

ANEXO I

PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DA INDUÇÃO ELETROMAGNÉTICA

AI.1 DESCRIÇÃO DA LEVITAÇÃO MAGNÉTICA

A experiência do “anel saltador” tem sido usada para ilustrar alguns dos princípios fundamentais da indução eletromagnética. O dispositivo consiste numa simples bobina com um núcleo alongado em material ferromagnético laminado, com o que esta representado na Figura AI.1.

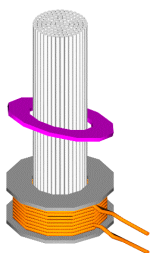


Figura AI.1 - Experiência do “anel saltador”

Quando o anel de material condutor elétrico e não magnético (cobre ou alumínio) é colocado de forma a abraçar o núcleo e uma tensão alternada é bruscamente aplicada à bobina observa-se que o anel salta fora do núcleo, atingindo alguns metros de altura.

O fenómeno pode explicar-se atendendo ao teorema da conservação de fluxo. Antes de ligar a bobina o fluxo através do anel é $\Phi_0 = 0$. Ao ligar a bobina o fluxo (Φ) através do anel induz nele uma (*fem*).

$$e = \frac{d\Phi}{dt} \quad (AI.1)$$

Que dá origem no anel de resistência (R) e auto-indução (L) a uma corrente (i) tal que:

$$\frac{d\Phi}{dt} = Ri + L \frac{di}{dt} \quad (\text{AI2.2})$$

Admitindo que $R = 0$ e $L = 0$ vem $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ e, portanto $\Phi = \text{Constante}$

O fluxo inicial é elevado devido ao regime transitório, e como o anel “exige” constantemente um fluxo nulo, o anel reage afastando-se violentamente da fonte que gera o fluxo de forma a ser atravessado por um fluxo nulo. Porém, ao atingir-se o regime forçado na bobina, se o anel voltar a ser colocado no núcleo ele fica a levitar. Isto porque efetivamente o anel tem uma certa resistência e auto-indução (ou constante de tempo L/R) induzindo-se então nele uma certa corrente necessária para cobrir as suas perdas de Joule e criar um fluxo contrário ao fluxo produzido pela bobina primária. A força de repulsão entre os dois fluxos é tal que equilibra o peso do anel e conclui-se que as correntes na bobina e no anel estão em oposição.

O anel não fica, porém centrado com o eixo do dispositivo, isto é, não é possível sustentá-lo sem o contacto físico com o núcleo, apresentando, portanto instabilidade. O mesmo sucede com a repulsão entre dois magnetos permanentes. A razão desta instabilidade pode compreender-se facilmente a partir do dispositivo indicado em (a) da Figura AI.2, que é em tudo idêntico ao do anel saltador, simplesmente o núcleo central foi reduzido.

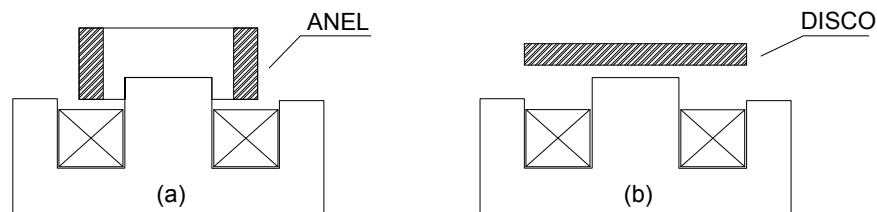


Figura AI.2 - Nova configuração do “anel saltador”

O anel pode ainda ser substituído por um disco condutor e colocado sobre a superfície do ferro continuando a existir força de sustentação como indica em (b) da figura anterior.

Porém, nesta configuração é relativamente fácil demonstrar que o sistema é instável.

A figura seguinte mostra que se o disco não estiver perfeitamente centrado com eixo magnético da bobina, as forças exercidas radialmente não são simétricas e o disco será projetado lateralmente. O sistema é, portanto instável.

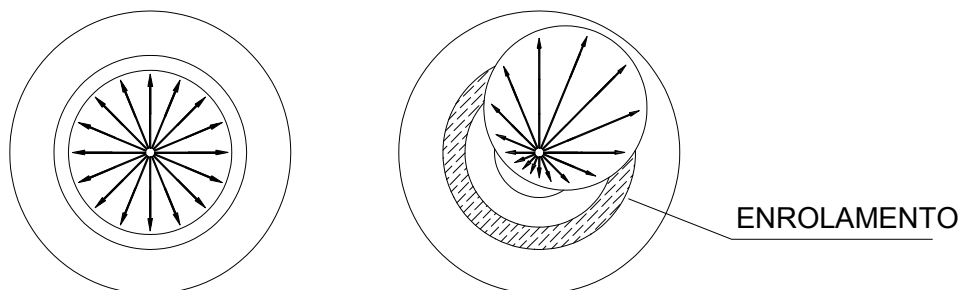


Figura A1.3 - Demonstração da instabilidade do disco

A estabilidade do disco pode, no entanto ser conseguida á custa de outra bobina colocada concêntrica com a primeira e atravessada por uma corrente (I_2) defasada da corrente (I_1) de modo a criarem campos transladantes que se propagam radialmente. A Figura A1.4 representa o sistema na qual a estrutura de ferro é laminada radialmente e é construída com lâminas semelhantes às usadas em pequenos transformadores.

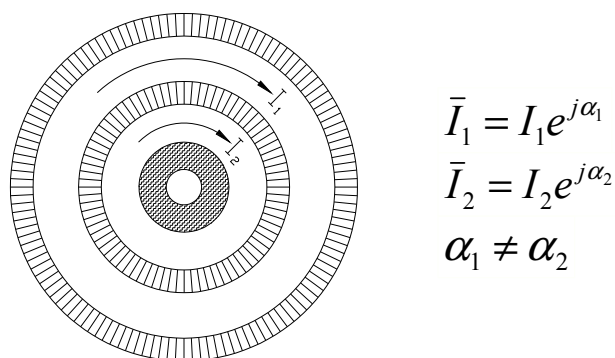


Figura A1.4 - Levitador com estabilidade

A seção reta do sistema está representada em (a) da Figura A1.5, que pode ser considerada uma estrutura linear. Devido ao defasamento das correntes (I_1) e (I_2) criam-se campos transladantes radiais opostos que estabilizam o disco de alumínio. O disco de alumínio pode mesmo ser substituído por uma esfera oca de alumínio, como mostrado em (b). Os campos transladantes radiais poderão, no entanto ser produzidos por uma única bobina, substituindo a bobina interior por um tubo de cobre como indicado em (c). Desta forma consegue-se a levitação da esfera com estabilidade só com uma única bobina excitada.

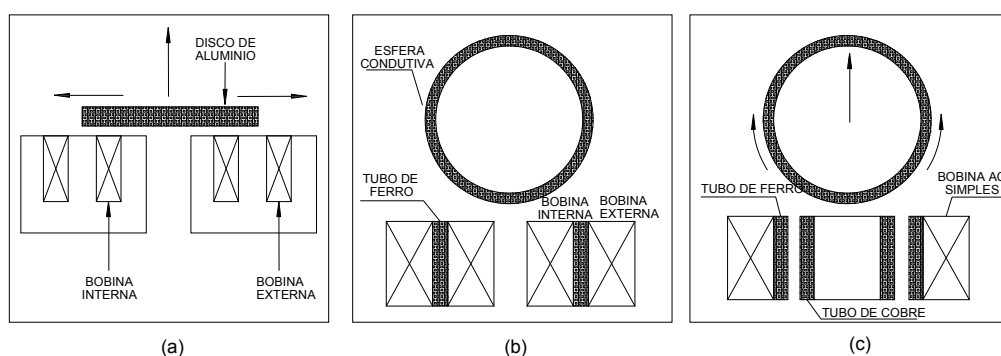


Figura A1.5 - Seção reta do levitador circular com estabilidade

No levitador circular nada impede que a estrutura circular seja alongada de forma a ficar com aspecto representado na Figura A1.6.

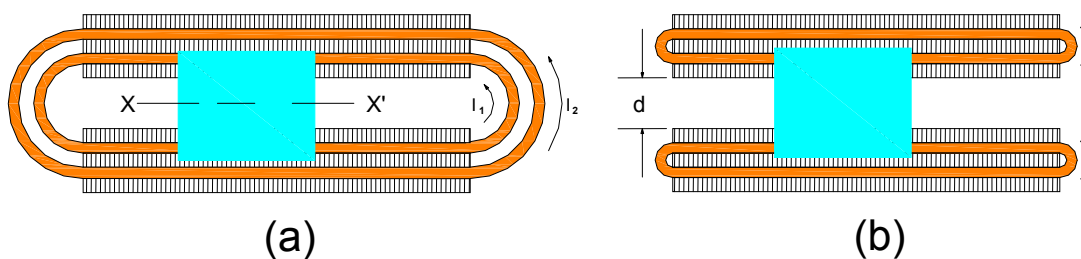


Figura A1.6 - Modificação do levitador circular para o levitador linear

O movimento na direção $X-X'$ corresponde à rotação do disco na estrutura circular. Se as duas bobinas concêntricas da figura (a) forem modificadas de forma a terem o mesmo número de espiras e serem atravessadas pela mesma corrente, resulta então o sistema representado na figura (b), o qual permite a colocação dos dois blocos estáticos à distância (d).

A Figura Al.7 mostra uma seção transversal do sistema equivalente onde estão representados os sentidos das correntes induzidas na placa metálica. A altura de levitação (h) depende da (fmm) do primário, da condutividade da placa, e do seu peso. A placa fica então estática e suportada em levitação pelo campo magnético do primário.

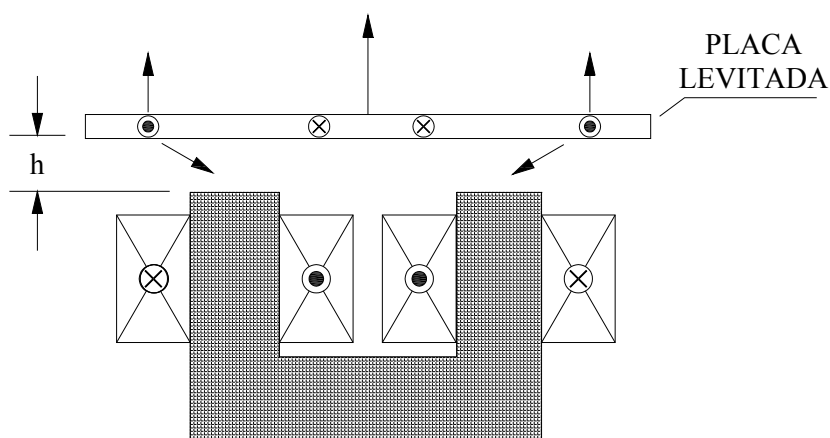


Figura Al.7 - Levitador linear com estabilidade

Nos sistemas de translação eletromagnética associa-se a levitação magnética à utilização de motores de indução linear. Suponha-se então um sistema constituído por um certo número de levitadores, alimentados por um sistema polifásico de forma a criar-se um campo transladante como o que está representado na Figura Al.8.

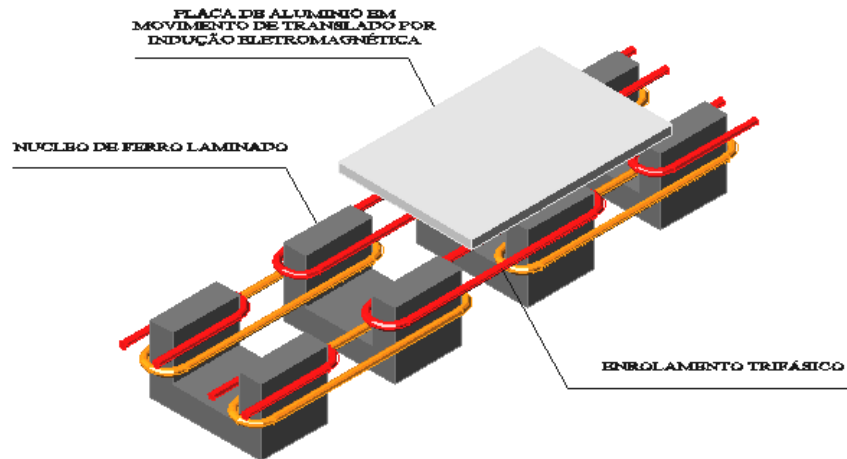


Figura A1.8 - “Rio magnético”

Na placa secundária fica então aplicada uma força com componentes vertical (levitação), lateral (estabilização) e longitudinal (propulsora devido ao campo transladante). Resulta assim um sistema de translação eletromagnética sem qualquer contato mecânico, cuja velocidade depende do passo polar e da sua frequência de alimentação.

