2}} \quad (3.8)$$

Tenendo conto di quest'ultima definizione, dalla (3.7), traslando l'origine del sistema di riferimento della quantità $\frac{\tau}{\pi}(q-1)\frac{\alpha}{2}$, si ottiene la seguente espressione della prima armonica del campo totale:

$$H_{t,(1)}(x) = \frac{2}{\pi\delta} \cdot k_a \cdot qni \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \quad (3.9)$$

La (3.9) esprime la prima armonica del campo totale generato dall'avvolgimento percorso dalla corrente i , nel riferimento che ha come origine il punto di massimo del campo stesso, qualunque sia il valore della corrente i ; a tale punto si dà il nome di punto centrale dell'avvolgimento

Si può notare che le espressioni (3.9) e (2.7), rispettivamente del campo totale e del campo parziale, differiscono solo per il fattore qk_a . Questo significa che, con lo stesso procedimento utilizzato per passare dalla (2.7) alla (3.4), è possibile dimostrare che:

- **Un avvolgimento monofase percorso da una corrente sinusoidale con pulsazione ω produce al traferro un campo alternato la cui prima armonica spaziale, avente l'espressione (3.9), può essere scomposta nella somma di due campi H_d ed H_i , rispettivamente chiamati campo diretto e campo inverso, ruotanti al traferro, con la velocità angolare data dalla (3.3), in direzioni opposte:**

$$\begin{aligned} H(x,t) &= \frac{2k_a qnI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \cos(\omega t) = H_d(x,t) + H_i(x,t) \\ H_d(x,t) &= \frac{k_a qnI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) \\ H_i(x,t) &= \frac{k_a qnI_M}{\pi\delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} + \omega t\right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

- **Un avvolgimento polifase ($m \geq 3$) percorso da un sistema di correnti equilibrato produce un campo risultante, la cui prima armonica spaziale costituisce un campo rotante con velocità angolare data dalla (3.3) ed avente la seguente espressione:**

$$H(x,t) = \frac{m}{\pi\delta} \cdot k_a \cdot qnI_M \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) \quad (3.11)$$

4. CAMPO PRODOTTO DA UN AVVOLGIMENTO BIFASE

Un avvolgimento bifase è costituito da due avvolgimenti uguali sfasati spazialmente lungo il traferro di $\tau/2$. Tali avvolgimenti vengono alimentati con due tensioni sinusoidali con pulsazione ω sfasate nel tempo di $\pi/2$. Trascurando tutti i fenomeni di non linearità del sistema, le correnti che

circolano nei due avvolgimenti risultano anch'esse sinusoidali con pulsazione ω e sfasate nel tempo di $\pi/2$. risulta quindi, con riferimento sempre alla sola prima armonica spaziale del campo:

$$\begin{aligned} H(x, t) &= \frac{2k_a q n I_M}{\pi \delta} \left[\cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \cos(\omega t) + \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \right] = \\ &= \frac{2k_a q n I_M}{\pi \delta} \left[\cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \cos(\omega t) + \sin\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \sin(\omega t) \right] = \\ &= \frac{2k_a q n I_M}{\pi \delta} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t\right) \end{aligned} \quad (4.1)$$

L'espressione (4.1) coincide formalmente con la (3.10), posto $m=2$. **Si può quindi estendere la (3.10) a sistemi polifase qualsiasi, con l'eccezione del caso monofase in cui la (3.10) descrive solo il campo diretto.**

5. FORZA ELETTROMOTRICE INDOTTA DA UN CAMPO ROTANTE

Si consideri ora un generico campo rotante che transita con velocità $v = \omega_c R$ di fronte ad una spira, ferma, di passo τ uguale a quello del campo stesso. Nella spira si induce una f.e.m. $e(t)$ data dalla seguente espressione dove φ è il flusso del campo rotante concatenato con la spira (flusso per polo):

$$e(t) = - \frac{d\varphi}{dt} \quad (5.1)$$

Se il campo rotante ha una distribuzione spaziale sinusoidale, la f.e.m. indotta risulta una funzione sinusoidale del tempo con pulsazione ω avente la seguente espressione:

$$\omega = p \omega_c \quad (5.2)$$

Infatti dalla (4.1), tenendo conto che $2 \pi R = 2 p \tau$, risulta:

$$\begin{aligned} \varphi(t) &= l \int_0^{\tau} \mu_0 H_M \cos\left[\frac{\pi}{\tau}(x - vt)\right] dx = 2 \mu_0 H_M \frac{l\tau}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{\tau} vt\right) = 2 \mu_0 H_M \frac{l\tau}{\pi} \sin(p\omega_c t) \\ e(t) &= - \frac{d}{dt} \left[2 \mu_0 H_M \frac{l\tau}{\pi} \sin(p\omega_c t) \right] = - p\omega_c 2 \mu_0 H_M \frac{l\tau}{\pi} \cos(p\omega_c t) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Il valore efficace Φ del flusso concatenato con la spira vale:

$$\Phi = \sqrt{2} \mu_0 H_M \frac{l\tau}{\pi} \quad (5.4)$$

Considerando i numeri complessi rappresentativi (trasformata di Steinmetz) del flusso concatenato con una spira, $\underline{\Phi}$, e della forza elettromotrice indotta in tale spira, \underline{E}_s , dalla (5.1) risulta:

$$\underline{E}_s = -j\omega \underline{\Phi} \quad (5.5)$$

Se l'avvolgimento è costituito da N_s spire (corrispondenti a $2N_s$ conduttori attivi), con passaggi del tutto analoghi a quelli fatti per passare dal campo prodotto da una spira al campo prodotto da un avvolgimento distribuito, si può dimostrare che il fasore della f.e.m. indotta in esso dal campo rotante è dato dalla seguente espressione, in cui compare il fattore di avvolgimento k_a definito dalla

(3.8) ed il flusso è quello che si concatena con la spira ideale avente lo stesso passo dell'avvolgimento e centrata sul punto centrale della fase.

$$\underline{E} = -j\omega k_a N_s \underline{\Phi} \quad (5.6)$$

6. FORZA MAGNETOMOTRICE AL TRAFERRO

La forza magnetomotrice (f.m.m.) relativa ad una linea chiusa qualsiasi viene definita come la corrente totale che si concatena con tale linea ed è la causa del campo magnetico presente lungo la linea. Nelle macchine elettriche rotanti sono presenti gli avvolgimenti di statore e di rotore che si affacciano al traferro; la corrente che circola in tali avvolgimenti è la causa del campo magnetico presente nel traferro tra statore e rotore. La forza magnetomotrice al traferro, nel seguito indicata col simbolo F , relativa ad un avvolgimento (di statore o di rotore, o ad una singola fase di uno di tali avvolgimenti) viene definita nel seguente modo:

1. La differenza di f.m.m. tra due punti generici del traferro è pari alla corrente, che circola nell'avvolgimento considerato, che si concatena con una linea chiusa avente due lati rettilinei (diretti lungo y) che attraversano il traferro nei due punti considerati e due lati curvilinei qualsiasi che giacciono rispettivamente nelle corone di statore e di rotore. La differenza di f.m.m. va fatta tra il valore della f.m.m. nel punto in cui la linea attraversa il traferro nel verso dal rotore allo statore ed il valore della f.m.m. nell'altro punto.
2. Il valore medio della f.m.m. su tutto il traferro deve essere nullo.

Con riferimento alla figura 2.1 risulta quindi:

$$\begin{cases} F_A - F_B = ni \\ F_A - F_C = 0 \\ F_A - F_D = ni \\ 2p[F_A(l\tau) + F_B(l\tau)] = 0 \Rightarrow F_A + F_B = 0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Dalle (6.1) segue:

$$\begin{cases} F_A = F_C = \frac{ni}{2} \\ F_B = F_D = -\frac{ni}{2} \end{cases} \quad (6.2)$$

e quindi, in ogni punto del traferro risulta, tenendo conto della (2.4):

$$H(x) = \frac{F(x)}{\delta} \quad (6.3)$$

Dalla (6.3) si osserva come nelle ipotesi fatte, che hanno permesso di linearizzare il problema, il campo magnetico in un punto del traferro può essere calcolato dal valore della la f.m.m. in quel punto, semplicemente dividendolo per lo spessore del traferro in quel punto. E' da notare che la f.m.m è una grandezza che dipende unicamente dal valore della corrente che circola nell'avvolgimento a dalla distribuzione delle cave lungo il traferro, al contrario del campo magnetico che in generale dipende anche dalla geometria del sistema e dal materiale delle corone di statore e di rotore. Inoltre la f.m.m. relativa alle correnti di due avvolgimenti qualsiasi risulta sempre

pari alla somma delle due f.m.m. dei singoli avvolgimenti, cosa che è vera per il campo magnetico generato, unicamente trascurando la non-linearità del materiale.

