

Przy przerwaniu wzbudzenia prąd twornika

$$\underline{I}_p = j \frac{U_N}{X_d}$$

a moc pozorna

$$S_p = m U_N I_p = m \frac{U_N^2}{X_d}$$

Moc pozorna znamionowa

$$S_N = m U_N I_N$$

Stosunek mocy pozornej przy przerwaniu wzbudzenia do mocy pozornej znamionowej

$$\gamma = \frac{S_p}{S_N} = \frac{U_N}{X_d I_N} \quad (7.219)$$

Kompensator pracuje przy $\vartheta \approx 0$, więc jego moment synchronizujący jest duży, a przeciążalność momentem w tym stanie pracy nie stanowi istotnego problemu. Dlatego kompensatory mają zwykle małą szczelinę, czyli dużą reaktancję synchroniczną. Zwykle względna wartość reaktancji synchronicznej kompensatorów $X_{d\text{rel}} = 1,5 \div 2,3$. Wzór (7.219) można przedstawić w postaci

$$\gamma = \frac{1}{X_{d\text{rel}}} \quad (7.220)$$

Wtedy $\gamma \approx 0,45 \div 0,67$.

Dla uzyskania możliwie dużej wartości współczynnika γ , niekiedy trzeba zmienić kierunek prądu wzbudzenia kompensatora. W celu zapobieżenia wypadnięciu kompensatora z synchronizmu w takim stanie pracy, buduje się zwykle kompensatory jako maszyny z biegunami wydawnymi.

Kompensatory są wyposażone w automatyczne regulatory wzbudzenia, dzięki czemu napięcie na zaciskach (w punkcie sieci, do którego jest dołączony kompensator) ma wartość stałą, a regulator automatycznie zmienia wartość (i charakter) mocy biernej dostarczanej do sieci.

7.9. STAN NIEUSTALONY SYMETRYCZNY PRĄDNICY

7.9.1. Wiadomości ogólne

Równania równowagi maszyny synchronicznej z jednym uzwojeniem wzbudzącym w osi podłużnej, z jednym obwodem tłumienia w osi podłużnej, z jednym obwodem tłumienia w osi poprzecznej i z trzema obwodami fazowymi twornika (czyli odpowiednio z trzema obwodami twornika w osiach $d, q, 0$) tworzą układ 7 równań różniczkowych nieliniowych z 14 niewiadomymi. Są to układy równań (7.127) albo (7.123), albo (7.100), albo (7.70). Dodatkowe 7 równań wyznaczające 7 niewiadomych można

otrzymać przez ułożenie 7 równań więzów i w ten sposób uzyskać równania równowagi w postaci układu 7 równań różniczkowych nieliniowych z 7 niewiadomymi. Jedno z tych równań zawiera tylko wielkości w osi zerowej, które nie wchodzą do innych równań. Dlatego to równanie może być wydzielone z układu i rozwiązane oddzielnie. Pozostaje więc ostatecznie do rozwiązania układ sześciu równań różniczkowych nieliniowych z sześcioma niewiadomymi. Dla linearyzacji tego układu równań należy zastosować odpowiednie uproszczenia, opisane w p. 4.8.

7.9.2. Zwarcie udarowe symetryczne

Do rozwiązania układu równań opisujących przypadek zwarcia nie można stosować metody małych przyrostów, ponieważ w stanie zwarcia np. przyrost prądu jest równy całemu prądowi. Dla linearyzacji układu równań należy więc w tym przypadku stosować inne uproszczenie, którego dopuszczalność wynika z analizy fizycznego przebiegu zjawiska. Na przykład turbogenerator ma bardzo duży moment inercji J i bardzo dużą stałą inercyjną H_J . Dlatego można przyjąć w uproszczeniu, że bezpośrednio po zwarcu pomimo powstania dużego udarowego momentu hamującego prędkość kątową wirnika nie ulegnie zmianie, czyli poślizg wirnika $s = 0$. Przy tym uproszczeniu i po opuszczeniu równania z wielkościami w osi zerowej otrzymuje się 5 równań różniczkowych liniowych dla bram elektrycznych niezwiązanych z szóstym równaniem dla bramy mechanicznej. Można więc rozwiązać układ 5 równań różniczkowych liniowych dla bram elektrycznych, a następnie wyznaczać momenty. Przy czym podczas rozwiązywania tego układu równań zachodzi potrzeba stosowania dalszych uproszczeń, np. pomijania wielkości małych wyższego rzędu.