ANEXO II

PERDAS NOS MOTORES DE INDUÇÃO LINEARES

AII.1 PERDAS POR EFEITO JOULE

A corrente elétrica é um movimento de cargas elétricas. Este movimento através da estrutura atômica em um material condutor origina choques que produzem elevação da temperatura do condutor.

Considerando um condutor elétrico de comprimento (ℓ), secção (S) e resistividade (ρ), sua resistência elétrica é dada por:

$$R = \rho \cdot \frac{\ell}{S} \quad (\text{AII.1})$$

Por definição, as perdas de Joule são dadas pelo produto da resistência do condutor pelo quadrado da corrente, isto é:

$$P_{JOULE} = R \cdot I^2 \quad (\text{AII.2})$$

Onde I é a corrente elétrica que atravessa o condutor. Por outro lado, define-se como densidade de corrente elétrica (J), o quociente entre a corrente elétrica (I) e a secção (S) do condutor, ou seja:

$$J = \frac{I}{S} \quad (\text{AII.3})$$

Então, as perdas Joule podem ser expressas em função da densidade de corrente elétrica:

$$P_{JOULE} = \rho \cdot \frac{\ell}{S} \cdot (J \cdot S)^2 \quad (\text{AII.4})$$

Portanto:

$$P_{JOULE} = \rho.l.S.J^2 = \rho.V_{COBRE}.J^2 \quad (AII.5)$$

Verifica-se então que as perdas Joule são proporcionais à resistividade, ao volume do condutor e ao quadrado da densidade de corrente elétrica.

Uma vantagem deste efeito é produzir aquecimento a partir da corrente elétrica, o que é aproveitado nos aquecedores elétricos. Um inconveniente é produzir perdas de energia nos condutores quando não se pretende aquecimento.

Além de perdas devido a resistência do cobre nos enrolamentos, o motor também apresenta outro tipo de perdas, as perdas magnéticas, descritas seguir.

AII.2 PERDAS POR CORRENTES DE FOUCAULT

O fluxo magnético variando no tempo dá origem a um campo elétrico no meio magnético do núcleo (Lei de Faraday). Nesse meio, formam-se circuitos fechados, nos quais se induz uma (fem), que é proporcional à frequência do fluxo magnético indutor. A presença dessa (fem) induzida, num circuito fechado, provoca a circulação de uma corrente elétrica, como apresentado na Figura AII.1. Essas correntes são denominadas de correntes de Foucault.

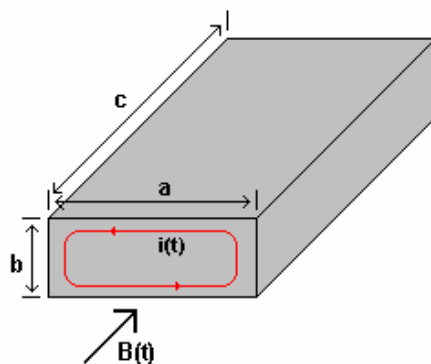


Figura AII.1 - Trajetória das correntes de Foucault

Como os circuitos fechados têm uma resistência elétrica, a circulação da corrente elétrica nesses circuitos traduz-se por uma liberação de calor, por efeito Joule. A energia dissipada em calor constitui as perdas por correntes de Foucault.

Uma forma de diminuir essas perdas de energia consiste na diminuição do valor da corrente elétrica através da diminuição do comprimento dos circuitos fechados onde é induzida a força eletromotriz, com a divisão da área transversa em pequenas áreas, utilizando material laminado, como apresentado na Figura AII.1. O valor da corrente elétrica é diminuído, através do aumento do valor da resistência do circuito fechado, por um aumento da resistividade do material (ρ), o que se consegue com a adição de silício ao ferro em fusão.

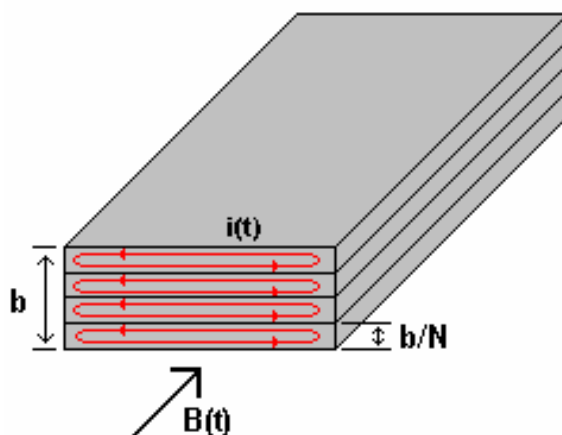


Figura AII.2 - Bloco de material ferromagnético laminado

Como consequência do efeito magnético das correntes de Foucault, surge o **Efeito Pelicular**, que provoca a alteração da distribuição da indução magnética, perto do centro da lâmina de material ferromagnético, por ação do campo magnético de reação criado por aquelas correntes parasitas. Este efeito é pronunciado quando o campo magnético indutor tem uma frequência elevada, acima de 950Hz, (19º harmônico).

Quando se reduzem as perdas por correntes de Foucault, por utilização de um núcleo formado por pacotes de lâminas de material ferromagnético, surge um outro problema que tem influência no valor da corrente elétrica de magnetização. Devido à forma como é realizado o empacotamento, essencialmente, devido à impossibilidade de se obter um ajuste perfeito entre a chapa das colunas e travessas, surgem pequenos entreferros nos percursos do fluxo magnético. São zonas de permeabilidade magnética constante, mas muito baixas,

($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/M), necessitando assim uma maior corrente elétrica de magnetização, para que nestes locais o fluxo magnético permaneça com o mesmo valor constante do interior do material ferromagnético. Existem ainda, outros fenômenos com efeitos cumulativos, como o desenvolvimento de correntes de Foucault entre lâminas, que ocorrem devido à forma de execução do empacotamento do núcleo.

Considera-se um bloco de material ferromagnético de resistividade (ρ), de secção transversal ($a.b$) constante ao longo do seu comprimento (c), e sendo atravessado por um campo magnético variável $B(t)$, [Figura AII.2]. As perdas por corrente de Foucault resultam na seguinte expressão:

$$P_F = \frac{a.b.c}{3.\rho} B_{\max}^2 . f^2 . b^2 = \frac{Vol}{3.\rho} B_{\max}^2 . f^2 . b^2 \quad (\text{AII.6})$$

A expressão (AII.6), mostra que as correntes induzidas de Foucault provocam perdas proporcionais ao volume do bloco e ao quadrado da densidade máxima de fluxo, da frequência e espessura (b) do bloco e inversamente proporcional à sua resistividade.

Fazendo um bloco com chapas de espessura b/N , as perdas por correntes de Foucault passam a ser:

$$P'_F = N \cdot \frac{a.c}{3.\rho} B_{\max}^2 . f^2 . \left(\frac{b}{N}\right)^3 = \frac{1}{N^2} \cdot \frac{a.b.c}{3.\rho} B_{\max}^2 . f^2 . b^2 = \frac{1}{N^2} . P_F \quad (\text{AII.7})$$

Ou seja, as perdas por correntes de Foucault reduzem-se de ($1/N^2$), com a utilização de ferro laminado.

Uma aplicação doméstica destas correntes é nos fogões de cozinha por indução, em que é possível cozinhar alimentos sem aquecimento direto do recipiente, como acontece nos fogões tradicionais. Desta forma, não é o fogão que aquece diretamente o recipiente, mas sim o contrário.

O mesmo princípio é utilizado na indústria nos fornos de indução, na fusão de metais. Este princípio também é utilizado nos aquecedores indutivos para montagem e extração de rolamentos à quente em eixos, evitando assim deformações e danos mecânicos nos mesmos, por choques mecânicos.

AII.3 PERDAS POR HISTERESE MAGNÉTICA

Se o circuito magnético for constituído por um material com uma permeabilidade relativa (μ_r), então a densidade de fluxo é relacionada com a intensidade do campo da seguinte forma:

$$B = \mu \cdot H \quad (\text{AII.8})$$

Onde:

$$\mu = \mu_r \cdot \mu_o \quad (\text{AII.9})$$

A relação entre (B) e (H) descrita desta forma é linear. No entanto, nos materiais mais comuns esta relação não é linear, e (μ) varia com o valor de (B).

Fazendo uma pequena análise quanto a natureza do material, este pode ser classificado nos seguintes materiais:

- Material ferromagnético, ($\mu_r > 1$), exemplo: Ferro macio, Níquel, Cromo.
- Material paramagnético, ($\mu_r = 1$), exemplo: Alumínio, Cobre.
- Material diamagnético, ($\mu_r < 1$), exemplo: Mercúrio, Supercondutores.

Os materiais possuem características não lineares e são representados por gráficos, os quais os mais importantes são conhecidos como a curva de magnetização ($B \times H$) e ciclo de histerese.

A curva ($B \times H$) é o resultado das diferentes mudanças de orientações dos domínios magnéticos do material. Os materiais ferromagnéticos são constituídos por pequenas regiões, as quais são denominadas domínios magnéticos, possuindo tamanhos de 10^{-2} a 10^{-5} cm. Cada região tem os dipolos espontaneamente alinhados. Quando o material se encontra completamente desmagnetizado, estes domínios possuem uma orientação aleatória apresentando uma densidade de fluxo nula numa amostra de material finita. Caso seja aplicado um campo magnético exterior, (H), capaz de magnetizar o material, os domínios que estejam nesse momento alinhados com a direção do vetor ($\vec{H}$), tendem a crescer, aumentando o valor de (B), como apresentado na Figura AII.3. Na região II, (H) continua a ser aumentado. Agora, as fronteiras de cada um dos domínios fundem-se rapidamente até que cada cristal do material esteja um único domínio. Na região III, os domínios giram para outro sentido até que todos os domínios estejam alinhados com (H). Isto

resulta em saturação magnética (na ordem dos $1,6 \text{ T}$ no caso do ferro), e a densidade de fluxo magnético no interior do material não pode aumentar além da densidade de saturação (B_s).

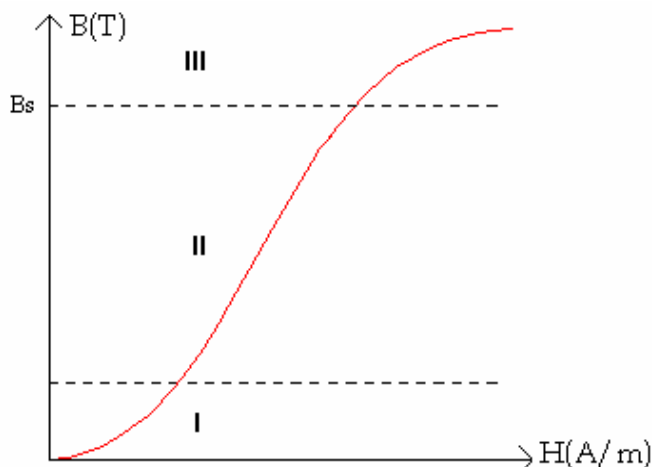


Figura All.3 - Curva de magnetização

Quanto ao ciclo de histerese, Figura All.4, esta característica é alcançada depois do material ter sido magnetizado uma série de vezes.

A partir deste ciclo, pode-se chegar a várias conclusões:

- A remanescência, (B_r), indica a densidade de fluxo que o material magnético conserva depois ter sido completamente magnetizado e o campo de magnetização (H) ter sido reduzido a zero.
- A coercividade (H_c), a qual quantifica o valor do campo de magnetização negativo que deve ser aplicado ao magneto permanente para reduzir a densidade de fluxo à zero, ou seja, desmagnetizar o magneto permanente.

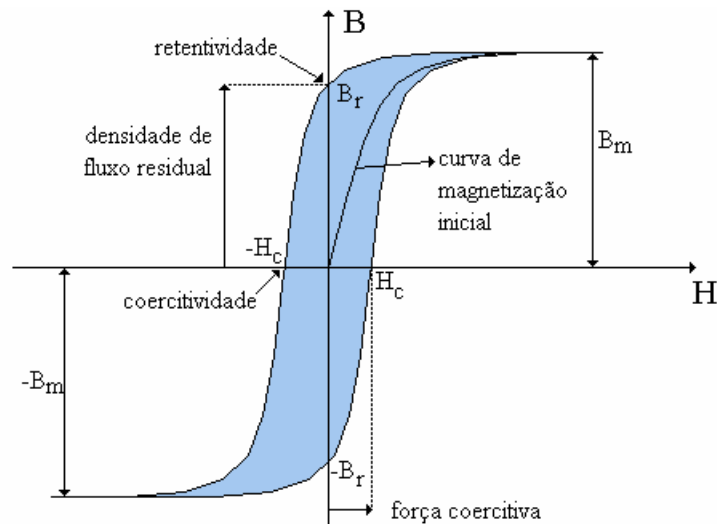


Figura AII.4 - Ciclo de Histerese

A área do ciclo de histerese é uma medida da energia absorvida por unidade de volume e por ciclo, a que chamamos perdas por histerese. Assim para um material que sofra magnetização com frequência (f) e tenha um ciclo de histerese de área A , apresenta perdas de histerese da forma:

$$P_H = Vol \cdot f \cdot A \quad (\text{AII.10})$$

Onde o volume (Vol) é dado em (m^3), a frequência (f) em (Hz), e a área (A) em (J/m^3) e as perdas de histerese (P_H) em ($Watts$).

