4.Matematický model synchronního stroje v d,q,0 souřadnicích

Tento dnes již klasický, přesto stále používaný model synchronního stroje je zde uveden jednak v návaznosti na [16] a dále proto, aby bylo možné porovnat modely točivých elektrických strojů v souřadnicích d,q,0 a modely ve fázových souřadnicích a,b,c (viz kapitola 5. věnovaná asynchronním strojům včetně jejich synchronizace). Matematický model synchronního stroje v souřadnicích a,b,c je samozřejmě též k dispozici a pouze pro úsporu místa není zde uváděn.

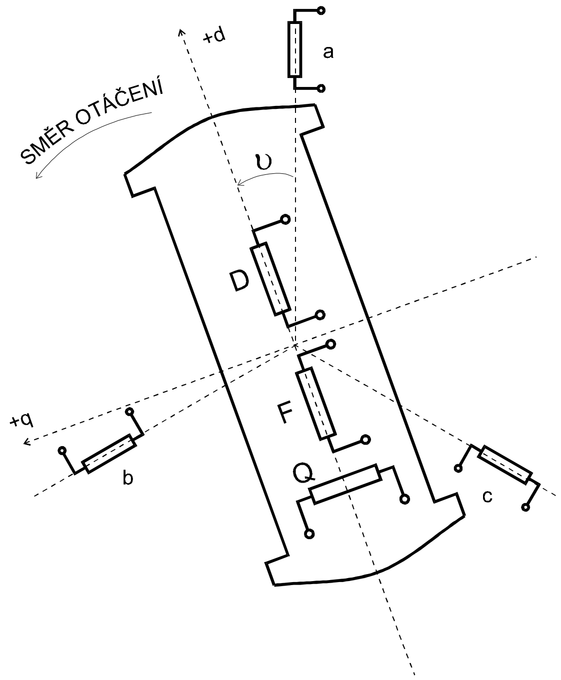
Model synchronního stroje uvedený v této kapitole má tyto vlastnosti.

1. Systém je spotřebičový, tj proud, elektrický moment a činný výkon jsou u motoru kladné a u generátoru záporné.
2. Směr orientace os d, q je dán transformační maticí T, osa q předbíhá osu d o $\pi/2$ ve směru točení stroje.
3. Všechna vinutí jsou pravotočivá, tedy jejich magnetická spřažení mají stejná znaménka jako příslušné proudy $\psi = + LI$.
4. Kladný směr budícího magnetického spřažení $+\psi_F$ je orientován stejně jako kladné směry ostatních magnetických spřažení v podélné ose $+\psi_d$ a $+\psi_D$.

Předpoklady, za nichž soustava rovnic (IV.67) a (IV.75) popisuje synchronní stroj jsou:

a) sinusové rozložení vinutí statoru po obvodu stroje
b) zavedení jednoho náhradního vinutí tlumiče v každé ose
c) souměrná trojfázová síť, tj. napětí sítě je sinusové s konstantní úhlovou rychlostí Ω_n
d) nenasycený magnetický obvod
e) zavedení poměrných hodnot statoru podle tabulky IV.1
f) zavedení poměrných hodnot rotoru podle tabulky IV.3 a přepočtu ze statoru na rotor systémem stejných vzájemných reaktancí.

4.1.Formulace úlohy



Obr.IV.1. Náhradní schema synchronního stroje

Schema na obr. IV.1. je popsáno

a) napěťovými rovnicemi

$$U_k = R_k I_k + \frac{d\Psi_k}{dt} \qquad (k=a,b,c,F,D,Q) \qquad \text{(IV.1.)}$$

b) rovnicemi pro magnetické spřažené toky

$$\begin{bmatrix} \Psi_a \\ \Psi_b \\ \Psi_c \\ \Psi_F \\ \Psi_D \\ \Psi_Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{aa} & L_{ab} & L_{ac} & L_{aF} & L_{aD} & L_{aQ} \\ L_{ba} & L_{bb} & L_{bc} & L_{bF} & L_{bD} & L_{bQ} \\ L_{ca} & L_{cb} & L_{cc} & L_{cF} & L_{cD} & L_{cQ} \\ L_{Fa} & L_{Fb} & L_{Fc} & L_{FF} & L_{FD} & 0 \\ L_{Da} & L_{Db} & L_{Dc} & L_{DF} & L_{DD} & 0 \\ L_{Qa} & L_{Qb} & L_{Qc} & 0 & 0 & L_{QQ} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \\ I_F \\ I_D \\ I_Q \end{bmatrix} \qquad \text{(IV.2)}$$

4.2. Indukčnosti synchronního stroje

Vlastní a vzájemné indukčnosti vinutí rotoru nezávisí na poloze rotoru, vliv drážkování statoru je zanedbán.

$L_{FF}, L_{DD}, L_{QQ}, L_{FD}, L_{DF}$

Vzájemné indukčnosti vinutí rotoru a statoru závisí na poloze rotoru (je předpokládáno symetrické 3f. vinutí).

$$L_{aF} = L_{Fa} = L_{aFm} \cos\vartheta$$
$$L_{bF} = L_{Fb} = L_{aFm} \cos\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) \qquad \text{(IV.3)}$$
$$L_{cF} = L_{Fc} = L_{aFm} \cos\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)$$

$$L_{aD} = L_{Da} = L_{aDm} \cos\vartheta$$
$$L_{bD} = L_{Db} = L_{aDm} \cos\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) \qquad \text{(IV.4)}$$
$$L_{cD} = L_{Dc} = L_{aDm} \cos\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)$$

$$L_{aQ} = L_{Qa} = L_{aQm} \cos\left(\vartheta + \frac{1}{2}\pi\right) = -L_{aQm} \sin(\vartheta)$$
$$L_{bQ} = L_{Qb} = -L_{aQm} \sin\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) \qquad \text{(IV.5)}$$
$$L_{cQ} = L_{Qc} = -L_{aQm} \sin\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)$$

Vlastní indukčnosti vinutí statoru závisí na poloze rotoru.

$$L_{aa} = L_{aO} + L_2 \cos 2\vartheta$$

$$L_{bb} = L_{aO} + L_2 \cos 2\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) \qquad \text{(IV.6)}$$

$$L_{cc} = L_{aO} + L_2 \cos 2\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)$$

Vzájemné indukčností fází statoru závisí na poloze rotoru. Jsou záporné, protože osy vinutí jsou pootočeny o úhel větší než $\pi/2$ a menší než $3/2\pi$.

$$-L_{bc} = L_{ab0} - L_2 \cos 2\vartheta$$

$$-L_{ca} = L_{ab0} - L_2 \cos 2\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) = L_{ab0} - L_2 \cos\left(2\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right) \qquad \text{(IV.7)}$$

$$-L_{ab} = L_{ab0} - L_2 \cos 2\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right) = L_{ab0} - L_2 \cos\left(2\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right)$$

V [15] je dokázáno, že vztahy platí pro sinusově rozložené vinutí, a že periodické složky vlastních a vzájemných indukčností statoru jsou stejné (dodatek III., str. 147-154).
Soustava rovnic popisující model na obr. IV.1. má tvar (IV.8).