Po zwarcu równania więzów można zapisać w postaci $u_d = u_q = u_D = u_Q = 0$ oraz $u_f = \text{const}$, więc po uwzględnieniu tych równań więzów, po przyjęciu $s = 0$ i po opuszczeniu równania „zerowego” i równania dla bramy mechanicznej układ równań (7.127) przybiera postać

$$\left. \begin{aligned} (\varrho_d + s) u_q^x + u_d^x + s u_f^x + s u_D^x + u_Q^x &= 0 \\ -u_q^x + (\varrho_q + s) u_d^x - u_f^x - u_D^x + s u_Q^x &= 0 \\ \mu_d s u_q^x + (\varrho_f + s) u_f^x + k_1 s u_D^x &= \varrho_f u_f \\ \mu_D s u_q^x + k_2 s u_f^x + (\varrho_D + s) u_D^x &= 0 \\ \mu_Q s u_d^x + (\varrho_Q + s) u_Q^x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.221)$$

gdzie $s = \frac{d}{dt}$

Równanie charakterystyczne układu równań (7.221) ma postać

$$D(s) = \begin{vmatrix} \varrho_d + s & 1 & s & s & 1 \\ -1 & \varrho_q + s & -1 & -1 & s \\ \mu_d s & 0 & \varrho_f + s & k_1 s & 0 \\ \mu_D s & 0 & k_2 s & \varrho_D + s & 0 \\ 0 & \mu_Q s & 0 & 0 & \varrho_Q + s \end{vmatrix} = 0 \quad (7.222)$$

Jest to równanie piątego stopnia względem s , nie dające się rozwiązać w sposób ogólny. Dla rozwiązania tego równania stosuje się szereg uproszczeń, korzystając z tego, że dekrementy tłumienia $\varrho_d, \varrho_a, \varrho_f$ mają wartości dużo mniejsze od 1. Dekrementy ϱ_D, ϱ_Q są dziesiątki razy większe od dekrementów ϱ_d, ϱ_a , a setki razy większe od dekrementu ϱ_f i dlatego nie można ich pomijać. Przy pominięciu małych drugiego rzędu otrzymuje się następujące przybliżone wartości pierwiastków równania (7.222):

$$\left. \begin{aligned} s_1 &= \alpha = -\varrho'_f \\ s_2 &= \beta + jv \\ s_3 &= \beta - jv \\ s_4 &= -\varrho''_D \left(1 + \frac{\mu'_d \varrho''_d \varrho''_D}{1 + (\varrho''_D)^2} + \frac{\mu'_{kf} \varrho'_f}{\sigma'_{kf} \varrho''_D} \right) \\ s_5 &= -\varrho''_Q \left(1 + \frac{\mu_Q \varrho''_a \varrho''_Q}{1 + (\varrho''_Q)^2} \right) \\ \beta &= -\frac{1}{2} \left((\varrho''_d \frac{1 + \sigma'_d \varrho''_D}{1 + (\varrho''_D)^2} + \varrho''_a \frac{1 + \sigma_Q (\varrho''_Q)^2}{1 + (\varrho''_Q)^2}) \right) \\ v &= 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu'_d \varrho''_d \varrho''_D}{1 + (\varrho''_D)^2} + \frac{\mu_Q \varrho''_a \varrho''_Q}{1 + (\varrho''_Q)^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (7.223)$$

przy czym:

$$\left. \begin{aligned} \varrho''_d &= \varrho_d \frac{\sigma_{kf}}{D_\Psi} = \frac{R_d}{X''_d}; & \varrho''_a &= \varrho_a \frac{1}{\sigma_Q} = \frac{R_a}{X''_a} \\ \varrho'_f &= \varrho_f \frac{1}{\sigma_d} = \frac{R_f}{X'_f} \\ \varrho''_D &= \varrho_D \frac{\sigma_d}{D_\Psi} = \frac{R_D}{X''_D}; & \varrho''_Q &= \varrho_Q \frac{1}{\sigma_Q} = \frac{R_Q}{X''_Q} \\ \sigma'_d &= \frac{D_\Psi}{\sigma_{kf} \sigma_d} = \frac{X''_d}{X'_d}; & \mu'_d &= 1 - \sigma'_d \\ \sigma'_{kf} &= \frac{D_\Psi}{\sigma_d \sigma_D} = \frac{X''_f}{X'_f}; & \mu'_{kf} &= 1 - \sigma'_{kf} \end{aligned} \right\} \quad (7.224)$$

Rezystancje $R_d = R_a = R_u = R_v = R_w$ oznaczają rezystancję uzwojeń fazowych stojana. Wprowadzone poprzednio dekrementy tłumienia np. $\varrho_d = R_d/X_d$, $\varrho_a = R_a/X_a$ oznaczają stosunki rezystancji danego obwodu do reaktancji tego obwodu przy otwartych pozostałych obwodach w tej samej osi. Podobny sens fizyczny mają także nowo wprowadzone dekrementy. Oznaczają one także stosunki rezystancji danego obwodu do reaktancji tego obwodu z tym, że reaktancje te dotyczą stanu, w którym pozostałe obwody w tej osi, a przynajmniej jeden z nich, są zamknięte.

Wszystkie rzeczywiste pierwiastki i rzeczywiste części pierwiastków zespolonych określone wyrażeniami (7.223) są ujemne, więc odpowiednie składowe prądów

w obwodach turbogeneratorsa są w czasie tłumione ze stałymi czasowymi wyrażonymi w sekundach synchronicznych, tj. w jednostkach bezwymiarowych:

$T'_d = \left| \frac{1}{s_1} \right|$ – stała czasowa podłużna przejściowa, tj. stała czasowa obwodu wzbudzenia przy zamkniętych obwodach stojana i otwartym obwodzie tłumiącym podłużnym;

$T''_d = \left| \frac{1}{s_4} \right|$ – stała czasowa podłużna podprzejściowa, tj. stała czasowa obwodu podłużnego tłumienia przy zamkniętych obwodach stojana i zamkniętym obwodzie wzbudzenia;

$T''_q = \left| \frac{1}{s_5} \right|$ – stała czasowa poprzeczna podprzejściowa;

$T_s = \left| \frac{1}{\beta} \right|$ – stała czasowa obwodów fazowych stojana przy zamkniętym obwodzie wzbudzenia i zamkniętych obwodach tłumienia.

Rozwiązanie układu równań (7.221) ma postać

$$u_m = u_{m0} + \sum_{k=1}^5 \sum_{l=1}^5 \frac{M_{lm}(s_k) u'_l}{s_k \left[\frac{d D(s)}{ds} \right]_{s=s_k}} e^{s_k \tau} \quad (7.225)$$

przy czym:

$m = 1, 2, \dots, 5$ – numer kolumny wyznacznika;

$l = 1, 2, \dots, 5$ – numer wiersza wyznacznika;

s_k – k -ty pierwiastek równania charakterystycznego (7.222), przy czym $k = 1, 2, \dots, 5$;