A área do ciclo nos dá uma idéia da aplicabilidade do material, bem como a forma do ciclo. Assim, na Figura AII.5, o material macio, que possui ciclo mais estreito, é indicado para a construção de núcleos de transformadores, pelo fato de que seu ciclo tem uma área pequena e apresenta elevada magnetização para um pequeno campo (H). Por outro lado, o material duro, de ciclo mais largo, será indicado para a construção de magnetos ou ímãs permanentes e circuitos magnéticos de máquinas de CC, devido ao fato de que neste tipo de máquinas é necessária uma magnetização remanescente que não sejam anulados por baixos campos coercitivos. Nestas situações, a área grande não provoca interferência, pelo fato da utilização do material ser realizada em baixas frequências.

O melhor material é aquele que tem grande coercitividade, para que não seja facilmente desmagnetizado, e alta remanescência para que conserve a maior densidade de fluxo possível e gerar a maior (fmm) possível.

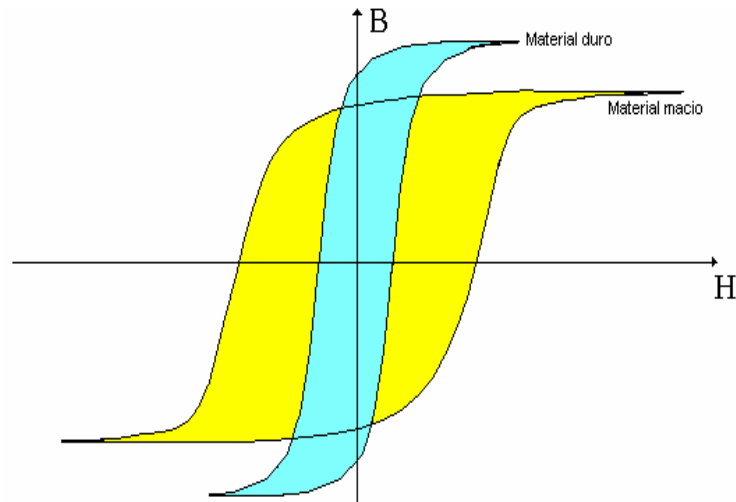


Figura All.5 - Curva de ciclos de histerese de dois materiais magnéticos diferentes

Podemos concluir de uma forma genérica, que as perdas de histerese são um fenômeno em que a energia é transformada em calor na reversão da polaridade magnética do núcleo transformador. Os materiais ferromagnéticos são passíveis de magnetização, através do realinhamento dos domínios, o que ocorre quando se aplica a eles um campo magnético. Ao se aplicar um campo magnético variável, o material tem a tendência de acompanhar estas variações, aquecendo-se, pelo fato de gerar sucessivas imantações, ora num sentido ora em outro, consumindo energia.

ANEXO III

CAMPO MAGNÉTICO DE TRANSLAÇÃO

AIII.1 CAMPO MAGNÉTICO GIRANTE NUM ESTATOR TRIFÁSICO

Considere dois cilindros de material ferromagnético concêntricos, separados por um espaço de ar, entreferro, de valor (g), como mostra a Figura AIII.1.

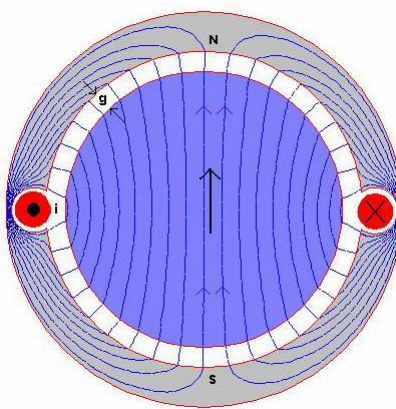


Figura AIII.1 - Motor de indução de um polo

Coloca-se uma bobina com passo diametral no anel exterior, estator, e faz-se passar por ela uma corrente (i). Cria-se um campo magnético com uma distribuição senoidal como representado na Figura AIII.2.

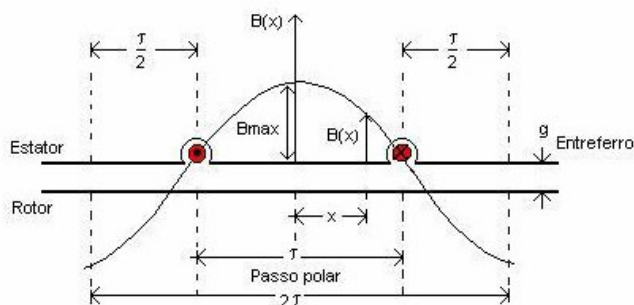


Figura AIII.2 - Planificação da máquina de indução

Se a corrente (I) for constante no tempo, a distribuição é constante no tempo mas variável no espaço, ao longo do entreferro, da seguinte forma:

$$B(x) = B_{\max} \cdot \cos \frac{\pi}{\tau} x \quad (\text{AIII.1})$$

onde (τ) é o passo polar (igual ao passo da bobina), (x) é a distância de deslocamento do campo magnético. Se (i) for corrente alternada senoidal $I = I_m \cdot \text{sen} \omega t$ com $\omega = 2\pi \cdot f$, então a onda é variável no espaço e no tempo e é escrita da forma:

$$B(x, t) = B_m \cdot \text{sen}(\omega t) \cdot \cos \frac{\pi}{\tau} x \quad (\text{AIII.3})$$

Onde $B_m = K \cdot I_m$ é a intensidade máxima do campo de indução magnética.

Se em vez de uma bobina houver três bobinas iguais e defasadas no espaço de 120° , atravessadas cada uma por um sistema trifásico de correntes, tais que:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_m \cdot \text{sen} \omega t \\ I_2 &= I_m \cdot \text{sen}(\omega t - 120^\circ) \\ I_3 &= I_m \cdot \text{sen}(\omega t + 120^\circ) \end{aligned} \quad (\text{AIII.4})$$

São criados três campos pulsantes variáveis no espaço e no tempo dados por:

$$\begin{aligned} B_1(x, t) &= B_m \cdot \text{sen}(\omega t) \cdot \cos \frac{\pi}{\tau} x \\ B_2(x, t) &= B_m \cdot \text{sen}(\omega t - 120^\circ) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{\tau} x - 120^\circ\right) \\ B_3(x, t) &= B_m \cdot \text{sen}(\omega t + 120^\circ) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{\tau} x + 120^\circ\right) \end{aligned} \quad (\text{AIII.5})$$

Atendendo à seguinte relação trigonométrica:

$$\text{sen} \alpha \cdot \cos \beta = \frac{1}{2} [\text{sen}(\alpha + \beta) + \text{sen}(\alpha - \beta)] \quad (\text{AIII.6})$$

As relações anteriores podem ser escritas na forma:

$$\begin{aligned}
B_1(x,t) &= \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right) + \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right) \\
B_2(x,t) &= \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{\tau} \cdot x - 240^\circ\right) + \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right) \\
B_3(x,t) &= \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t + \frac{\pi}{\tau} \cdot x + 240^\circ\right) + \frac{B_m}{2} \cdot \text{sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right)
\end{aligned} \tag{AIII.7}$$

Num determinado ponto do entreferro a onda resultante corresponde à soma destas três ondas pulsantes, ou seja:

$$B(x,t) = B_1(x,t) + B_2(x,t) + B_3(x,t) = \frac{3}{2} B_m \cdot \text{sen}\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right) \tag{AIII.8}$$

Então a onda resultante é uma onda girante com uma amplitude constante de valor $\frac{3}{2} B_m$ e uma velocidade dada por $d\left[\omega t - \frac{\pi}{\tau} \cdot x\right] = \omega \cdot dt - \frac{\pi}{\tau} \cdot dx = 0$.

Como: $V_{SX} = \frac{dx}{dt} B_m$, obtém-se: $V_{SX} = \frac{\omega \cdot \tau}{\pi} = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \frac{\tau}{\pi} = 2 \cdot \tau \cdot f \Rightarrow$ onde temos: :

$$V_{SX} = 2 \cdot \tau \cdot f \tag{AIII.9}$$

AIII.1.2 CAMPO DE TRANSLAÇÃO NO ESTATOR LINEAR TRIFÁSICO

No MIL trifásico, os enrolamentos do estator também criam um campo pulsante que evolui ao longo do tempo. Este campo é semelhante ao produzido pelo estator de um motor convencional. Neste caso, como o movimento do motor é linear e não circular, o campo é designado de transladante em vez de girante.

As figuras a seguir mostram a evolução do campo transladante de oito polos durante doze instantes de tempo, correspondendo a um período completo. Mostra também a disposição e sentidos das correntes do sistema trifásico que dão origem ao campo transladante no estator trifásico do MIL.

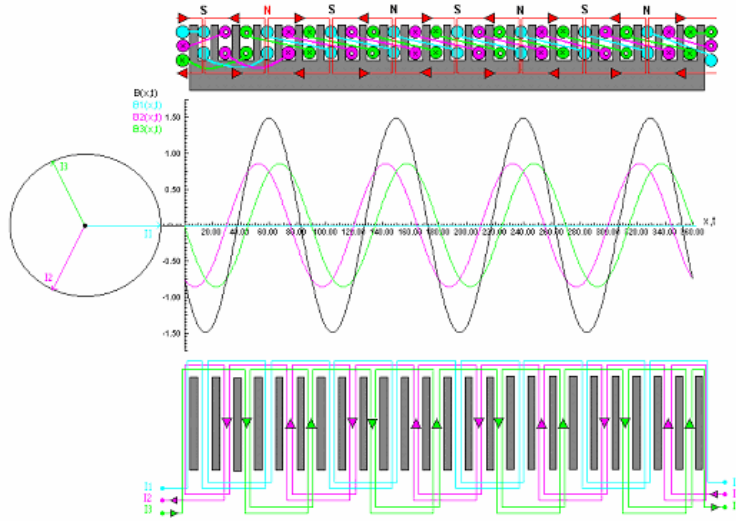


Figura AIII.3 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_1 , onde:

$$I_1 = 0, \quad I_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot I \quad \text{e} \quad I_3 = +\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot I$$

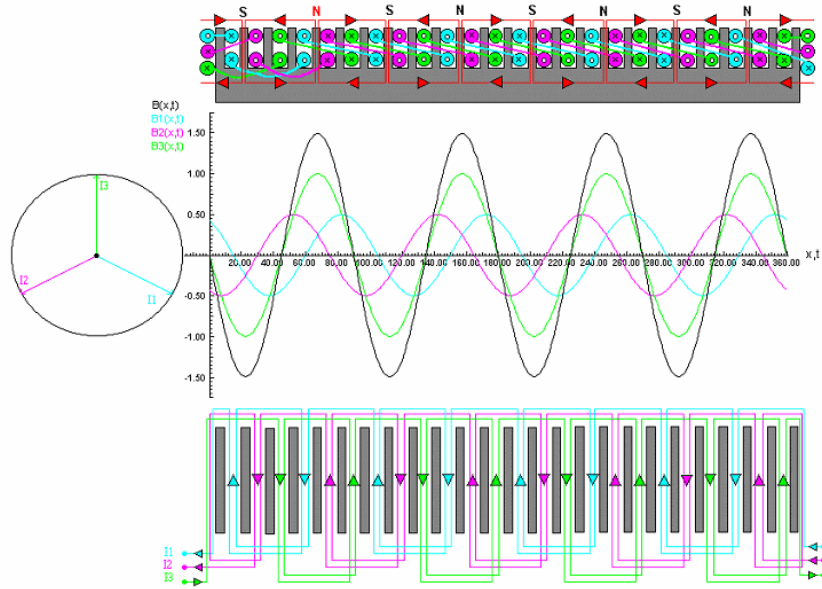


Figura AIII.4 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_2 , onde:

$$I_1 = -\frac{1}{2} \cdot I, \quad I_2 = -\frac{1}{2} \cdot I \quad \text{e} \quad I_3 = I$$