$$
\begin{bmatrix} \Psi_a \\ \Psi_b \\ \Psi_c \\ \Psi_F \\ \Psi_D \\ \Psi_Q \end{bmatrix} =
\begin{bmatrix}
+L_{a0} + L_2 \cos 2\vartheta & -L_{ab0} + L_2 \cos(2\vartheta - 2/3\,\pi) & -L_{ab0} + L_2 \cos(2\vartheta + 2/3\,\pi) & +L_{aFm} \cos\vartheta & +L_{aDm} \cos\vartheta & -L_{aQm} \sin\vartheta \\
-L_{ab0} + L_2 \cos(2\vartheta - 2/3\,\pi) & +L_{a0} + L_2 \cos 2(\vartheta - 2/3\,\pi) & -L_{ab0} + L_2 \cos 2\vartheta & +L_{aFm} \cos(\vartheta - 2/3\,\pi) & +L_{aDm} \cos(\vartheta - 2/3\,\pi) & -L_{aQm} \sin(\vartheta - 2/3\,\pi) \\
-L_{ab0} + L_2 \cos(2\vartheta + 2/3\,\pi) & -L_{ab0} + L_2 \cos 2\vartheta & +L_{a0} + L_2 \cos 2(\vartheta + 2/3\,\pi) & +L_{aFm} \cos(\vartheta + 2/3\,\pi) & +L_{aDm} \cos(\vartheta + 2/3\,\pi) & -L_{aQm} \sin(\vartheta + 2/3\,\pi) \\
+L_{aFm} \cos\vartheta & +L_{aFm} \cos(\vartheta - 2/3\,\pi) & +L_{aFm} \cos(\vartheta + 2/3\,\pi) & +L_{FF} & +L_{FD} & 0 \\
+L_{aDm} \cos\vartheta & +L_{aDm} \cos(\vartheta - 2/3\,\pi) & +L_{aDm} \cos(\vartheta + 2/3\,\pi) & +L_{DF} & +L_{DD} & 0 \\
-L_{aQm} \sin\vartheta & -L_{aQm} \sin(\vartheta - 2/3\,\pi) & -L_{aQm} \sin(\vartheta + 2/3\,\pi) & 0 & 0 & +L_{QQ}
\end{bmatrix} \times
\begin{bmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \\ I_F \\ I_D \\ I_Q \end{bmatrix}
$$

Matice (IV.8)

4.3.Lineární transformace do d, q, 0 souřadnic

Transformuje fázové veličiny x_a, x_b, x_c, do x_d, x_q, x_o.

$$\begin{bmatrix} x_d \\ x_q \\ x_0 \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} +k_d \cos\vartheta & +k_d \cos(\vartheta - 2/3\pi) & +k_d \cos(\vartheta + 2/3\pi) \\ -k_q \sin\vartheta & -k_q \sin(\vartheta - 2/3\pi) & -k_q \sin(\vartheta + 2/3\pi) \\ k_0 & k_0 & k_0 \end{bmatrix}}_{T} \times \begin{bmatrix} x_a \\ x_b \\ x_c \end{bmatrix}$$

Rovnice (IV.9)

Determinant T je $k_d k_q k_0$ $(3\sqrt{3})/2$ tedy nenulový pro k_d, k_q, $k_0 \neq 0$, tím je zaručena jednoznačnost transformace.

Inverzní transformace je určena např. v [15], dodatek IV., vztah IV.6. a má tvar

$$\begin{bmatrix} x_a \\ x_b \\ x_c \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2/3 \cdot 1/k_d \cos\vartheta & -2/3 \cdot 1/k_q \sin\vartheta & 1/(3k_0) \\ 2/3 \cdot 1/k_d \cos(\vartheta - 2/3\pi) & -2/3 \cdot 1/k_q \sin(\vartheta - 2/3\pi) & 1/(3k_0) \\ 2/3 \cdot 1/k_d \cos(\vartheta + 2/3\pi) & +2/3 \cdot 1/k_q \sin(\vartheta + 2/3\pi) & 1/(3k_0) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_d \\ x_q \\ x_0 \end{bmatrix}$$

Rovnice (IV.10)

Pro splnění podmínky invariantnosti výkonů musí platit

$k_d^2 = k_q^2 = 2/3$

$k_0^2 = 1/3$

Pro tuto volbu jsou vzájemné indukčnosti obapolně stejné.

4.3.1.Transformace napěťových rovnic

Pro spřažený magnetický tok fáze a platí podle (IV.10)

$$\Psi_a = \frac{2}{3}\frac{1}{k_d}\Psi_d \cos\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_q}\Psi_q \sin\vartheta + \frac{1}{3}\frac{1}{k_0}\Psi_0 \tag{IV.11}$$

Derivací (IV.11) podle času $(\vartheta = \omega t + \vartheta_0)$ dostaneme

$$\frac{d\Psi_a}{dt} = \frac{2}{3}\frac{1}{k_d}\frac{d\Psi_d}{dt}\cos\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_d}\omega\Psi_d \sin\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_q}\frac{d\Psi_q}{dt}\sin\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_q}\omega\Psi_q \cos\vartheta + \frac{1}{3}\frac{1}{k_0}\frac{d\Psi_0}{dt}$$

Rovnice (IV.12)

Porovnáním s rovnicí (IV.1) do níž dosadíme transformované veličiny podle (IV.10)

$$\frac{d\Psi_a}{dt} = \frac{2}{3}\frac{1}{k_d}U_d \cos\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_q}U_q \sin\vartheta + \frac{1}{3}\frac{1}{k_0}U_0 - R\left(\frac{2}{3}\frac{1}{k_d}I_d \cos\vartheta - \frac{2}{3}\frac{1}{k_q}I_q \sin\vartheta + \frac{1}{3}\frac{1}{k_0}I_0\right)$$

Rovnice (IV.13)

Srovnáním (IV.12) a (IV.13) potom dostaneme

$$U_d = RI_d + \frac{d\Psi_d}{dt} - \Omega\Psi_q \tag{IV.14}$$

$$U_q = RI_q + \frac{d\Psi_q}{dt} + \Omega\Psi_d \tag{IV.15}$$

$$U_0 = RI_0 + \frac{d\Psi_0}{dt} \tag{IV.16}$$

Podle (IV.1) připojíme

$$U_F = R_F I_F + \frac{d\Psi_F}{dt} \tag{IV.17}$$

$$U_D = R_D I_D + \frac{d\Psi_D}{dt} \tag{IV.18}$$

$$U_Q = R_Q I_Q + \frac{d\Psi_Q}{dt} \tag{IV.19}$$

4.3.2 Transformace rovnic pro spřažené magnetické toky

Z (IV.8) pro Ψ_F platí

$$\Psi_F = L_{aFm}\left(I_a \cos\vartheta + I_b \cos\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) + I_c \cos\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)\right) + L_{FF} I_F + L_{FD} I_D$$

Rovnice (IV.20)

Použitím (IV.9) se rovnice zjednoduší

$$\Psi_F = \frac{1}{k_d} L_{aFm} I_d + L_{FF} I_F + L_{FD} I_D \tag{IV.21}$$

Obdobně se odvodí, že:

$$\Psi_D = \frac{1}{k_d} L_{aDm} I_d + L_{DF} I_F + L_{DD} I_D \tag{IV.22}$$

Z (IV.8) pro Ψ_Q plyne

$$\Psi_Q = -L_{aQm}\left(I_a \sin\vartheta + I_b \sin\left(\vartheta - \frac{2}{3}\pi\right) + I_c \sin\left(\vartheta + \frac{2}{3}\pi\right)\right) + L_{QQ} I_Q \tag{IV.23}$$

Použitím (IV.9) pak

$$\Psi_Q = \frac{1}{k_q} L_{aQm} I_q + L_{QQ} I_Q \tag{IV.24}$$

Rovnice pro spřažené magnetické toky statoru transformujeme tak, že do vztahu (IV.9) dosadíme za Ψ_a, Ψ_b, Ψ_c, z (IV.8) a po algebraických úpravách dostaneme

$$\Psi_d = L_d I_d + \frac{3}{2} k_d L_{aFm} I_F + \frac{3}{2} k_d L_{aDm} I_D \qquad \text{(IV.25)}$$

kde $L_d = L_{a0} + L_{ab0} + \frac{3}{2} L_2$ je podélná synchronní indukčnost.