$M_{lm}(s_k)$ – minor wyznacznika $D(s)$ otrzymany po skreśleniu l -tego wiersza i m -tej kolumny oraz po podstawieniu $s = s_k$;

$$u'_l = u_l - \sum_{m=1}^5 b_{lm} u_{m0}$$

$$u_l = \begin{cases} -u_d = 0 & \text{dla } l = 1 \\ -u_q = 0 & \text{dla } l = 2 \\ \varrho_f u_f & \text{dla } l = 3 \\ 0 & \text{dla } l = 4 \\ 0 & \text{dla } l = 5 \end{cases}$$

b_{lm} – człon wolny od s w odpowiednim wyrazie wyznacznika $D(s)$;

$$u_{m0} = \begin{cases} u_{d0}^x = X_d i_{d0} & \text{przy } m = 1 \\ u_{d0}^x = X_q i_{q0} & \text{przy } m = 2 \\ u_{f0}^x = X_{\mu f} i_{f0} & \text{przy } m = 3 \\ u_{d0}^x = X_{\mu D} i_{D0} & \text{przy } m = 4 \\ u_{Q0}^x = X_{\mu Q} i_{Q0} & \text{przy } m = 5 \end{cases} \left. \begin{array}{l} \text{początkowe} \\ \text{wartości} \\ \text{napięć na odpowiednich} \\ \text{reaktancjach;} \end{array} \right\}$$

i_{d0}, i_{q0}, i_{f0} – początkowa wartość prądu podłużnego, poprzecznego i prądu wzbudzenia;

- $i_{D0} = 0$ – początkowa wartość prądu w obwodzie D ;
 $i_{Q0} = 0$ – początkowa wartość prądu w obwodzie Q ;
 u_{mu} – wartość ustalona napięcia $u_q^x, u_d^x, u_f^x, u_D^x = 0, u_Q^x = 0$ po przejściu stanu nieustalonego, przy czym wartości tych napięć, występujących w układzie równań (7.221) otrzyma się z tego układu przy przyjęciu $s = 0$, czyli

$$u_{mu} = \sum_{l=1}^5 \frac{M_{lm}(0)}{D(0)} u_l$$

$D(0)$ – wyznacznik $D(s)$ przy $s = 0$,

$M_{lm}(0)$ – minor tego wyznacznika po skreśleniu l -tego wiersza i m -tej kolumny przy $s = 0$;
 po obliczeniach

$$u_{mu} = \begin{cases} u_{qu}^x = -\frac{u_f}{1 + \varrho_d \varrho_q} & \text{dla } m = 1 \\ u_{du}^x = \frac{\varrho_d u_f}{1 + \varrho_d \varrho_q} & \text{dla } m = 2 \\ u_{fu}^x = u_f & \text{dla } m = 3 \\ u_D^x = 0 & \text{dla } m = 4 \\ u_Q^x = 0 & \text{dla } m = 5 \end{cases}$$

$$u_l' = \begin{cases} u_1' = u_q' = -(\varrho_d u_{q0}^x + u_{d0}^x) & \text{dla } l = 1 \\ u_2' = u_d' = (u_{q0}^x - \varrho_d u_{d0}^x + u_{f0}^x) & \text{dla } l = 2 \\ u_3' = \varrho_f u_f' = \varrho_f(u_f - u_{f0}^x) = 0 & \text{dla } l = 3 \end{cases}$$

Prądy i_{d0}, i_{q0} – jako początkowe wartości (przed zwarcie) prądów i_d, i_q – można wyznaczyć z zależności (7.169), przy czym i_A oznacza prąd aktywny (czynny), a i_R prąd reaktywny (bierny) przed zwarcie.

W ten sposób wyznacza się napięcia na odpowiednich reaktancjach

$$\begin{aligned}
 u_q^x &= X_d i_d; & u_d^x &= X_q i_q; & u_0^x &= X_0 i_0; \\
 u_f^x &= X_{\mu f} i_f; & u_D^x &= X_{\mu D} i_D; & u_Q^x &= X_{\mu Q} i_Q,
 \end{aligned}$$

czyli wyznacza się także odpowiednie prądy w układzie osi $d, q, 0$. Rozwiązanie układu równań (7.221) w funkcji czasu synchronicznego $\tau = \omega_s t$ ma postać