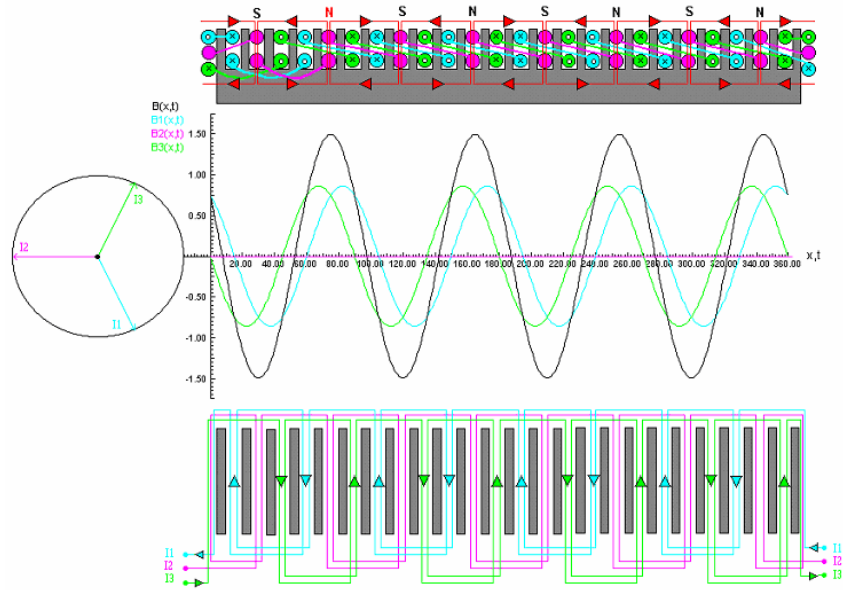


Figura AIII.5 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_3 , onde:

$$I_1 = -\frac{\sqrt{3}}{2}I, \quad I_2 = 0 \quad \text{e} \quad I_3 = +\frac{\sqrt{3}}{2}I$$

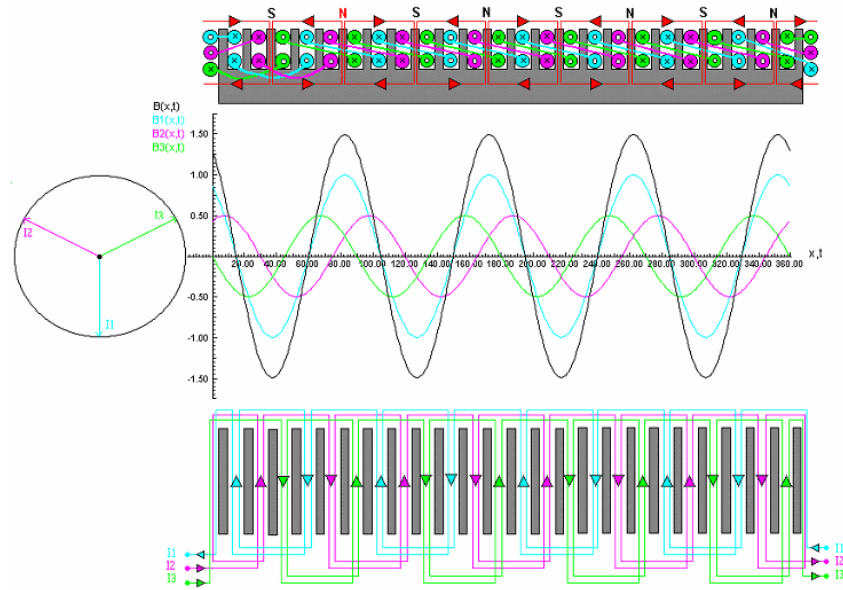


Figura AIII.6 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_4 , onde:

$$I_1 = -I, \quad I_2 = +\frac{1}{2}I \quad \text{e} \quad I_3 = +\frac{1}{2}I$$

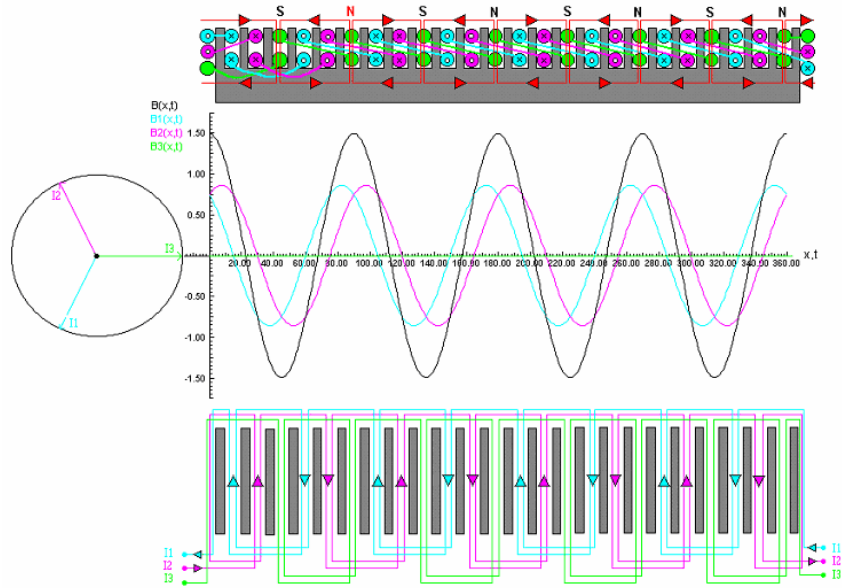


Figura AIII.7 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_5 , onde:

$$I_1 = -\frac{\sqrt{3}}{2}.I, \quad I_2 = +\frac{\sqrt{3}}{2}.I \quad \text{e} \quad I_3 = 0$$

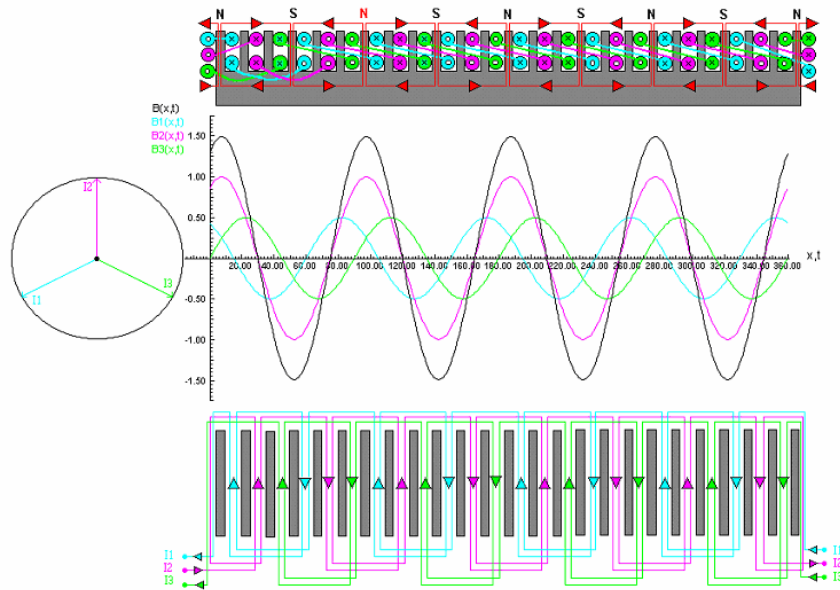


Figura AIII.8 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_6 , onde:

$$I_1 = -\frac{1}{2}.I, \quad I_2 = I \quad \text{e} \quad I_3 = -\frac{1}{2}.I$$

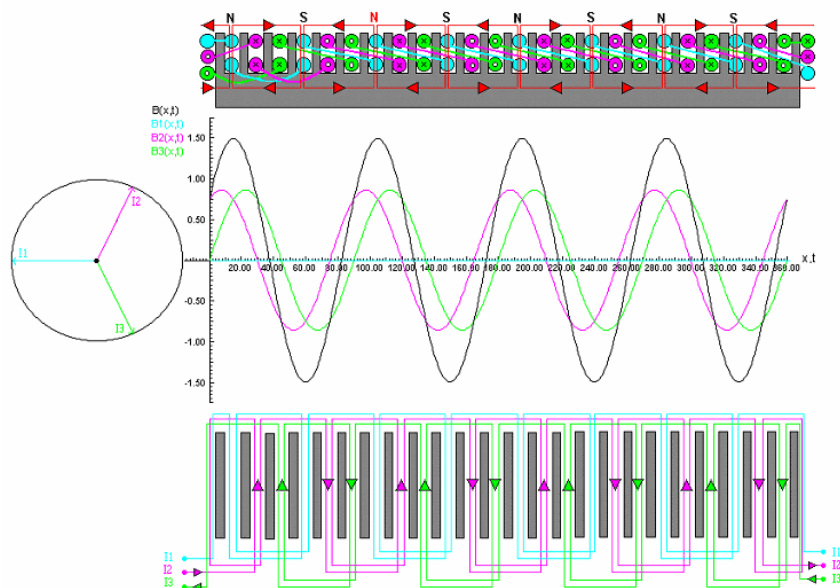


Figura AIII.9 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_7 , onde:

$$I_1 = 0, \quad I_2 = +\frac{\sqrt{3}}{2}.I \quad \text{e} \quad I_3 = -\frac{\sqrt{3}}{2}.I$$

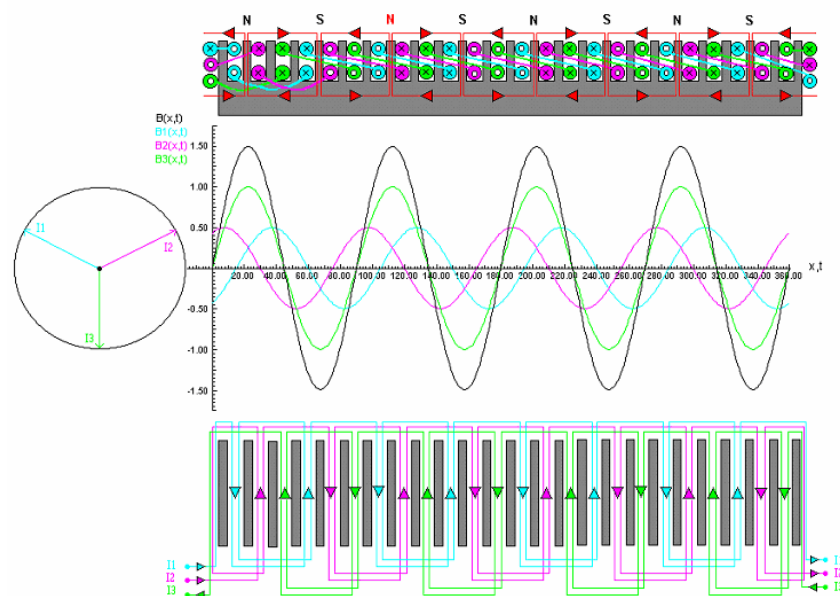


Figura AIII.10 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_8 , onde:

$$I_1 = +\frac{1}{2}.I, \quad I_2 = +\frac{1}{2}.I \quad \text{e} \quad I_3 = -I$$

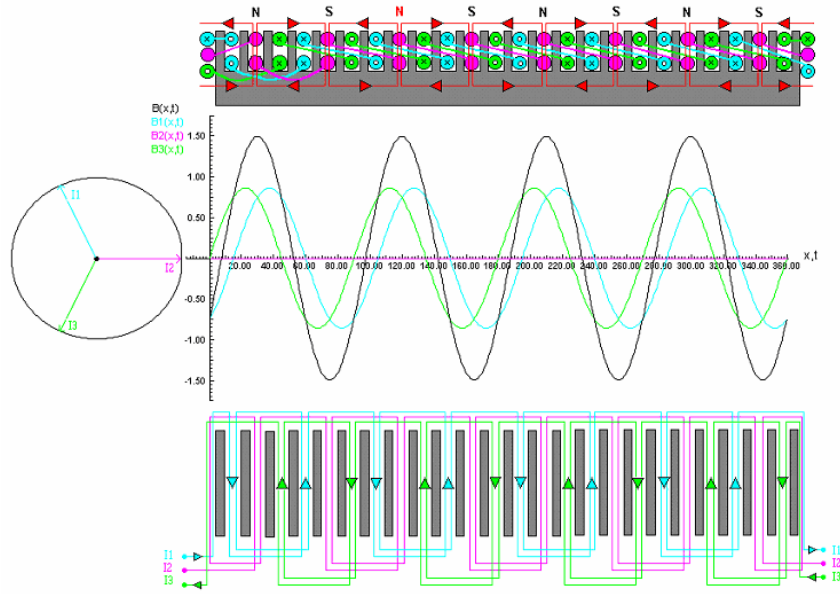


Figura AIII.11 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_9 , onde:

$$I_1 = +\frac{\sqrt{3}}{2}.I, \quad I_2 = 0 \quad \text{e} \quad I_3 = -\frac{\sqrt{3}}{2}.I$$