Obdobně se odvodí rovnice

$$\Psi_q = L_q I_q + \frac{3}{2} k_q L_{aQm} I_Q \qquad \text{(IV.26)}$$

kde $L_q = L_{a0} + L_{ab0} - \frac{3}{2} L_2$ je příčná synchronní indukčnost.

$$\Psi_0 = L_0 I_0 \qquad \text{(IV.27)}$$

kde $L_0 = L_{a0} - 2L_{ab0}$ je netočivá indukčnost.

Odvozené rovnice pro spřažené magnetické toky se zjednoduší, budou-li odpovídající vzájemné indukčnosti v rovnicích (IV.21), (IV.22), (IV.25) stejné, tedy

$$\frac{1}{k_d} L_{aFm} = \frac{3}{2} k_d L_{aFm} \qquad \text{(IV.28)}$$

$$\frac{1}{k_d} L_{aDm} = \frac{3}{2} k_d L_{aDm} \qquad \text{(IV.29)}$$

Obdobně mají být stejné vzájemné indukčnosi v rovnicích (IV.26), (IV.24).

$$\frac{1}{k_q} L_{aQm} = \frac{3}{2} k_q L_{aQm} \qquad \text{(IV.30)}$$

z toho plyne pro volbu transformačních činitelů

$$k_d = k_q = \pm\sqrt{\frac{2}{3}} \qquad \text{(IV.31)}$$

Zavedeme-li nové označení

$$L_{dF} = \frac{3}{2}\sqrt{\frac{2}{3}}L_{aFm} = \sqrt{\frac{3}{2}}L_{aFm} = L_{Fd} \tag{IV.32}$$

$$L_{dD} = \sqrt{\frac{3}{2}}L_{aDm} = L_{Dd} \tag{IV.33}$$

$$L_{qQ} = \sqrt{\frac{3}{2}}L_{aQm} = L_{Qq} \tag{IV.34}$$

budou mít rovnice pro spřažené toky tvar

$$\Psi_d = L_d I_d + L_{dF} I_F + L_{dD} I_D \tag{IV.35}$$

$$\Psi_q = L_q I_q + L_{qQ} I_Q \tag{IV.36}$$

$$\Psi_0 = L_0 I_0 \tag{IV.37}$$

$$\Psi_F = L_{Fd} I_d + L_{FF} I_F + L_{FD} I_D \tag{IV.38}$$

$$\Psi_D = L_{Dd} I_d + L_{DF} I_F + L_{DD} I_D \tag{IV.39}$$

$$\Psi_Q = L_{Qq} I_q + L_{QQ} I_Q \tag{IV.40}$$

4.3.3. Výkon a moment synchronního stroje

Momentová rovnice synchronního stroje je:

$$J\frac{d\Omega_{mech}}{dt} = M_{el.} + M_{mech.} \tag{IV.41}$$

J - moment setrvačnosti

$\Omega_{mech.} = \Omega \cdot p$

p - počet polpárů

Okamžitý výkon třífázového systému a, b, c, je:

$$p = u_a i_a + u_b i_b + u_c i_c \qquad \text{(IV.42)}$$

Po dosazení za okamžité hodnoty napětí a proudů podle (IV.9) dostaneme po úpravě

$$p = \frac{2}{3}\frac{1}{k_d^2}u_d i_d + \frac{2}{3}\frac{1}{k_q^2}u_q i_q + \frac{1}{3}\frac{1}{k_0^2}u_0 i_0 \qquad \text{(IV.43)}$$

je-li $k_d = k_q = \sqrt{\frac{2}{3}}$ a $k_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}$ pak

$$p = u_d i_d + u_q i_q + u_0 i_0 \qquad \text{(IV.44)}$$

to je princip invariance výkonu.
Pro původní Parkovu volbu vyjde:

$$p = \frac{3}{2}u_d i_d + \frac{3}{2}u_q i_q + 3u_0 i_0$$

Moment se odvodí z energetické bilance. Příkon je

$$p_p = \frac{2}{3}\frac{1}{k_d^2}u_d i_d + \frac{2}{3}\frac{1}{k_q^2}u_q i_q + \frac{1}{k_0^2}\frac{1}{3}u_0 i_0 + u_F i_F + u_D i_D + u_Q i_Q \qquad \text{(IV.45)}$$

To jsou Joulovy ztráty + časová změna energie mag. pole + vnitřní přeměňovaný výkon.

Vnitřní výkon je dán rotačními napětími v rovnici (IV.45) po dosazení za u_d a u_q z (IV.14) a (IV.15) dostaneme pro vnitřní moment

$$m_i = \frac{p_i}{\Omega_{mech}} = p\frac{2}{3}\frac{1}{k_d k_q}\left(\Psi_d i_q - \Psi_q i_d\right) \qquad \text{(IV.46)}$$

Při volbě transformačních činitelů $k_d = k_q = \sqrt{\frac{2}{3}},\ k_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}$

$$m_i = p\left(\Psi_d i_q - \Psi_q i_d\right)$$

Tím jsou základní rovnice synchronního stroje zformulovány a dále se budeme zabývat systémem poměrných veličin.

4.4. Systém poměrných veličin

Dále bude vždy platit

a) poměrné hodnoty značíme malými písmeny

b) vztažné hodnoty se liší pro původní Parkovu volbu koeficientů a pro volbu s ohledem na invarianci výkonu a momentu. Vztažné hodnoty zde uvedené platí pro volbu:

$$k_d = k_q = \sqrt{\frac{2}{3}}, \quad k_0 = \sqrt{\frac{1}{3}}$$

4.4.1 Statorové veličiny

Vztažné veličiny statorových hodnot jsou odvozeny z jmenovitých hodnot stroje a jsou uvedeny v tab. IV.1.