$$\left. \begin{aligned}
 u_q^x &= -u_f + (u_{q0}^x + u_f) \left\{ -\frac{\mu_d}{\sigma_d} e^{\alpha\tau} + \left[\left(\frac{1}{\sigma_d} + S_d \right) \cos \nu\tau - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \varrho_d'' S_d \sin \nu\tau \right] e^{\beta\tau} - S_d e^{s_4\tau} \right\} + \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + (u_{d0}^x - \varrho_d u_f) \left\{ \left[-\varrho_d'' S_d \cos v\tau - \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \left(\frac{1}{\sigma_d} + S_d \right) \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} + \varrho_d'' S_d e^{s_4\tau} \right\} \\
u_d^x &= \varrho_d u_f + (u_{q0}^x + u_f) \{ [S_d \varrho_d'' \cos v\tau + (1 + S_d) \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \\
& \quad - \varrho_d'' S_d e^{s_5\tau} \} + (u_{d0}^x - \varrho_d u_f) \{ [(1 + S_d) \cos v\tau - \\
& \quad - \varrho_d'' S_d \sin v\tau] e^{\beta\tau} - S_d e^{s_5\tau} \} \\
u_f^x &= u_f + (u_{q0}^x + u_f) \left\{ \frac{\mu_d}{\sigma_d} e^{\alpha\tau} - \left[\left(\frac{\mu_d}{\sigma_d} - H_d \right) \cos v\tau + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \varrho_d'' H_d \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} - H_d e^{s_4\tau} \right\} - (u_{d0}^x - \varrho_d u_f) \left\{ \left[\varrho_d'' H_d \cos v\tau - \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \left(\frac{\mu_d}{\sigma_d} - H_d \right) \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} - \varrho_d'' H_d e^{s_4\tau} \right\} \\
u_D^x &= (u_{q0}^x + u_f) \frac{a_{13}}{1 + (\varrho_d'')^2} \{ [\cos v\tau - \varrho_d'' \sin v\tau] e^{\beta\tau} - e^{s_4\tau} \} - \\
& \quad - (u_{d0}^x - \varrho_d u_f) \frac{a_{13}}{1 + (\varrho_d'')^2} \{ [\varrho_d'' \cos v\tau + \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \varrho_d'' e^{s_4\tau} \} \\
u_Q^x &= -(u_{q0}^x + u_f) S_q \{ [\varrho_d'' \cos v\tau + \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \varrho_d'' e^{s_5\tau} \} - \\
& \quad - (u_{d0}^x - \varrho_d u_f) S_q \{ [\cos v\tau - \varrho_d'' \sin v\tau] e^{\beta\tau} - e^{s_5\tau} \}
\end{aligned} \tag{7.226}$$

We wzorach tych wprowadzono następujące oznaczenia:

$$\begin{aligned}
S_d &= \frac{\frac{1}{\sigma_d''} - \frac{1}{\sigma_d}}{1 + (\varrho_d'')^2}; & S_q &= \frac{\frac{1}{\sigma_Q} - 1}{1 + (\varrho_Q'')^2} = \frac{\mu_Q}{\sigma_Q} \frac{1}{1 + (\varrho_Q'')^2} \\
H_d &= \frac{a_{12} + \frac{\mu_d}{\sigma_d}}{1 + (\varrho_d'')^2}; & \sigma_d'' &= \frac{D_\Psi}{\sigma_{kf}} \\
a_{12} &= \frac{k_1 \mu_D - \mu_d}{D_\Psi} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma_d - \sigma_D - \sigma_{kf}}{D_\Psi} \right) \\
a_{13} &= \frac{k_2 \mu_d - \mu_D}{D_\Psi} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma_D - \sigma_d - \sigma_{kf}}{D_\Psi} \right)
\end{aligned} \tag{7.227}$$