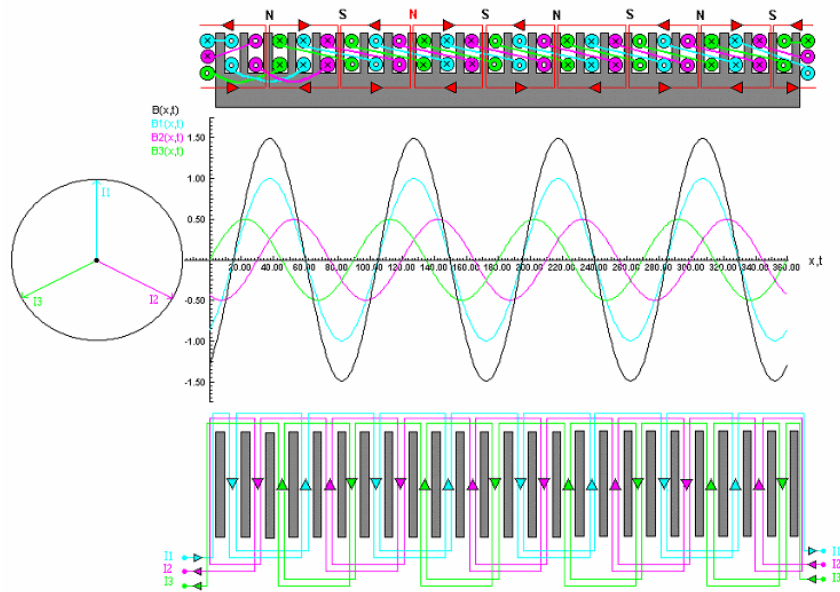


Figura AIII.12 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_{10} , onde:

$$I_1 = I, \quad I_2 = -\frac{1}{2}.I \quad \text{e} \quad I_3 = -\frac{1}{2}.I$$

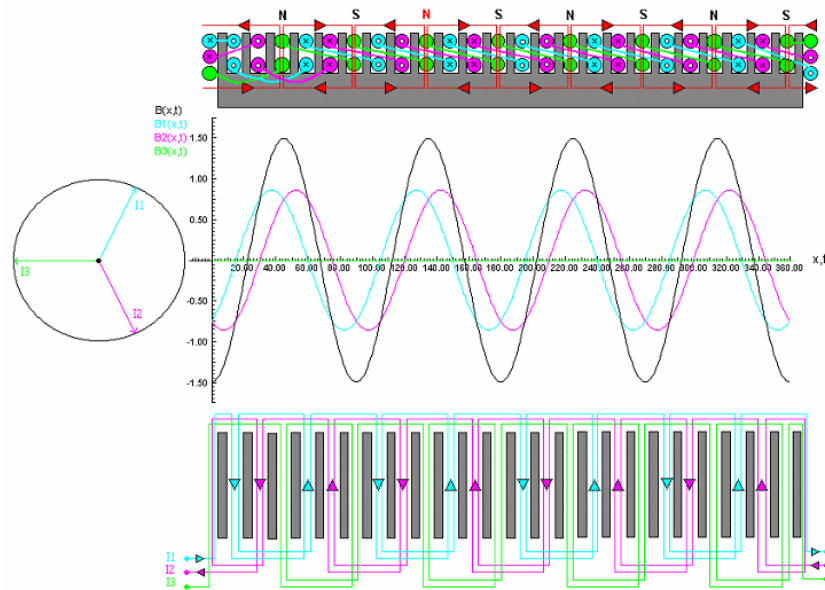


Figura AIII.13 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_{11} , onde:

$$I_1 = +\frac{\sqrt{3}}{2}.I, \quad I_2 = -\frac{\sqrt{3}}{2}.I \quad \text{e} \quad I_3 = 0$$

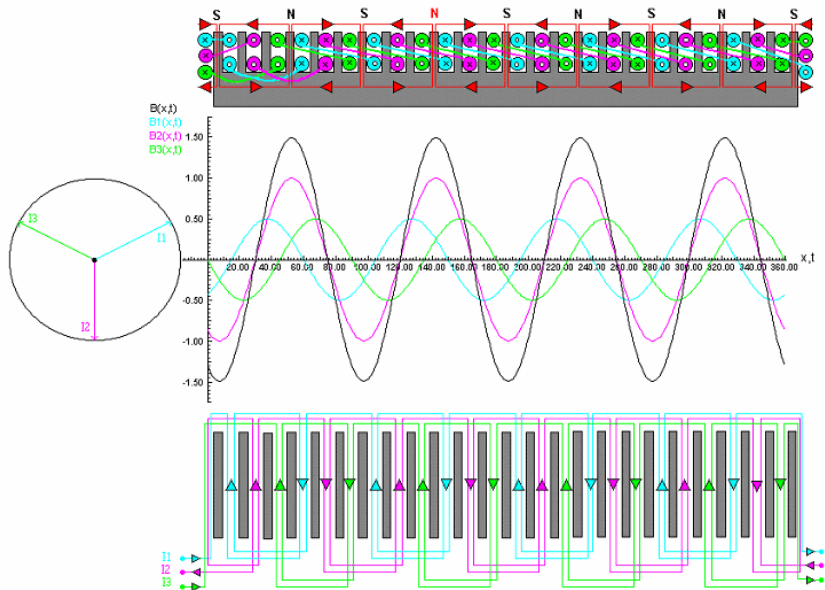


Figura AIII.14 - Onda transladante de um MIL trifásico no instante de tempo t_{12} ,

$$\text{onde:} \quad I_1 = +\frac{I}{2}, \quad I_2 = -I \quad \text{e} \quad I_3 = +\frac{I}{2}$$

Observando as Figuras AIII.3 a AIII.14, observa-se que o campo transladante se desloca com uma velocidade (V_{sx}) da esquerda para a direita, de onde vem a designação de campo transladante, do estator do MIL. O fasor apresentado dá uma idéia da corrente máxima que percorre cada um dos três enrolamentos do MIL. As ondas correspondentes a cada uma das bobinas estão defasadas no espaço, porque os enrolamentos encontram-se em regiões diferentes. Assumindo que a contribuição de cada fase no campo magnético tem a forma senoidal, e analisando a onda resultante da soma das três ondas respectivas aos três enrolamentos, podemos observar que o resultado é uma onda aproximadamente senoidal, cuja amplitude é uma vez e meia superior a amplitude máxima da densidade de fluxo de cada fase.

Como dito anteriormente, o campo transladante desloca-se com uma velocidade (V_{sx}) através do estator. Se este campo fosse aplicado numa máquina rotativa, então a sua velocidade angular seria:

$$\omega = 2.\pi.f \quad (\text{AIII.10})$$

Como:

$$V_{sx} = \omega.r \quad (\text{AIII.11})$$

Encontrando um raio de um motor rotativo cujo perímetro é igual à distância ($2.\tau$), determina-se a velocidade linear do campo:

$$P = 2.\tau \Rightarrow 2.\pi.r = 2.\tau \Rightarrow \text{de onde temos:}$$

$$r = \frac{\tau}{\pi} \quad (\text{AIII.12})$$

assim, substituindo (AIII.12) em (AIII.11), obtemos:

$$V_{sx} = 2.\tau.f \quad (\text{AIII.13})$$

Conclui-se então que a velocidade do campo girante é proporcional ao passo polar do estator trifásico e à frequência de alimentação. Esta é a velocidade do

campo transladante no estator do MIL, e é denominada de velocidade síncrona. Na realidade, o linor não se move a esta velocidade, mas a uma velocidade inferior que é dada por:

$$V_{rx} = 2.\tau.f.(1-s) \quad (\text{AIII.14})$$

Onde (s), é o escorregamento ou deslizamento do linor e é definido por:

$$s = \frac{V_{sx} - V_{rx}}{V_{sx}} \quad (\text{AIII.15})$$

Concluindo, podemos dizer que a velocidade do linor pode ser controlada através da frequência de alimentação, ou pelo comprimento do passo polar.

O sentido de translação do campo, que determina o sentido de translação do linor através do estator, depende da seqüência das tensões e das ligações das três fases, que na prática poderá ser invertido, invertendo as ligações de duas fases quaisquer do estator com a linha de alimentação.

ANEXO IV

FORMAS DE ONDA DE CAMPO CARACTERÍSTICAS DO MIL

AIV.1 CAMPO LONGITUDINAL EM VAZIO NO ENTREFERRO

Neste anexo, referindo-se ao Capítulo III, seção 3.5, pretende-se efetuar o estudo da distribuição do campo ao longo do entreferro, impondo no estator do MIL uma determinada distribuição densidade de corrente, para analisar o comportamento de campo. Este estudo é realizado com a máquina em vazio, ou seja, com ausência da chapa linórica, ou com a sua presença deslocando-se à velocidade síncrona. Considerando que a chapa rotórica se desloca à velocidade síncrona, tal como é representado na Figura AIV.1, aplica-se a lei de Ampère ao contorno ABCDA.

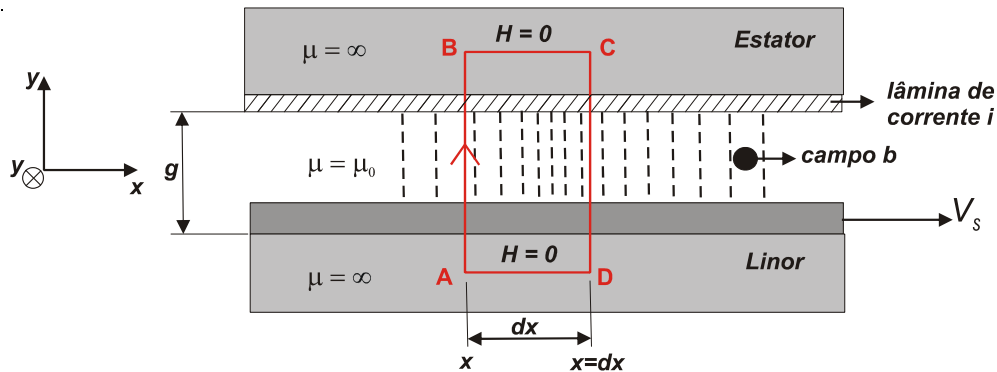


Figura AIV.1 – Vista longitudinal do MIL utilizado.

Considerando que o linor não é atravessado por corrente, a aplicação da lei de Ampère resulta:

$$\frac{g}{\mu_0} \cdot \frac{\partial b}{\partial x} dx = j_1 dx \quad (\text{AIV.1})$$

Como $db = \frac{\partial b}{\partial x} dx$, pode-se afirmar que:

$$db = \frac{\mu_0}{g} \cdot j_1 dx \quad (\text{AIV.2})$$

Considerando a densidade de corrente uma função senoidal da forma:

$$j_1 = J_1 \cdot \text{sen} \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x \right) \quad (\text{AIV.3})$$

Substituindo (AIV.3) em (AIV.2) tem-se:

$$db = \frac{\mu_0}{g} \cdot J_1 \cdot \text{sen} \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x \right) dx \quad (\text{AIV.4})$$

Integrando (AIV.4) tem-se:

$$b = \frac{\tau}{\pi} \frac{\mu_0}{g} \cdot J_1 \cdot \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x \right) + K \quad (\text{AIV.5})$$

A constante K resultante da integração deve ser calculada, para que fique definida a densidade de fluxo b , por unidade de largura do estator. A constante k depende das condições impostas ao circuito magnético. Como o ferro se limita unicamente à zona ativa de corrente, o fluxo ao longo de todo o comprimento do entreferro l_T é nulo, ou seja:

$$\int_0^{l_T} b dx = 0 \quad (\text{AIV.6})$$

Como o comprimento do MIL, l_T é dado por $l_T = 2p\tau$, o campo b por unidade de largura do estator é dado por:

$$K = - \frac{2\mu_0}{\left(\frac{\tau}{\pi}\right)^2 g \cdot l_T} \cdot J_1 \text{sen} \frac{\pi \cdot l_T}{2\tau} \cos \left(\omega t - \frac{\pi \cdot l_T}{2\tau} \right) \quad (\text{AIV.7})$$

Substituindo (AIV.5) em (AIV.6) obtém-se a constante K que é dada por:

$$b = \frac{\tau}{\pi} \frac{\mu_0}{g} J_1 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) - \frac{\mu \tau_0}{\pi^2 g p} J_1 \sin(p\pi) \cos(p\pi) \quad (\text{AIV.8})$$

O campo longitudinal é constituído por duas componentes, com o primeiro termo da expressão (AIV.8) representando a onda transladante.

$$b_1 = b_1(t, x) = \frac{\tau}{\pi} \frac{\mu_0}{g} J_1 \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) = B_{\max} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (\text{AIV.9})$$

E o outro termo depende do tempo e do número de polos do MIL e é dado por:

$$b_2 = b_2(t) = -\frac{\mu \tau_0}{\pi^2 g p} J_1 \sin(p\pi) \cos(p\pi) = -\frac{1}{\pi p} B_{\max} \sin(p\pi) \cos(p\pi) \quad (\text{AIV.10})$$

Fazendo a análise da distribuição de campo no espaço bidimensional, admite-se que a densidade de corrente tem a distribuição ao longo do estator, supondo-se que a densidade de corrente se situa numa folha de corrente situada na periferia do bloco estatórico, e o ferro com permeabilidade infinita, de modo a que a sua relutância magnética seja nula. A densidade de corrente é dada por:

$$j_1 = J_1 \sin\left(\frac{\pi}{\tau} x\right) = J_1 \sin(\beta x) \quad (\text{AIV.11})$$

A Figura AIV.2 apresenta a folha superficial de corrente do estator.