Název	Značení	Použité vztažné hodnoty
Napětí	U_{an}	$\sqrt{\frac{3}{2}} U_{Nm} = \sqrt{3} U_{Nef}$
Proud	I_{an}	$\sqrt{\frac{3}{2}} I_{Nm} = \sqrt{3} I_{Nef}$
Magnetické spřažení	Ψ_{an}	$\sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{Nm} = \frac{\sqrt{3} U_{Nef}}{\Omega_n} = \frac{U_{an}}{\Omega_n}$
Reaktance, odpor	X_{an}, R_{an}	$\frac{U_{an}}{I_{an}} = \frac{U_{Nm}}{I_{Nm}} = \frac{U_{Nef}}{I_{Nef}}$
Indukčnost	L_{an}	$\frac{\Psi_{an}}{I_{an}} = \frac{\Psi_{Nm}}{I_{Nm}} = \frac{U_{Nef}}{I_{Nef}\Omega_n} = \frac{U_{an}}{I_{an}\Omega_n}$
Úhlová rychlost	Ω_n	$\Omega_n \cong 314 [rad / sec]$
Výkon	S_n	$S_n = 3 U_{Nef} I_{Nef}$
Moment	M_n	$M_n = \frac{p \cdot S_n}{\Omega_n}$

Tab. IV.1. Vztažné veličiny pro stator. Indexy: a - statorový,
n - vztažný, m - maximální, ef - efektivní hodnota sinusového průběhu,
N - jmenovitý fázový

4.4.2 Rotorové veličiny

Vycházíme z rovnosti magnetických energií. Pro vinutí statoru platí:

$$W_m = \frac{3}{2}\frac{1}{2}\Psi_{Nm} I_{Nm} \tag{IV.47}$$

Vztažné hodnoty jsou: $I_{an} = \sqrt{\frac{3}{2}} I_{Nm}, \Psi_{an} = \sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{Nm}$

Magnetická energie jednotlivých vinutí rotoru je:

a) budící vinutí $W_m = \frac{1}{2}\Psi_{Fn} I_{Fn}$ (IV.48)

b) podélné vinutí tlumiče $W_m = \frac{1}{2}\Psi_{Dn} I_{Dn}$

(IV.49)

c) příčné vinutí tlumiče $W_m = \frac{1}{2}\Psi_{Qn} I_{Qn}$ (IV.50)

Pro budící vinutí platí z (IV.47) a (IV.48)

$$\frac{I_{Fn}}{3/2 I_{Nm}} = \frac{\Psi_{Nm}}{\Psi_{Fn}} = P_1 \tag{IV.51}$$

Volba vztažných hodnot pro obvod buzení závisí tedy na volbě poměru P_1. Obdobně závisí volba vztažných hodnot I_{Dn}, Ψ_{Dn}, I_{Qn}, Ψ_{Qn} na volbě poměru P_2.

Zavedení vztažných hodnot rotoru není nic jiného, než převedení rotorových veličin na stator, to lze podle[18] provést 5-ti způsoby, nejobvyklejší z nich je tzv. systém stejných vzájemných reaktancí.

4.4.3. Systém stejných vzájemných reaktancí

Zde jsou si rovny hodnoty všech tří vzájemných reaktancí v podélném směru, přičemž nezáleží na pořadí indexů u vzájemných reaktancí $x_{Dd} = x_{dD}$, $x_{Fd} = x_{dF}$, $x_{DF} = x_{FD}$, společnou hodnotu těchto reaktancí nazveme hlavní reaktance v podélném směru x_{hd}. Pro tento systém platí

$$x_{dF} = x_{Dd} = x_{FD} = x_{hd} \tag{IV.52}$$

(IV.52) platí když

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{2}{\pi}\frac{D_{d1}}{D_{d0}}\frac{N_a\xi_1}{2pN_F} \\ P_2 &= \frac{2}{\pi}\frac{F_{d1}}{D_{d0}}\frac{N_a\xi_1}{2pN_D} \end{aligned} \tag{IV.53}$$

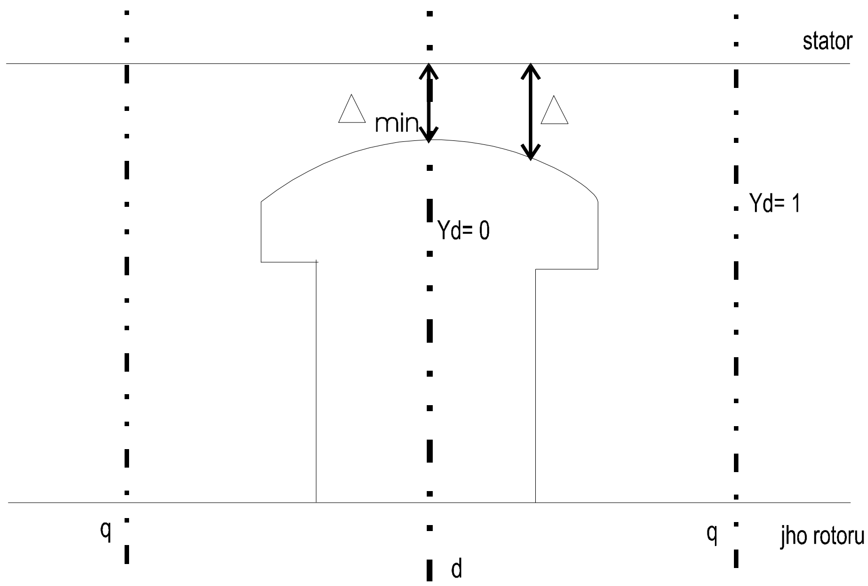
kde

$$F_{d1} = D_{d1} = 2\int_0^1 \frac{1}{\delta}\cos\left(\frac{\pi}{2}y_d\right)dy_d \tag{IV.54}$$

viz obr. IV.2

$$D_{d0} = \int_0^1 \frac{1}{\delta}dy_d \tag{IV.55}$$

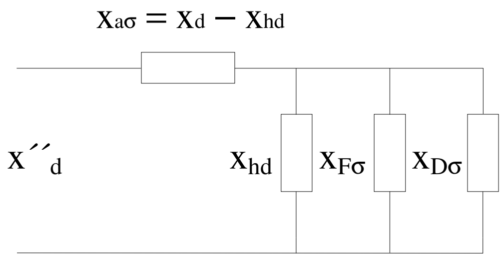
Systém stejných vzájemných reaktancí nejvíce zjednodušuje rovnice synchronního stroje, jako jediný vede na obvyklé náhradní schéma a zjednodušený výpočet přechodných a rázových reaktancí (tab. IV.2). Poměrné rotorové veličiny jsou udány v tab.IV.3 a tab.IV.4.

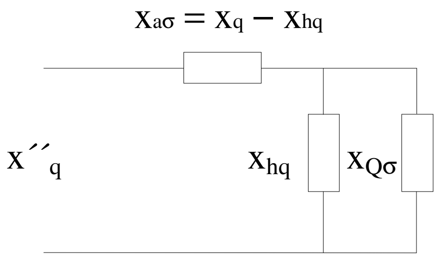


Obr. (IV.2) Určení poměrné šířky vzduchové mezery $\delta=\Delta/\Delta_{min}$

Ve vztazích (IV.53) - (IV.55) je

N_a - počet závitů jedné fáze vinutí statoru v serii
ξ_1 - činitel vinutí statoru pro 1 harmonickou
2p - počet pólů
F_{d1}, D_{d1} - jsou tvarové činitele respektující proměnnost vzduchové mezery
D_{d0} - poměr průměrné hodnoty indukce na pólové rozteči a maxima skutečného průběhu indukce, je-li stroj buzen obdélníkovou vlnou magnetického napětí vinutí D
N_F, N_D - počet závitů na jeden pól pro vinutí F a D





reaktance	obecně	pro systém stejných vzájemných reaktancí
X'_d	$X_d - \dfrac{X_{Fd}^2}{X_F}$	$X_{a\sigma} + \dfrac{X_{hd} X_{F\sigma}}{X_{hd} + X_{F\sigma}}$
X''_d	$X_d - \dfrac{X_D X_{dF}^2 - 2X_{dF} X_{Dd} X_{dF} + X_F X_{Dd}^2}{X_D X_F - X_{DF}^2}$	$X_{a\sigma} + \dfrac{X_{hd} X_{F\sigma} X_{D\sigma}}{X_{hd} X_{D\sigma} + X_{F\sigma} X_{hd} + X_{F\sigma} X_{D\sigma}}$
X''_q	$X_q - \dfrac{X_{Qq}^2}{X_Q}$	$X_{a\sigma} + \dfrac{X_{hq} X_{Q\sigma}}{X_{hq} + X_{Q\sigma}}$