We wzorach (7.226) występują także wielkości małe, które mogą być pominięte. Są to wielkości proporcjonalne do dekrementów tłumienia ϱ_d , ϱ_q , ϱ_f . Po pominięciu tych wielkości otrzymuje się odpowiednio prostszy układ

$$\begin{aligned}
 u_q^x &= -u_f + (u_{q0}^x + u_f) \cdot \left\{ -\frac{\mu_d}{\sigma_d} e^{\alpha\tau} + \right. \\
 &\quad + \left[\left(\frac{1}{\sigma_d} + S_d \right) \cos v\tau - \varrho_D'' S_d \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} - S_d e^{s_4\tau} \Big\} - \\
 &\quad - u_{d0}^x \left\{ \left[\varrho_D'' S_d \cos v\tau + \left(\frac{1}{\sigma_d} + S_d \right) \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} - \varrho_D'' S_d e^{s_4\tau} \right\} \\
 u_d^x &= (u_{q0}^x + u_f) \{ [\varrho_Q'' S_q \cos v\tau + (1 + S_q) \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \varrho_Q'' S_q e^{s_5\tau} \} + \\
 &\quad + u_{d0}^x \{ [(1 + S_q) \cos v\tau - \varrho_Q'' S_q \sin v\tau] e^{\beta\tau} - S_q e^{s_5\tau} \} \\
 u_f^x &= u_f + (u_{q0}^x + u_f) \cdot \left\{ \frac{\mu_d}{\sigma_d} e^{\alpha\tau} - \left[\left(\frac{\mu_d}{\sigma_d} - H_d \right) \cos v\tau + \right. \right. \\
 &\quad + \varrho_D'' H_d \sin v\tau \Big] e^{\beta\tau} - H_d e^{s_4\tau} \Big\} - u_{d0}^x \left\{ \left[\varrho_D'' H_d \cos v\tau - \right. \right. \\
 &\quad - \left. \left. \left(\frac{\mu_d}{\sigma_d} - H_d \right) \sin v\tau \right] e^{\beta\tau} - \varrho_D'' H_d e^{s_4\tau} \right\} \\
 u_D^x &= (u_{q0}^x + u_f) \frac{a_{13}}{(1 + \varrho_D'')^2} \{ [\cos v\tau - \varrho_D'' \sin v\tau] e^{\beta\tau} - e^{s_4\tau} \} - \\
 &\quad - u_{d0}^x \frac{a_{13}}{1 + (\varrho_D'')^2} \{ [\varrho_D'' \cos v\tau + \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \varrho_D'' e^{s_4\tau} \} \\
 u_Q^x &= -(u_{q0}^x + u_f) S_q \{ [\varrho_Q'' \cos v\tau + \sin v\tau] e^{\beta\tau} - \varrho_Q'' e^{s_5\tau} \} + \\
 &\quad + u_{d0}^x S_q \{ [\varrho_Q'' \sin v\tau - \cos v\tau] e^{\beta\tau} + e^{s_5\tau} \}
 \end{aligned} \tag{7.228}$$

Prądy zwarciove wyznacza się z zależności

$$i_d = \frac{u_q^x}{X_d}; \quad i_q = \frac{u_d^x}{X_q}; \quad i_f = \frac{u_f^x}{X_{\mu f}}; \quad i_D = \frac{u_D^x}{X_{\mu D}}; \quad i_Q = \frac{u_Q^x}{X_{\mu Q}}$$

Następnie stosując przekształcenie Parka, przechodzi się do układu osi naturalnych. Po pominięciu wielkości małych otrzymuje się wyrażenie na prąd zwarciovy udarowy w fazie u :

$$i_u = i_{u1} + i_{u2} + i_{u3} \tag{7.229}$$

w którym: i_{u1} – składowa o częstotliwości podstawowej

$$\begin{aligned}
 i_{u1} &= - \left[\frac{u_f}{X_d} + (X_d i_{d0} + u_f) \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \right. \\
 &\quad + \sqrt{(X_d i_{d0} + u_f)^2 + (X_q i_{q0})^2} \cos \vartheta \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} \Big] \times \\
 &\quad \times \cos (\gamma_0 + \omega_s t) - \sqrt{(X_d i_{d0} + u_f)^2 + (X_q i_{q0})^2} \times \\
 &\quad \times \sin \vartheta \left(\frac{1}{X_q''} - \frac{1}{X_q} \right) e^{-\frac{t}{T_q''}} \sin (\gamma_0 + \omega_s t)
 \end{aligned} \tag{7.230}$$