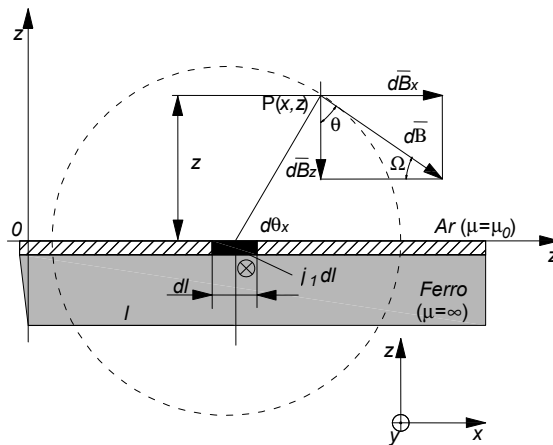


Figura AIV.2 – Componentes do campo magnético de um elemento de corrente $j_1 dl$.

Aplicando a lei de Ampère às componentes em z e em x do campo magnético obtém-se:

$$dB_x = \frac{\mu_0 J_1 z \cdot \text{sen}(\beta l)}{\pi [(x-l)^2 + z^2]} dl \quad (\text{AIV.12})$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 J_1 (x-l) \cdot \text{sen}(\beta l)}{\pi [(x-l)^2 + z^2]} dl \quad (\text{AIV.13})$$

Assumindo que a folha de corrente do estator tem um comprimento infinito, integrando as componentes dos campos têm-se:

$$B_x = \frac{\mu_0 J_1 z}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{sen}(\beta l)}{[(x-l)^2 + z^2]} dl = \mu_0 J_1 \text{sen}(\beta x) e^{-\beta z} \quad (\text{AIV.14})$$

$$B_z = \frac{\mu_0 J_1 z}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(x-l) \text{sen}(\beta l)}{[(x-l)^2 + z^2]} dl = \mu_0 J_1 \cos(\beta x) e^{-\beta z} \quad (\text{AIV.15})$$

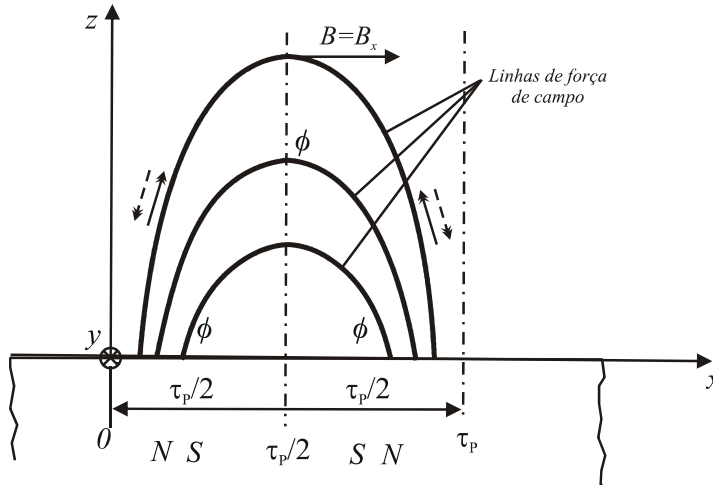


Figura AIV.3 - Linhas de força de campo

Para um ponto genérico $P(x,z)$ numa linha de força do campo, tem-se:

$$\left(\frac{dz}{dx} \right)_P = \text{tg} \theta = \cot g \vartheta \quad (\text{AIV.16})$$

Combinando as expressões (AIV.14) e (AIV.16) resulta:

$$\frac{dz}{dx} = \cot g(\beta x) \quad (\text{AIV.17})$$

A integração da expressão (AIV.17) resulta na equação que representa cada uma das linha de força do campo e é dada por:

$$z = \int \cot g(\beta x) dx = \frac{1}{\beta} \ln \operatorname{sen}(\beta x) + C \quad (\text{AIV.18})$$

Onde a constante C toma valores diferentes para cada linha de força. O próximo objetivo é determinar uma função que represente analiticamente qualquer linha de força, sendo indicada sobre essa linha a percentagem de fluxo que ela limita na globalidade do fluxo que sai do estator.

Seja Φ o fluxo total através de um plano vertical situado no eixo $x = \tau/2$. Sendo as linhas de força do campo, normais ao referido plano, o campo B apresenta componente apenas segundo x .

$$B_z = \mu_0 J_l \operatorname{sen}\left(\frac{\pi}{\tau} \cdot \frac{\tau}{2}\right) e^{-\beta z} \quad (\text{AIV.19})$$

Assumindo que o plano em estudo se situa entre $z = 0$ e $z = \infty$, temos:

$$\Phi = \int_0^{\infty} B_x \cdot dz = B_0 \int_0^{\infty} e^{-\beta z} dz = \frac{1}{\beta} B_0 \quad (\text{AIV.20})$$

Considerando agora o fluxo entre os pontos de ordenadas 0 e z , tem-se:

$$\Phi_z = \int_0^z B_x \cdot dz = \frac{1}{\beta} B_0 (1 - e^{-\beta z}) \quad (\text{AIV.21})$$

mas, este fluxo é só uma percentagem $\varepsilon\%$ do fluxo total, e assim:

$$\Phi_z = \frac{\varepsilon}{100} \Phi \quad (\text{AIV.22})$$

Onde:

$$e^{-\beta z} = 1 - \frac{\varepsilon}{100} \quad (\text{AIV.23})$$

O valor z corresponde à abscissa $x = \tau/2$, ou seja, aplicando a função logaritmo na expressão (AIV.23), temos:

$$z = \frac{I}{\beta} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right) \quad (\text{AIV.24})$$

Substituindo na expressão (AIV.18) o valor de x por $x = \tau/2$, tem-se:

$$C = \frac{I}{\beta} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right) \quad (\text{AIV.25})$$

Com as operações matemáticas na expressão (AIV.24) obtem-se:

$$z = \frac{\tau}{\pi} \ln \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\tau} x \right)}{\left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right)} \quad (\text{AIV.26})$$

Da expressão (AIV.26) pode-se obter as seguintes conclusões:

1. As linhas de força do campo são simétricas ao eixo de abscissa $x = \tau/2$, e tendem assintoticamente para os eixos $x=0$ e $x = \tau$.
2. O passo polar τ não influencia a configuração das linhas de força. Na realidade, o passo polar é um fator de escala.
3. O valor máximo de z é atingido no ponto de abscissa, $x = \tau/2$, ou seja:

$$z = \frac{\tau}{\pi} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right) \quad (\text{AIV.27})$$

É apresentada a seguir a análise das seguintes condições:

- i. Para: $z_{max} = \tau$

$$\tau = \frac{\tau}{\pi} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon}{100} \right) \quad \varepsilon = 95,7\%$$

Conclui-se que somente cerca e 4,3% do fluxo total atinge uma altura superior ao passo polar τ .

- ii. Para uma altura de aproximadamente $(1/3) \tau$ acima do bloco

estatórico, não há fluxo, independentemente do valor da corrente estatórica.

Da expressão (AIV.8) para $t = 0$ e desprezando-se a constante K , obtem-se:

$$B_z = \frac{\tau}{\pi} \cdot \frac{\mu_0}{g} J_1 \cos\left(\frac{\pi}{\tau} x\right) \quad (\text{AIV.28})$$

Da expressão (AIV.15) obtem-se para $z = 0$ na periferia do estator:

$$B_z = \mu_0 J_1 \cos\left(\frac{\tau}{\pi} x\right) \quad (\text{AIV.29})$$

Fazendo-se a igualdade das expressões (AIV.28) e (AIV.29), obtem-se:

$$g = \frac{\tau}{\pi} \quad (\text{AIV.30})$$

AIV.2 CAMPO LONGITUDINAL EM CARGA NO ENTREFERRO

No MIL, procura-se sempre ter a máxima corrente atravessando cada uma das bobinas do estator. Sendo assim, para motores de pequeno comprimento, normalmente faz-se a opção da ligação das bobinas do estator em série. Para motores de grande comprimento, os quais possuem muitas bobinas, as mesmas são ligadas em paralelo.

Considerando uma folha de corrente sobre o estator, a densidade de corrente dessa folha pode ser dada por:

$$j_{11} = J_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{\tau} v_1 t - \frac{\pi}{\tau} x_1\right) \quad (\text{AIV.31})$$

Onde v_1 é a velocidade linear do campo transladante, e x_1 representa a distância do ponto em que está a origem do referencial do estator do motor.

Caso seja escolhido outro referencial, x_2 posicionado no linor, então pode-se escrever:

$$x_1 = x_2 + v_2 t \quad (\text{AIV.32})$$

A densidade de corrente do rotor, face à densidade de corrente do estator, relativamente ao eixo localizado no estator é dada por:

$$j_{21} = j_{11} = J_1 \cdot \text{sen} \left(\frac{\pi}{\tau} v_1 t - \frac{\pi}{\tau} x_1 \right) \quad (\text{AIV.32})$$

Pelas expressões (AIV.31) e (AIV.32), pode-se demonstrar que a corrente no linor referida ao referencial do próprio linor é dada por:

$$j_{22} = J_1 \cdot \text{sen} \left(\frac{\pi}{\tau} v_1 t - \frac{\pi}{\tau} (x_2 + v_2 t) \right) = J_1 \cdot \text{sen} \left(\frac{\pi}{\tau} (v_1 - v_2) t - \frac{\pi}{\tau} x_2 \right) \quad (\text{AIV.33})$$

Na seção AIV.1 foi efetuado o estudo do comportamento do campo magnético em vazio no entreferro do MIL. Colocando a chapa linórica, o MIL passa a operar em carga, desde que haja movimento do linor. A Figura AIV.4 esquematiza o MIL operando em carga e será sobre ela que serão feitas as próximas deduções.

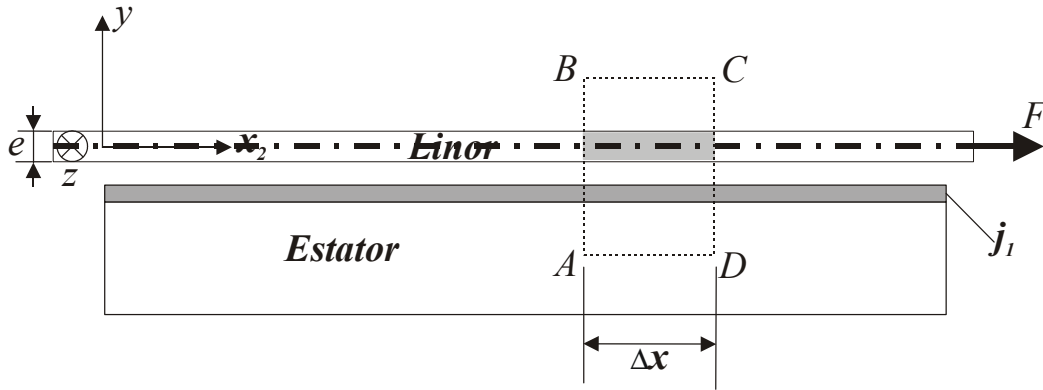


Figura AIV.4 - MIL operando em carga.

Considerando o elemento de área formado pelo comprimento em segundo o eixo x , Δx , e segundo o eixo z , l .

Como se sabe, a *f.e.m.* induzida no ciclo fechado representado a tracejado, está relacionada com a impedância dessa área da chapa linórica.