Tab.IV.2. Náhradní schémata pro rázové a přechodné reaktance

Obvod	Název	značení	vztažná hodnota
F	proud	I_{Fn}	$P_1\frac{3}{2}I_{Nm} = P_1\sqrt{\frac{3}{2}}I_{an}$
	mag.spřažení	Ψ_{Fn}	$\frac{1}{P_1}\Psi_{Nm} = \frac{1}{P_1}\sqrt{\frac{2}{3}}\Psi_{an}$
	napětí	U_{Fn}	$\frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Fn}} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Fn}} = \Psi_{Fn}\Omega_n$
	impedance	R_{Fn}, X_{Fn}	$\frac{3}{2}X_{an}\left(\frac{I_{Nm}}{I_{Fn}}\right)^2 = \frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Fn}^2} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Fn}^2}$
D	proud	I_{Dn}	$P_2\frac{3}{2}I_{Nm} = P_2\sqrt{\frac{3}{2}}I_{an}$
	mag.spřažení	Ψ_{Dn}	$\frac{1}{P_2}\Psi_{Nm} = \frac{1}{P_2}\sqrt{\frac{2}{3}}\Psi_{an}$
	napětí	U_{Dn}	$\frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Dn}} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Dn}} = \Psi_{Dn}\Omega_n$
	impedance	R_{Dn}, X_{Dn}	$\frac{3}{2}X_{an}\left(\frac{I_{Nm}}{I_{Dn}}\right)^2 = \frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Dn}^2} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Dn}^2}$
Q	proud	I_{Qn}	$P_2\frac{3}{2}I_{Nm} = P_2\sqrt{\frac{3}{2}}I_{an}$
	mag.spřažení	Ψ_{Qn}	$\frac{1}{P_2}\Psi_{Nm} = \frac{1}{P_2}\sqrt{\frac{2}{3}}\Psi_{an}$
	napětí	U_{Qn}	$\frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Qn}} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Qn}} = \Psi_{Qn}\Omega_n$
	impedance	R_{Qn}, X_{Qn}	$\frac{3}{2}X_{an}\left(\frac{I_{Nm}}{I_{Qn}}\right)^2 = \frac{3}{2}\frac{U_{Nm}I_{Nm}}{I_{Qn}^2} = \frac{U_{an}I_{an}}{I_{Qn}^2}$

Tab.IV.3 Vztažné hodnoty pro veličiny rotoru

reaktance	vzorec	pro systém stejných vzájem. indukčností
x_d	$\frac{L_d}{L_{an}} = \frac{X_d}{X_{an}}$	$x_{hd} + x_{a\sigma}$
x_F	$\frac{L_F}{L_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Fn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{L_F \Omega_n}{X_{Fn}}$	$x_{hd} + x_{F\sigma}$
x_D	$\frac{L_D}{L_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Dn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{L_D \Omega_n}{X_{Dn}}$	$x_{hd} + x_{D\sigma}$
x_q	$\frac{L_q}{L_{an}} = \frac{X_q}{X_{an}}$	$x_{hq} + x_{a\sigma}$
x_Q	$\frac{L_Q}{L_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Qn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{L_Q \Omega_n}{X_{Qn}}$	$x_{hq} + x_{Q\sigma}$
$x_{dF} = x_{Fd}$	$\frac{L_{aFm}}{L_{an}} \cdot \frac{I_{Fn}}{I_{Nm}}$	x_{hd}
$x_{dD} = x_{Dd}$	$\frac{L_{aDm}}{L_{an}} \cdot \frac{I_{Dn}}{I_{Nm}}$	x_{hd}
$x_{FD} = x_{DF}$	$\frac{L_{FD}}{L_{an}} \cdot \frac{2}{3} \cdot \frac{I_{Dn} \cdot I_{Fn}}{I_{Nm}^2} = \frac{L_{DF}}{L_{an}} \cdot \frac{I_{Dn} I_{Fn}}{I_{an}^2}$	x_{hd}
$x_{qQ} = x_{Qq}$	$\frac{L_{aQm}}{L_{an}} \cdot \frac{I_{Qn}}{I_{Nm}}$	x_{hd}
r_a	$\frac{R_a}{R_{an}};\ R_{an} = X_{an}$	———
r_F	$\frac{R_F}{R_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Fn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{R_F}{R_{Fn}}$	———
r_D	$\frac{R_D}{R_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Dn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{R_D}{R_{Dn}}$	———
r_Q	$\frac{R_Q}{R_{an}} \cdot \frac{2}{3}\left(\frac{I_{Qn}}{I_{Nm}}\right)^2 = \frac{R_Q}{R_{Qn}}$	———

Tab. IV.4. Poměrné hodnoty reaktancí a odporů

4.4.4. Úprava rovnic pro magnetická spřažení

Rovnice (IV.35) - (IV.40) dělíme vztažnými hodnotami, přičemž místo poměrných hodnot indukčností lze psát poměrné hodnoty reaktancí, neboť platí

$$\frac{X}{X_{an}} = \frac{L\Omega_n}{L_{an}\Omega_n} = x \qquad \text{(IV.56)}$$

Pro magnetická spřažení dostáváme

$$\begin{aligned} \psi_d &= x_d i_d + x_{dF} i_F + x_{dD} i_D \\ \psi_q &= x_q i_q + x_{qQ} i_Q \\ \psi_F &= x_{Fd} i_d + x_F i_F + x_{FD} i_D \\ \psi_D &= x_{dD} i_d + x_{DF} i_F + x_D i_D \\ \psi_Q &= x_{Qq} i_q + x_Q i_Q \end{aligned} \qquad \text{(IV.57)}$$

Reaktance x_d, x_q, x_F, x_D, x_Q rozdělíme podle tabulky (IV.4) na hlavní a rozptylovou část

$$\begin{aligned} x_d &= x_{hd} + x_{a\sigma} \\ x_q &= x_{hq} + x_{a\sigma} \\ x_F &= x_{hd} + x_{F\sigma} \\ x_D &= x_{hd} + x_{D\sigma} \\ x_Q &= x_{hq} + x_{Q\sigma} \end{aligned} \qquad \text{(IV.58)}$$

Po dosazení (IV.58) a (IV.52) do (IV.57) dostaneme

$$\begin{aligned}
\psi_d &= x_{hd} i_{hd} + x_{a\sigma} i_d = \psi_{hd} + \psi_{d\sigma} \\
\psi_q &= x_{hq} i_{hq} + x_{a\sigma} i_q = \psi_{hq} + \psi_{q\sigma} \\
\psi_F &= x_{hd} i_{hd} + x_{F\sigma} i_F = \psi_{hd} + \psi_{F\sigma} \\
\psi_D &= x_{hd} i_{hd} + x_{D\sigma} i_D = \psi_{hd} + \psi_{D\sigma} \\
\psi_Q &= x_{hq} i_{hq} + x_{Q\sigma} i_Q = \psi_{hq} + \psi_{Q\sigma}
\end{aligned} \qquad \text{(IV.59)}$$

kde

$$\begin{aligned}
i_{hd} &= i_d + i_F + i_D \\
i_{hq} &= i_q + i_Q
\end{aligned} \qquad \text{(IV.60)}$$

$$\begin{aligned}
\psi_{hd} &= x_{hd} i_{hd} \\
\psi_{hq} &= x_{hq} i_{hq}
\end{aligned} \qquad \text{(IV.61)}$$