i_{u2} – składowa o częstotliwości sumarycznej

$$i_{u2} = \sqrt{(X_d i_{d0} + u_f)^2 + (X_q i_{q0})^2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X''_q} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \times \cos [\gamma_0 + \vartheta + (1 + \nu) \omega_s t] \quad (7.231)$$

i_{u3} – składowa o częstotliwości różnicowej

$$i_{u3} = \sqrt{(X_d i_{d0} + u_f)^2 + (X_q i_{q0})^2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X'_d} + \frac{1}{X''_q} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \times \cos [\gamma_0 - \vartheta + (1 - \nu) \omega_s t] \quad (7.232)$$

Przy wyrażaniu odpowiedzi w funkcji czasu należy odpowiednie stałe czasowe wyrazić w sekundach. Wtedy:

– stała czasowa podłużna przejściowa

$$T'_d = \left| \frac{1}{\omega_s s_1} \right|$$

– stała czasowa podłużna podprzejściowa

$$T''_d = \left| \frac{1}{\omega_s s_4} \right|$$

– stała czasowa poprzeczna podprzejściowa

$$T''_q = \left| \frac{1}{\omega_s s_5} \right|$$

– stała czasowa obwodów fazowych stojana

$$T_s = \left| \frac{1}{\omega_s \beta} \right|$$

Takie właśnie stałe czasowe wchodzi do wzorów (7.230) ÷ (7.232).

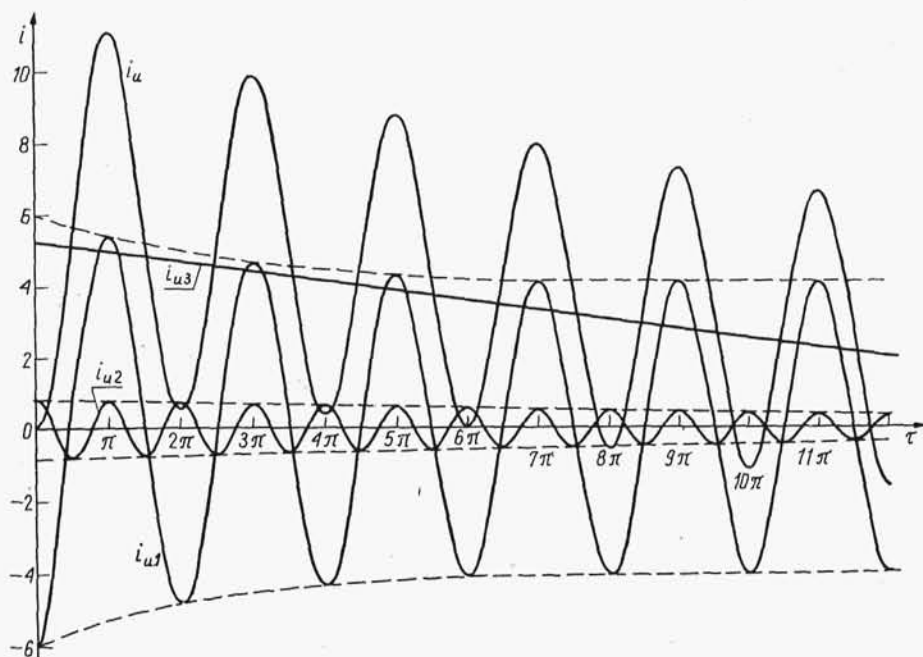
Na rysunku 7.41 pokazano przykładowy początkowy przebieg prądu twornika przy zwarcu.