Pela lei de Faraday, a tensão induzida na chapa na área em estudo é dada por:

$$e = \frac{\partial b_2}{\partial t} = -\rho_s \frac{\partial j_{22}}{\partial x_2} - L_{22} \frac{\partial^2 j_{22}}{\partial x_2 \partial t} = J_1 Z_2 \frac{\pi}{\tau} \cos \left[\frac{\pi}{\tau} (v_1 - v_2) - \frac{\pi}{\tau} + \phi \right] \quad (\text{AIV.34})$$

Onde: $Z_2 = \sqrt{\rho_s^2 + (S\omega L_{22})^2}$ e $\omega = \frac{\pi}{\tau} v_1$

ρ_s é a resistividade superficial do linor (ρ_v/t) e L_{22} o coeficiente de auto-indução do linor por unidade de comprimento segundo as direções dos eixos x e z , para a espessura t do linor na direção y . O ângulo ϕ é dado por:

$$\phi = \arctan \frac{S\omega L_{22}}{\rho_s} \quad (\text{AIV.35})$$

Integrando-se a expressão (AIV.34) em relação a t , obtem-se:

$$b_2 = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \text{sen} \left[\frac{\pi}{\tau} (v_1 - v_2) t - \frac{\pi}{\tau} x_2 + \phi \right] + C \quad (\text{AIV.36})$$

Onde C é a constante de integração, e é função da variável x_2 . Esta constante pode ser determinada numa situação limite.

Assumindo que a densidade de fluxo magnético na transição do estator (vértice do estator) é zero, a condição fronteira para a distribuição de fluxo é a seguinte:

$$b_2 = 0 \quad \text{em} \quad x_1 = 0 \quad \text{ou} \quad x_2 = -v_2 t$$

Aplicando esta condição na expressão (AIV.36) obtem-se a expressão:

$$0 = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \text{sen} \left[\frac{\pi}{\tau} (v_1 - v_2) t - \frac{\pi}{\tau} (-v_2 t) + \phi \right] + C(x_2) = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \text{sen} \left[\frac{\pi}{\tau} v_1 t + \phi \right] + C(x_2)$$

Como a condição fronteira refere que $x_2 = -v_2 t$ pode-se afirmar que:

$$\text{sen} \left(\frac{\pi}{\tau} v_1 t + \phi \right) = -\text{sen} \left(\frac{\pi}{\tau} \frac{v_1}{v_2} x_2 + \phi \right) \quad \text{e do desenvolvimento anterior obtem-se:}$$

$$C(x_2) = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \text{sen} \left[\frac{\pi}{\tau} \frac{v_1}{v_2} v_2 - \phi \right] \quad (\text{AIV.37})$$

Substituindo a expressão (AIV.37) em (AIV.36) obtem-se:

$$b_2 = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \left(\sin \left[\frac{\pi}{\tau} v_1 t - \frac{\pi}{\tau} x_1 + \phi \right] - \sin \left[\frac{\pi}{\tau} \frac{v_1}{v_2} x_2 t - \phi \right] \right) \quad (\text{AIV.38})$$

Escrevendo a expressão (AIV.37) em relação ao referencial x_1 , obtém-se a expressão que representa o fluxo longitudinal no entreferro, dada por:

$$b = \frac{J_1 Z_2}{v_1 - v_2} \left(\sin \left[\frac{\pi}{\tau} v_1 t - \frac{\pi}{\tau} x_1 + \phi \right] - \sin \left[\frac{\pi}{\tau} \frac{v_1}{v_2} x_2 t - \phi \right] \right) \quad (\text{AIV.39})$$

Analisando a expressão (AIV.39), constata-se que o campo magnético longitudinal do entreferro é constituído por duas ondas. A primeira corresponde ao campo girante das máquinas rotativas. A sua velocidade é a velocidade síncrona, e possui o comprimento de dois passos polares.

A segunda onda é denominada de “**onda de efeito final**”. O nome deriva do efeito final, que é um fenómeno que surge no motor linear uma vez que a superfície estatórica não é fechada, como no motor rotativo. Sendo assim, é refletida uma onda que tem comprimento:

$$\lambda_2 = \frac{v_2}{v_1} \tau .$$

Este fenómeno é idêntico ao que ocorre numa linha de transmissão onde a onda incidente é refletida.

Verifica-se na Figura AIV.5 que a onda resultante não tem a forma senoidal, e a frequência da onda de efeito final depende do escorregamento. Sendo assim, quanto maior for o escorregamento, maior a frequência da onda de efeito final, produzindo alterações na onda resultante.

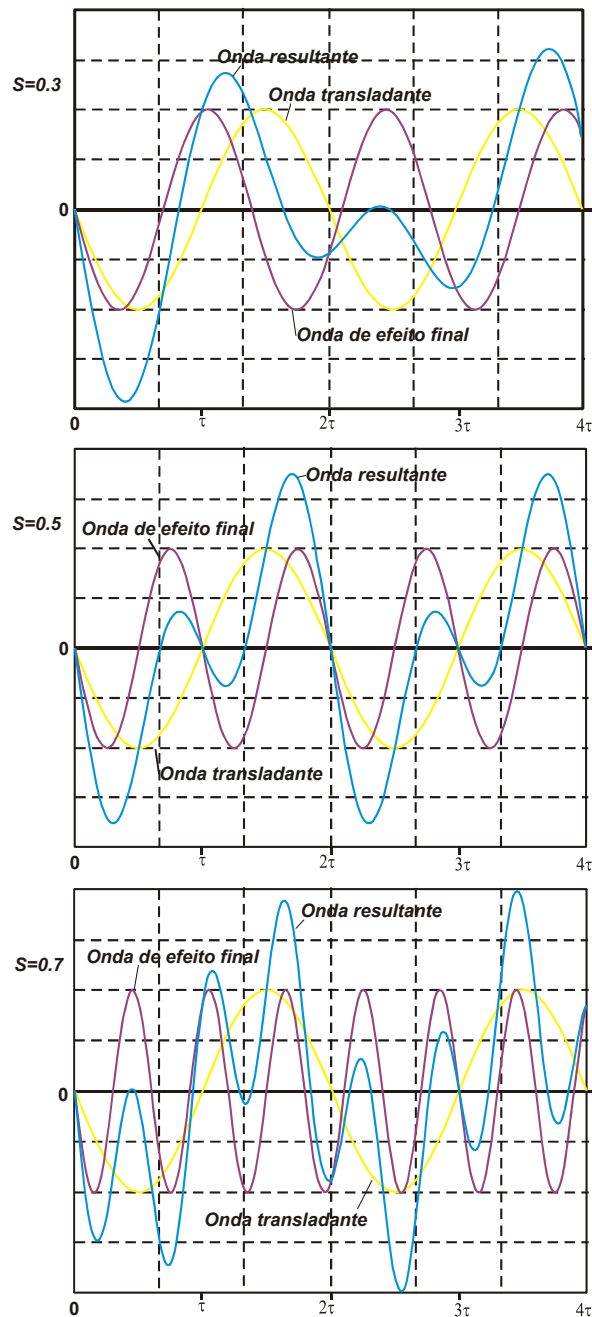


Figura AIV.5 – Representação das ondas de fluxo magnético no mesmo instante de tempo no entreferro quando o escorregamento (s) toma os valores: 0.3, 0.5, e 0.7.

Um aspecto importante a ressaltar é o fato da onda refletida (onda de efeito final) modular a onda incidente (onda transladante).

A Figura AIV.6 apresenta o fluxo no entreferro, dando uma idéia da sua variação ao longo do tempo, para o valor constante para o escorregamento ($s = 0.5$).

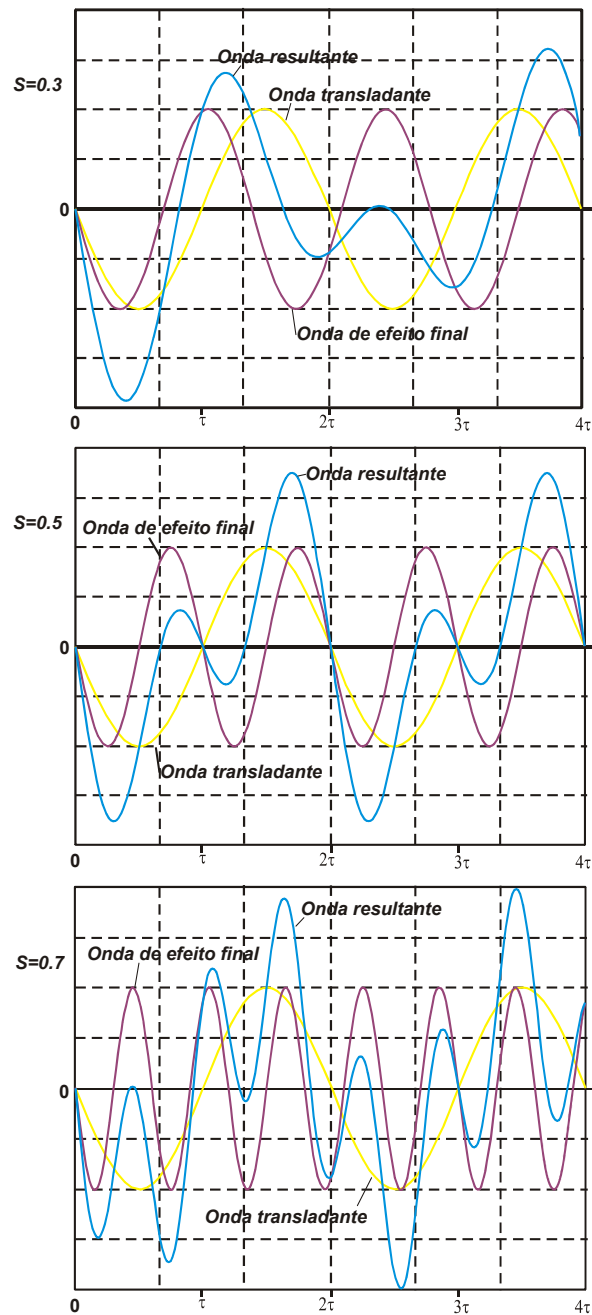


Figura AIV.6 - Representação das ondas de fluxo magnético no entreferro para os instantes $t=T/4$, $t=T/2$, e $t=3/4T$, com valor 0.5 para o escorregamento (s).

Observando a Figura AIV.6, verifica-se que a onda incidente é modulada pela onda refletida ao longo do tempo. A Figura AIV.7 apresenta o aspecto da modulação:

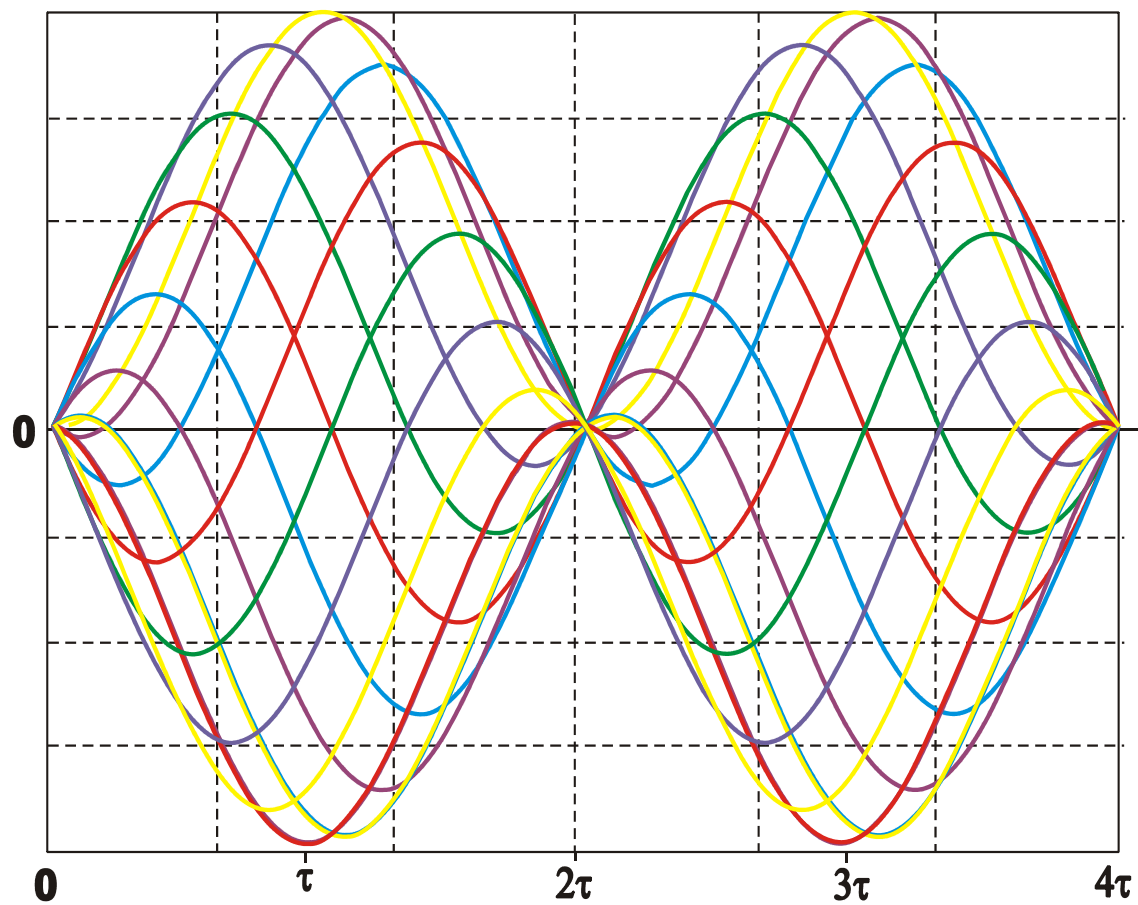


Figura AIV.7 - Representação da modulação onda incidente pela onda refletida.