Z rovnic (IV.59) vyjádříme proudy pomocí magnetických spřažení

$$\begin{aligned}
i_d &= \frac{\psi_d - \psi_{hd}}{x_{a\sigma}} \\
i_q &= \frac{\psi_q - \psi_{hq}}{x_{a\sigma}} \\
i_F &= \frac{\psi_F - \psi_{hd}}{x_{F\sigma}} \\
i_D &= \frac{\psi_D - \psi_{hd}}{x_{D\sigma}} \\
i_Q &= \frac{\psi_Q - \psi_{hq}}{x_{Q\sigma}}
\end{aligned} \qquad \text{(IV.62)}$$

ψ_{hd} určíme z (IV.59), (IV.60),(IV.61). Platí

$$\begin{bmatrix} x_{hd} & x_{hd} & x_{hd} & -1 \\ x_{a\sigma} & 0 & 0 & +1 \\ 0 & x_{F\sigma} & 0 & +1 \\ 0 & 0 & x_{D\sigma} & +1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_d \\ i_F \\ i_D \\ \psi_{hd} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \psi_d \\ \psi_F \\ \psi_D \end{bmatrix} \qquad \text{(IV.63)}$$

odtud

$$\psi_{hd} = \psi_d k_d + \psi_F k_F + \psi_D k_D \qquad \text{(IV.64)}$$

kde

$$k_d = \frac{1/x_{a\sigma}}{1/x_{hd} + 1/x_{a\sigma} + 1/x_{F\sigma} + 1/x_{D\sigma}}$$

$$k_F = \frac{x_{a\sigma}}{x_{F\sigma}} \cdot k_d, \quad k_D = \frac{x_{a\sigma}}{x_{D\sigma}} \cdot k_d$$

obdobně

$$\psi_{hq} = \psi_q k_q + \psi_Q k_Q \qquad \text{(IV.65)}$$

kde

$$k_q = \frac{1/x_{a\sigma}}{1/x_{hq} + 1/x_{a\sigma} + 1/x_{Q\sigma}}, \quad k_Q = \frac{x_{a\sigma}}{x_{Q\sigma}} \cdot k_q$$

Po vyloučení proudů zůstávají tedy jako závislé proměnné pouze magnetická spřažení, úhlová rychlost a zátěžní úhel.

4.4.5 Doplnění rovnic o rovnice pohybové pro β a Ω

Nejprve v napěťových rovnicích (IV.14) - (IV.19) dělíme všechny veličiny vztažnými hodnotami

$$
\begin{aligned}
u_d &= r_a i_d + \frac{d\psi_d}{dt} - \omega\psi_q \\
u_q &= r_a i_q + \frac{d\psi_q}{dt} + \omega\psi_d \\
u_F &= r_F i_F + \frac{d\psi_F}{dt} \\
u_D &= r_D i_D + \frac{d\psi_D}{dt} \\
u_Q &= r_Q i_Q + \frac{d\psi_Q}{dt}
\end{aligned}
\qquad \text{(IV.66)}
$$

Do rovnic (IV.66) dosadíme (IV.62), (IV.64), (IV.65) a dostaneme

$$
\begin{aligned}
\frac{d\psi_d}{dt} &= \psi_d A + \psi_F B + \psi_D C + \psi_q \omega + u_d \\
\frac{d\psi_q}{dt} &= \psi_q D + \psi_Q E - \psi_d \omega + u_q \\
\frac{d\psi_F}{dt} &= \psi_F F + \psi_d G + \psi_D H + u_F \\
\frac{d\psi_D}{dt} &= \psi_D I + \psi_d J + \psi_F K \\
\frac{d\psi_Q}{dt} &= \psi_Q L + \psi_q M
\end{aligned}
\qquad \text{(IV.67)}
$$

Konstanty A-M jsou uvedeny v tab.IV.5

Zátěžní úhel je definován vztahem

$$\beta = \beta_0 + (\Omega - \Omega_n)t \qquad \text{(IV.68)}$$

po úpravě

$$\frac{d\beta}{dt} = \Omega - \Omega_n \qquad \text{(IV.69)}$$

v poměrných hodnotách

$$\frac{d\beta}{dt} = \omega - 1 \qquad \text{(IV.70)}$$

Moment synchronního stroje v poměrných hodnotách je

$$m_{e1} = \psi_d i_q - \psi_q i_d \qquad \text{(IV.71)}$$

Momentová rovnice (IV.41) má v poměrných hodnotách tvar

$$\frac{J}{M_n} \cdot \frac{d\left(\Omega_{mech} \cdot p / \Omega_n\right)}{dt \cdot \Omega_n} \cdot \frac{\Omega^2{}_n}{p} = \frac{M_{e1}}{M_n} + \frac{M_{mech}}{M_n} \qquad \text{(IV.72)}$$

tedy

$$T_j \frac{d\omega}{dt} = m_{e1} + m_{mech} \qquad \text{(IV.73)}$$

kde T_j je časová konstanta urychlování

$$T_j = \frac{J}{S_n} \cdot \frac{\Omega^3{}_n}{p^2} \qquad \text{(rad.)}$$

spojením rovnice (IV.73) a (IV.71)

$$T_j \frac{d\omega}{dt} = \psi_d i_q - \psi_q i_d + m_{mech} \qquad \text{(IV.74)}$$

po dosazení za proudy má rovnice pro úhlovou rychlost tvar

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{T_j}\left(-\psi_d \psi_q N - \psi_d \psi_Q 0 + \psi_q \psi_F P + \psi_q \psi_D R + m_{mech}\right) \qquad \text{(IV.75)}$$

tato rovnice společně s rovnicí

$$\frac{d\beta}{dt} = \omega - 1$$

a s rovnicemi (IV.67) popisují chování synchronního stroje v dynamických procesech, konstanty N-R jsou opět v tab.IV.5.

konst.	vzorec	konst.	vzorec
R_1	$R_1 = \dfrac{1}{\dfrac{1}{x_{hd}} + \dfrac{1}{x_{a\sigma}} + \dfrac{1}{x_{F\sigma}} + \dfrac{1}{x_{D\sigma}}}$	G	$Q = K_d R_4$
R_2	$R_2 = \dfrac{1}{\dfrac{1}{x_{hq}} + \dfrac{1}{x_{a\sigma}} + \dfrac{1}{x_{Q\sigma}}}$	H	$H = K_D R_4$
K_d	$K_d = R_1 \dfrac{1}{x_{a\sigma}}$	R_5	$R_5 = \dfrac{r_D}{x_{D\sigma}}$
K_F	$K_F = R_1 \dfrac{1}{x_{F\sigma}}$	I	$I = (K_D - 1) R_5$
K_D	$K_D = R_1 \dfrac{1}{x_{D\sigma}}$	J	$J = K_d R_5$
K_q	$K_q = R_2 \dfrac{1}{x_{a\sigma}}$	K	$K = K_F R_5$
K_Q	$K_Q = R_2 \dfrac{1}{x_{Q\sigma}}$	R_6	$R_6 = \dfrac{r_Q}{x_{Q\sigma}}$
R_3	$R_3 = \dfrac{r_a}{x_{a\sigma}}$	L	$L = (K_Q - 1) R_6$
A	$A = (K_d - 1) R_3$	M	$M = K_q R_6$
B	$B = K_F R_3$	R_7	$R_7 = \dfrac{1}{x_{a\sigma}}$
C	$C = K_D R_3$	N	$N = (K_q - K_d) R_7$
D	$D = (K_q - 1) R_3$	O	$O = K_Q R_7$
E	$E = K_Q R_3$	P	$P = K_F R_7$
R_4	$R_4 = \dfrac{r_F}{x_{F\sigma}}$	R	$R = K_D R_7$
F	$F = (K_F - 1) R_4$	R_1- R_7	jsou pomocné konstanty

Tab.IV.5. Konstanty pro systém rovnic synchronního stroje

4.4.6. Moment synchronního stroje

Moment synchronního stroje v dynamických stavech určíme z rovnice (IV.71). Protože soustavu diferenciálních rovnic počítáme v magnetických spřažených tocích, musíme z nich nejprve vypočítat proudy v podélné a příčné ose.