La prima armonica dello sviluppo in Serie di Fourier della f.m.m. al traferro generata da una fase supponendo 1 cava per polo risulta quindi:

$$F_{(1)}(x) = \frac{2ni}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{\tau}\right) \quad (6.4)$$

Tutte le relazioni che verranno sviluppate nel seguito a partire dalla (2.7) per il campo magnetico possono venire sviluppate analogamente, a partire dalla (6.4) per la f.m.m. al traferro, sussistendo in ogni caso, nelle ipotesi di campo esposte al capitolo 1, la relazione (6.3).

7. CAMPO PRODOTTO DA UN AVVOLGIMENTO POLIFASE IN PRESENZA DI TRAFERRO DI SPESSORE VARIABILE

Si consideri il caso di una macchina in cui il traferro abbia spessore variabile al variare della coordinata x , come indicato a titolo di esempio nella figura 7.1 che si riferisce al traferro di un generatore sincrono a poli salienti. Si voglia calcolare il campo prodotto da un avvolgimento polifase ($m \geq 3$) che è alloggiato nelle cave statoriche, schematicamente indicato nella figura 7.1.

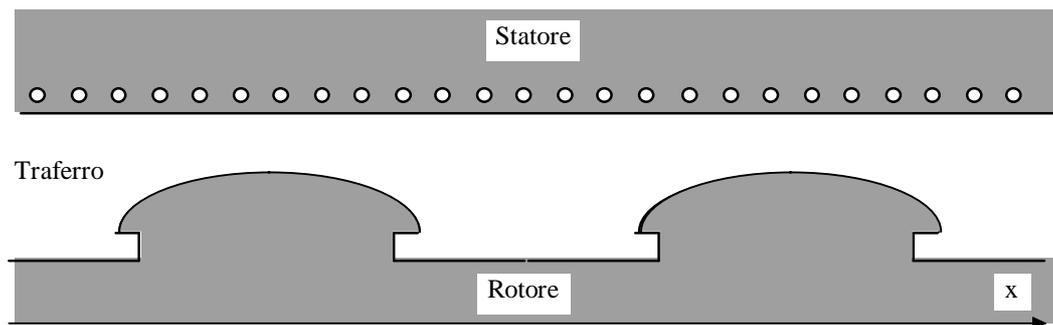


Figura 7.1 Traferro di un generatore sincrono a poli salienti

Per quanto detto al paragrafo 6, tutte le considerazioni svolte per il campo al traferro nei paragrafi 3 e 4, valide nella ipotesi di mezzo lineare e traferro costante, valgono, anche se il mezzo è non lineare ed il traferro variabile, per la f.m.m. al traferro. Ne risulta che la prima armonica spaziale della f.m.m. al traferro, prodotta da un sistema equilibrato di correnti sinusoidali di pulsazione ω che circola nell'avvolgimento polifase che è alloggiato nelle cave di statore, risulta avere la seguente espressione:

$$F(x, t) = \frac{m}{\pi} \cdot k_a \cdot qnI_M \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t - \varphi\right) \quad (7.1)$$

dove φ è l'angolo di fase temporale della corrente nella prima fase. La prima armonica spaziale della f.m.m. prodotta risulta quindi ruotare al traferro con una velocità angolare data ancora dalla (3.3). Se si suppongono valide le ipotesi di campo illustrate nel paragrafo 1, dalla conoscenza della f.m.m. al traferro è possibile calcolare il campo al traferro tramite la (6.3), da cui:

$$H(x, t) = \frac{m}{\pi\delta(x)} \cdot k_a \cdot qnI_M \cdot \cos\left(\frac{\pi x}{\tau} - \omega t - \varphi\right) \quad (7.2)$$