ANEXO V

FATORES DE ENROLAMENTO PARA MOTORES

AV.1 FATOR DE ENROLAMENTO PARA O MIL

Os enrolamentos são executados em bobinas dispostas em ranhuras praticadas nos pacotes dos indutores correspondentes. O número de ranhuras de um estator trifásico é determinado pela equação:

$$N_{RE} = 3.p.q \quad (\text{AV.1})$$

Observa-se que estão presentes na equação o número de polos do pacote do indutor e o número de ranhuras por pólo e por fase (q).

O passo polar (τ) pode ser determinado pela expressão:

$$\tau = \left(\frac{\pi.D}{p} \right) \quad (\text{AV.2})$$

Como as ranhuras estão distribuídas ao longo de um comprimento interno do estator ou externo do rotor, pode-se estabelecer relação entre comprimento de circunferência e número de ranhuras:

$$(\pi.D) = N_{RE} \quad (\text{AV.3})$$

$$\tau_{RANHURAS} = \left(\frac{N_{RE}}{p} \right) \quad (\text{AV.4})$$

Assim quando uma bobina tem um passo de bobina dado em ranhuras que é igual ao passo polar, diz-se que o enrolamento é de **Passo Pleno**. Quando o

enrolamento tem um passo de bobina dado em ranhuras que é menor que o passo polar, diz-se que o enrolamento é de **Passo Encurtado** ou fracionário.

Portanto, quando o enrolamento deixa de ocupar uma ranhura por pólo e por fase, neste caso com o nome de enrolamento concentrado, e passa a ocupar duas ou mais ranhuras por pólo e por fase, passa a ser denominado de enrolamento distribuído, e seu tratamento é feito pela expressão:

$$E = 2,22 \cdot f \cdot Z_F \cdot \phi_p \quad (\text{AV.5})$$

passando a adotar equações em que estão presentes os fatores ligados ao enrolamento, seja para o estator, seja para o rotor, isto é, na expressão (AV.5) o valor da (fem) induzida em uma fase do enrolamento, deve receber fatores que levem em conta a forma como o enrolamento está disposto nas respectivas ranhuras.

AV.2 FATOR DE DISTRIBUIÇÃO PARA ENROLAMENTOS

A maioria das máquinas de indução trifásicas operam com enrolamentos distribuídos em ranhuras e, portanto, a expressão (AV.5) não reflete com precisão o valor da (fem) induzida em uma fase, para esses enrolamentos.

A expressão (AV.4) determina o passo de uma bobina para um enrolamento de passo pleno. Com a distribuição das bobinas em ranhuras, na região de um polo, as (fem_s) induzidas nos condutores variam de ranhura para ranhura. Como os condutores estão ligados em série e cada condutor está sob uma posição do polo, a (fem) total induzida tem valor menor do que aquela que seria encontrada se os condutores estivessem todos em uma ranhura por polo e por fase.

O valor do número de ranhuras por polo e por fase em que o enrolamento está distribuído influi diretamente no valor da (fem) induzida, porque quanto maior for o número de ranhuras por polo, mais espaçados estarão os condutores de uma fase e conseqüentemente menor será o valor da (fem) induzida na fase.

Para que seja efetuado a correção do valor da (fem) final, aplica-se sobre a expressão (AV.5) um fator corretor, denominado **Fator de Distribuição**, representado por (k_d).

Assim a expressão (AV.5) se torna:

$$E = 2,22.f.Z_F.\phi_p.k_d \quad (\text{AV.6})$$

onde:

$$k_d = \left[\frac{\text{sen}\left(\frac{\pi}{2.3}\right)}{q.\text{sen}\left(\frac{\pi}{2.3.q}\right)} \right] \quad (\text{AV.7})$$

(k_d) é o **Fator de Distribuição** de um enrolamento distribuído.

AV.3 FATOR DE ENCURTAMENTO DE PASSO PARA ENROLAMENTOS

Um enrolamento em uma máquina de indução trifásica pode ter concentrado ou distribuído e ter suas bobinas com passo pleno ou passo encurtado.

Assim, se o enrolamento além de distribuído, tiver bobinas de passo encurtado, uma nova redução de tensão na expressão (AV.6) deverá ser introduzida, pois as bobinas têm seus lados em ranhuras diferentes daquelas apresentadas na Figura AV.1.

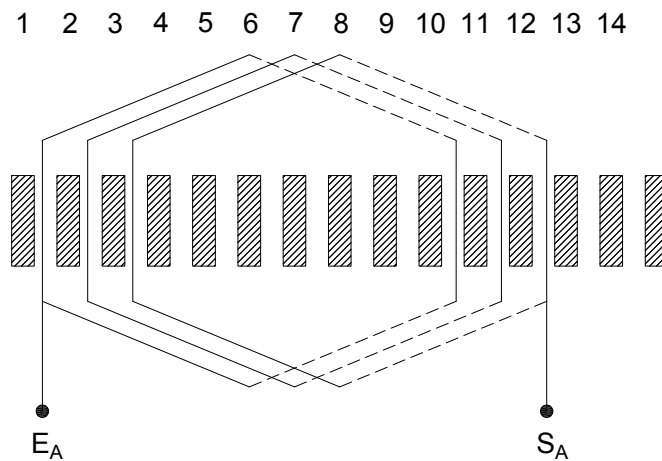


Figura AV.1 - Distribuição das bobinas no estator para uma fase do enrolamento

As razões para utilização do encurtamento do passo em enrolamentos são devidas a:

- a) Com o encurtamento do passo das bobinas, a testa do enrolamento torna-se menor e as bobinas têm maior rigidez mecânica. A reatância de dispersão que tem na testa de bobina um de seus principais componentes tem seu valor reduzido quando se introduz o encurtamento de passo, modificando os parâmetros do circuito elétrico equivalente da máquina, o que modifica sua corrente em vazio, sua corrente de partida e seu conjugado.
- b) Com o encurtamento do passo da bobina, consegue-se diminuir a influência de alguns harmônicos espaciais do fluxo. Isto é extremamente benéfico para o comportamento do conjugado do motor no seu estágio de aceleração e para a forma final do sinal de força eletromotriz induzida nas fases do enrolamento.

Assim, o arco geométrico formado por dois lados de bobina em ranhuras é encurtado em relação ao arco de um enrolamento de passo pleno. O comprimento deste referido arco, tomado formado quando a bobina faz espiras em ranhuras, vem caracterizar o **Passo da Bobina**. Quando uma bobina, nascendo exatamente na frente de um polo, atinge uma ranhura que se localiza exatamente à frente de um polo adjacente e de nome contrário, a bobina é denominada de **Passo Pleno** e o enrolamento em questão é de passo pleno ou de passo polar. Quando isto é obedecido, as (fem_s) induzidas em cada condutor ativo nas ranhuras distanciadas de um passo polar são iguais porque estão sob fluxos polares de mesma intensidade, porém, de valor contrário.

Entretanto de o passo da bobina for reduzido ou encurtado, os lados de uma mesma bobina ocupam ranhuras que não estão distanciadas de 180 °E e as (fem_s) nos condutores de uma mesma ranhura são iguais em amplitude e em fase. Como já ressaltado anteriormente, existem vantagens no encurtamento de passo e redução da testa de bobina. A bobina torna-se mais leve, resultando a princípio, numa aparente economia de cobre.

Com a adoção do passo encurtado, as (fem_s) induzidas nos condutores ativos que estão colocados nas ranhuras escolhidas para a bobina não estão em fase, de

forma que a (fem) final da bobina de passo encurtado tem valor menor do que aquela obtida com enrolamento de passo pleno.

A relação entre a (fem) final gerada em uma bobina de passo encurtado, e a (fem) induzida em uma bobina de passo pleno, tendo as bobinas os mesmos números de espiras, gera o **Fator de Encurtamento de Passo** ou **Fator de Passo** de um enrolamento (k_p) , e é definido por:

$$k_p = \frac{E_{pe}}{E_{pp}} \quad (AV.8)$$

onde, (E_{pe}) é a (fem) induzida para enrolamento de passo encurtado e (E_{pp}) é a (fem) induzida para enrolamento de passo pleno.

Para o desenvolvimento matemático do **Fator de Encurtamento de Passo** deve-se procurar um método que possa ser aplicável em todos os casos, o qual consiste em determinar o ângulo de encurtamento de passo a partir das ranhuras que foram “puladas”. Determinando o ângulo que cada ranhura do pacote do estator representa para a máquina e tendo o número de ranhuras que foram “puladas”, determina-se o ângulo de encurtamento do enrolamento, com isso é definido o valor de (k_p) como fator de encurtamento de passo do enrolamento em função do ângulo de encurtamento do enrolamento (β) , que representa o Passo da Bobina em forma angular, e é definido por:

$$k_p = \text{sen}\left(\frac{\beta}{2}\right) \quad (AV.9)$$

O **Fator de Enrolamento** (k_w) para o enrolamento das máquinas de indução pode então ser definido como:

$$k_w = k_d \cdot k_p \quad (AV.10)$$

ANEXO VI

CÁLCULO DA FORÇA PROPULSORA

AVI.1 CÁLCULO DA FORÇA PROPULSORA DESENVOLVIDA PELO MIL

Para o cálculo da força propulsora foram utilizados o equacionamento apresentado no Capítulo III, e os dados da Tabela AVI.1, abaixo.

DADOS DO MIL	VALOR
Velocidade linear síncrona	7,8 m/s
Tensão de operação	220 V
Frequência nominal de alimentação	60 Hz
Temperatura operacional do enrolamento do estator	120 °C
Temperatura operacional do linor	70 °C
Escorregamento Nominal	20 %
Espessura do linor	6 mm
Material do linor	Alumínio
Entreferro nominal	9 mm
Fator de enrolamento	1
Número de indutores ativos	2
Número de polos	4
Passo polar do estator	6,5 cm
Largura real do estator	5 cm
Largura do linor	16 cm
Número de condutores ativos por indutor e por fase	150
Comprimento total do estator	40 cm
Altura do pacote do estator	5 cm
Número de ranhuras do estator	15
Corrente máxima obtida nos ensaios	15 A
Densidade linear de corrente	A determinar
Densidade de campo magnético	A determinar
Força propulsora	A determinar

Tabela AVI.1 – Dados do MIL utilizado

A velocidade do campo girante (V_{sx}) é obtida da expressão (3.9):

$$V_{sx} = 2.\tau.f = 2.0,065.60 = 7,8m/s$$

O valor da densidade linear de corrente (J_s) é obtido da expressão (3.14):

$$J_s = \frac{3.N_f.I_{fm}.k_w}{p.\tau} = \frac{3.750.15.1}{4.0,065} = 129807,7 A/m$$

O valor da densidade linear de corrente (J_M) no seu valor máximo é obtida de:

$$J_M = J_s.\sqrt{2} = 129807,7.\sqrt{2} = 183575,8 A/m$$

O valor da densidade de campo magnético (B_s) é dado pela expressão (3.33):

$$B_s = \frac{J_l}{\sqrt{\left[\frac{\pi.g}{\tau.\mu_0}\right]^2 + \left[\frac{s.V_{sx}}{\rho_r}\right]^2}} = \frac{183575,8}{\sqrt{\left[\frac{\pi.9.10^{-3}}{0,065.4.\pi.10^{-7}}\right]^2 + \left[\frac{0,2.7,8}{273,42.10^{-8}}\right]^2}} = 0,275Wb$$

O valor de (δ_s) é dado pela expressão (3.34):

$$tg(\delta_s) = \frac{\pi.\rho_r.g}{\mu_0.\tau.s.V_{sx}} = \frac{\pi.273,42.10^{-8}.9.10^{-3}}{4.\pi.10^{-7}.0,065.0,2.7,8} = 0,6067 \Rightarrow \delta_s = 0,54533$$

O valor da força propulsora é dada pela expressão (3.78):

$$f_x = \frac{c.p.\tau.B_s.J_M}{2} \cos(\delta_s) = \frac{0,05.4.0,065.0,275.183575,8}{2} \cos(0,54533) = 280,55 N$$