V literatuře [11] je dokázáno

$$i_d = \frac{\psi_d x_F x_D + (\psi_F + \psi_D - \psi_d) x_{hd}^2 - (\psi_D x_F + \psi_F x_D) x_{hd}}{x_d x_F x_D + 2x_{hd}^3 - (x_d + x_F + x_D) x_{hd}^2} \qquad \text{(IV.76)}$$

$$i_q = \frac{\psi_q x_Q - \psi_Q x_q}{x_q x_Q - x_{hq}^2} \qquad \text{(IV.77)}$$

Protože volbou transformačních konstant podle (IV.11), tj. $k_d = k_q = \sqrt{2/3}, k_o = \sqrt{1/3}$ je invariance výkonu a momentu zaručena, stačí dosadit (IV.76) a (IV.77) do (IV.71). Tak dostaneme velikost momentu synchronního stroje v poměrných hodnotách. Abychom získali hodnotu absolutní, stačí násobit poměrnou hodnotu veličinou vztažnou M_n.

$$M_n = \frac{p \cdot S_n}{\Omega_n}$$

Moment synchronního stroje tedy je

$$M = M_n(\psi_d i_q - \psi_q i_d) \qquad \text{(IV.78)}$$

Rovnice (IV.75) společně s rovnicemi (IV.67) a rovnicí pro zátěžný úhel popisují chování synchronního stroje v libovolných dynamických procesech. Aby bylo možné tuto soustavu řešit je nutné znát počáteční podmínky, tedy velikosti spřažených magnetických toků které ve stroji byly před přechodným dějem.Počáteční podmínky se určí dle tab.IV.6.

Veličina	Vztah
β_0	$\beta_0 = \operatorname{arctg}\dfrac{-x_q\cos\varphi_0 + r_a\sin\varphi_0}{(u_{a0}/i_{a0}) - x_q\sin\varphi_0 - r_a\cos\varphi_0}$
u_{d0}	$u_{d0} = u_{a0}\sin\beta_0$
u_{q0}	$u_{q0} = u_{a0}\cos\beta_0$
i_{d0}	$i_{d0} = i_{a0}\sin(\beta_0 + \varphi_0)$
i_{q0}	$i_{q0} = i_{a0}\cos(\beta_0 + \varphi_0)$
u_{p0}	$i_{p0} = u_{q0} - x_d i_{d0} - r_a i_{q0}$
i_{F0}	$i_{F0} = u_{p0} / x_{hd}$
i_{hd0}	$i_{hd0} = i_{F0} + i_{d0}$
i_{hq0}	$i_{hq0} = i_{q0}$
ψ_{hd0}	$\psi_{hd0} = x_{hd} i_{hd0}$
ψ_{D0}	$\psi_{D0} = \psi_{hd0}$
ψ_{d0}	$\psi_{d0} = \psi_{hd0} + x_{a\sigma} i_{d0}$
ψ_{F0}	$\psi_{F0} = \psi_{hd0} + x_{F\sigma} i_{F0}$
ψ_{hq0}	$\psi_{hq0} = x_{hq} i_{hq0}$
ψ_{Q0}	$\psi_{Q0} = \psi_{hq0}$
ψ_{q0}	$\psi_{q0} = \psi_{hq0} + x_{a\sigma} i_{q0}$
ω_0	$\omega_0 = \omega_0 = 1.0$
u_{F0}	$u_{F0} = r_F i_{F0}$
m_{mech0}	$m_{mech0} = -\left(u_{a0} i_{a0}\cos\varphi_0 - r_a i_{a0}^2\right)$

Tab.IV.6. Výpočet počátečních podmínek

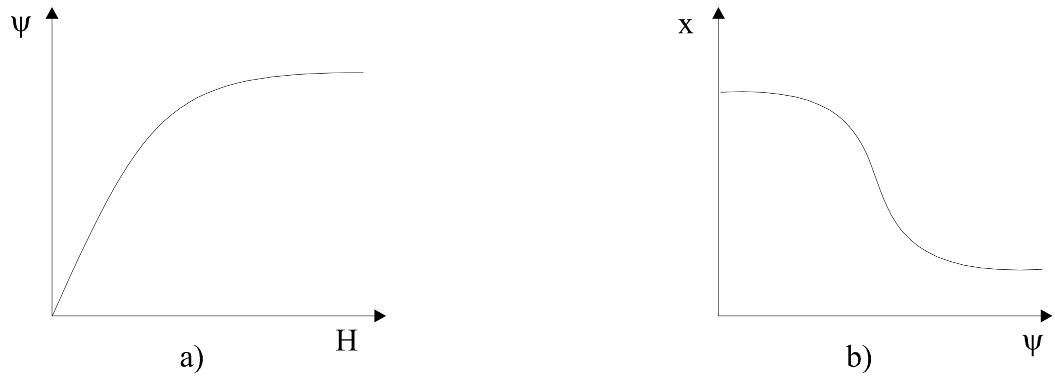
4.5.Příklad použití modelu synchronního stroje v d,q,0 souřadnicích

V této kapitole bude krátce připomenut výsledek práce [16]. Cílem výpočtu je určit alespoň přibližně vliv sycení magnetického obvodu synchronního stroje na jeho zkratový moment při třífázovém souměrném zkratu. Modelován byl turboalternátor 35MVA. Parametry pro model popsaný na předchozích stránkách byly určeny jednak z výsledků měření, jednak výpočtem. Navzájem byly tyto hodnoty ve velmi dobré shodě. Citlivostní analýza ukázala, že zkratový moment stroje nejvíce závisí na rozptylových reaktancích. To je zcela v souladu s fyzikální realitou. Toleranční analýzou byla prokázána dobrá numerická stabilita řešené soustavy diferenciálních rovnic.

Dříve než přistoupíme k výkladu jak byl vliv saturace magnetického obvodu zahrnout do modelu stroje v d,q,0 souřadnicích, připomeneme čtyři zásadní skutečnosti.

1. Vliv sycení lze v tomto modelu respektovat vždy pouze přibližně (lit.[5],[6],[8],[9],[17],[20])
2. Vzhledem k tomu, že soustava rovnic (IV.67),(IV.75) popisující synchronní stroj, platí pro lineární magnetický obvod stroje provádíme při výpočtu linearizaci po časových úsecích. V každém integračním kroku řešíme vlastně stroj s jinak magneticky vodivým magnetikem. Vodivost jednotlivých částí magnetického obvodu a tedy i velikost reaktancí se řídí velikostí magnetických toků jdoucích příslušnými částmi magnetického obvodu stroje.
3. Vzhledem k tomu, že se jedná o přechodný děj je nutné indukčnosti a z nich pak reaktance určovat z dynamické definice indukčnosti.
4. Hlavní reaktance v obou osách d i q nejsou pouze funkcemi toků ψ_{hd} a ψ_{hq}, ale toku celkového $\psi_c = \sqrt{\psi_{hd}^2 + \psi_{hq}^2}$, tak aby byl zahrnut skutečný stav nasycení magnetického obvodu viz.[9].

Považujeme-li magnetizační charakteristiku pro malá sycení za přímku, obr. IV.4a, pak závislost induktivní reaktance na magnetickém toku má přibližně průběh na obr.IV.4b.



Obr. IV.4. Magnetizační charakteristika a závislost induktivní reaktance na magnetickém toku

Pro alespoň přibližné respektování vlivu sycení byly podle celkového magnetického toku měněny obě hlavní reaktance

$x_{hd} = f(\psi_c)$

$x_{hq} = f(\psi_c)$

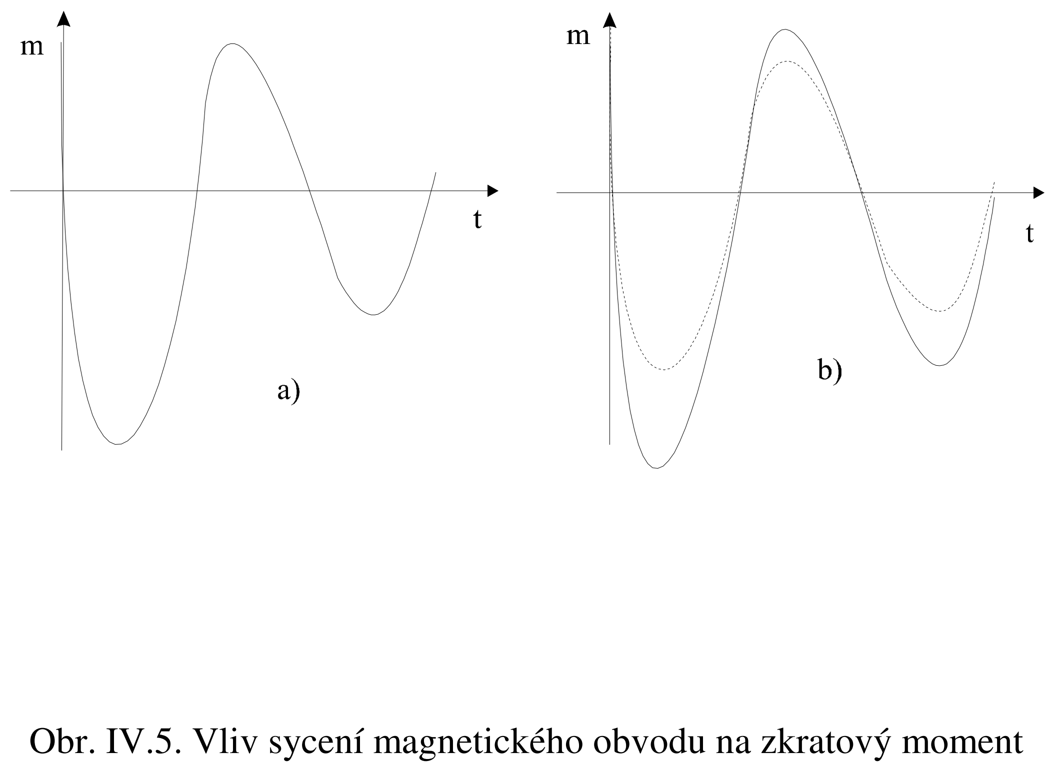
a podle magnetických toků vinutí statoru byla měněna rozptylová reaktance statoru, $x_{a\sigma} = f(\psi_a)$, dále byla měněna rozptylová reaktance buzení $x_{F\sigma} = f(\psi_F)$

Výpočty ukázaly, že nejvíce průběh zkratového momentu ovlivní změna rozptylové reaktance obvodu buzení, a to z následujících důvodů:

1. Na hlavních reaktancích x_{hd}, x_{hq} průběh zkratového momentu téměř nezávisí, neboť magnetický tok se uzavírá při zkratu především rozptylovými cestami.
2. Rozptylová reaktance statoru se mění v závislosti na magnetickém toku málo, neboť rozptylový tok se uzavírá v zubové části statoru napříč zuby a drážkami, kde i při velkém přesycení zubů je stále rozhodující reluktance magneticky nevodivých drážek.

3. Rozptylová reaktance obvodu buzení naopak velmi závisí na magnetickém toku tohoto obvodu, a to zejména v případě turboalternátoru, kde obvykle první dvě drážky vedle širokého zubu jsou buď zcela, nebo z části uzavřeny ocelovými magneticky vodivými klíny. Přes tyto klíny se uzavírá rozptylový magnetický tok. Vzhledem k jejich malému průřezu se rychle přesycují a rozptylová reaktance obvodu buzení prudce klesá.

Po proběhnutí výpočtů bylo zjištěno, že saturace magnetického obvodu má na zkratový moment dva vlivy. Je-li časový průběh zkratového momentu vypočteného bez vlivu sycení magnetického obvodu průběhem harmonickým, tlumeným, který má stejnosměrnou složku orientovanou k brzdným momentům, viz.obr.IV.5a, pak vliv sycení zvětší jeho amplitudu a zvětší jeho stejnosměrnou složku (zvětší brzdné půlvlny), viz.obr.IV.5b.



Obr. IV.5. Vliv sycení magnetického obvodu na zkratový moment

4.6.Interpretace výsledků

1. Zvětšení amplitudy je způsobeno podstatným nárůstem proudů při zmenšených rozptylových reaktancích. Spřažené magnetické toky zůstávají v prvních periodách po poruše téměř konstantní neboť na zkratovaných vinutích platí napěťové rovnice

$$0 = ri + \frac{d\psi}{dt} \qquad \text{(IV.79)}$$

a vzhledem ke skutečnosti, že první člen (úbytek na činném odporu lze zanedbat) pak

$$\frac{d\psi}{dt} \cong 0 \quad \text{a} \quad \psi \cong \text{konst.}$$

(tzv. princip konstantního toku)
Silnější interakce větších proudů s téměř stejně velkými magnetickými toky způsobí zvětšení amplitudy zkratového momentu.

2. Posunutí zkratového momentu více do brzdných půlvln. Vlivem zvýšení proudů narostou i činné ztráty $\Delta P = r.i^2$ (činný odpor je v prvních amplitudách konstantní a postupně se tepelnými účinky zkratu spíše zvětšuje). Tento nárůst činných ztrát vlivem sycení je třeba odněkud krýt. Ze sítě to nelze, stroj je od ní oddělen zkratem, nezbývá než krýt tyto zvýšené ztráty z kinetické energie rotujících hmot soustrojí, proto je stroj více brzděn a kinetická energie se rychleji mění v tepelnou.

Na závěr lze konstatovat, že měření realizovaná na skutečném stroji, kdy zkrat byl prováděn z různých hodnot napětí a tedy z různého stupně nasycení magnetického obvodu tyto výsledky plně potvrdily viz.[22].

Výše uvedený pøíklad je jedním z mnoha, kdy zanedbání materiálové nelinearity døíve bìžnì provádìné mùže vést k velkým chybám ve výsledcích.