Bardzo często analizuje się przypadek zwarcia następującego po uprzednim biegu jałowym, kiedy prądy $i_{d0} = i_{q0} = 0$ i kąt obciążenia $\vartheta = 0$. Jeżeli przy tym zamiast wartości względnej napięcia wzbudzenia u_f wprowadzi się równą jej wartość względną amplitudy napięcia indukowanego od prądu wzbudzenia przed zwarcem U_{ifm} , to

$$i_{u1} = -U_{ifm} \left[\frac{1}{X_d} + \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T'_d}} + \left(\frac{1}{X''_d} - \frac{1}{X'_d} \right) e^{-\frac{t}{T''_d}} \right] \times \cos (\gamma_0 + \omega_s t) \quad (7.233)$$

$$i_{u2} = U_{ifm} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X''_q} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \cos [\gamma_0 + (1 + \nu) \omega_s t] \quad (7.234)$$

$$i_{u3} = U_{ifm} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X'_d} + \frac{1}{X''_q} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \cos [\gamma_0 + (1 - \nu) \omega_s t] \quad (7.235)$$



Rys. 7.41. Przykładowy początkowy przebieg prądu twornika podczas zwarcia

Na podstawie wzoru (7.223) można w przybliżeniu przyjąć $v = 1$. Wtedy składowa prądu zwarciovego o częstotliwości sumarycznej staje się składową o częstotliwości podwójnej

$$i_{u2} = U_{ifm} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_q''} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \cos(\gamma_0 + 2\omega_s t) \quad (7.236)$$

a składowa o częstotliwości różnicowej staje się składową o częstotliwości zerowej, czyli składową nieokresową (aperiodyczną)

$$i_{u3} = U_{ifm} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X_d''} + \frac{1}{X_q''} \right) e^{-\frac{t}{T_s}} \cos \gamma_0 \quad (7.237)$$

Wartość początkowa składowej nieokresowej

$$i_{u3} = U_{ifm} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{X_d''} + \frac{1}{X_q''} \right) \cos \gamma_0 \quad (7.238)$$

Jeśli zwarcie następuje przy $\gamma_0 = \pi/2$, to składowa nieokresowa nie pojawia się.

Składowej nieokresowej przeciwstawia się reaktancja

$$X_2 = \frac{1}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{X_d''} + \frac{1}{X_q''} \right)} = \frac{2X_d'' X_q''}{X_d'' + X_q''} \quad (7.239)$$

Przy obciążeniu asymetrycznym (także w stanie ustalonym opisanym w p. 7.10.1) pojawia się składowa przeciwna prądu, której przeciwstawia się reaktancja dla składowej przeciwnej; identyczna z reaktancją X_2 . Dlatego reaktancję X_2 nazywa się *reaktancją dla składowej przeciwnej*.

Składowej o częstotliwości podwójnej przeciwstawia się reaktancja

$$\frac{1}{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_q''} \right)} = \frac{2X_d'' X_q''}{X_q'' - X_d''} \quad (7.240)$$

Przy $X_q'' = X_d''$ składowa o częstotliwości podwójnej nie występuje. Tak jest w maszynie całkowicie symetrycznej w stanach przejściowych, np. w maszynie z biegunami utajonymi z mocno działającymi obwodami tłumienia w obu osiach.

Na podstawie wzoru (7.228) można otrzymać wzór na wartość względną prądu w obwodzie wzbudzenia prądnicy obciążonej, przy zwarciu w dowolnej chwili w postaci

$$i_f = i_{f1} + i_{f2} \quad (7.241)$$

przy czym składowa nieokresowa

$$i_{f1} = I_f + u \left[\cos \vartheta \frac{\mu_d}{\sigma_d} e^{-\frac{t}{T_d'}} - H_d (\cos \vartheta - \varrho_D'' \sin \vartheta) e^{-\frac{t}{T_d''}} \right] \quad (7.242)$$

a składowa okresowa o pulsacji ω_s

$$i_{f2} = -u \left[\left(\frac{\mu_d}{\sigma_d} - H_d \right) \cos (\omega_s t + \vartheta) - \varrho_D'' H_d \sin (\omega_s t + \vartheta) \right] e^{-\frac{t}{T_s}} \quad (7.243)$$

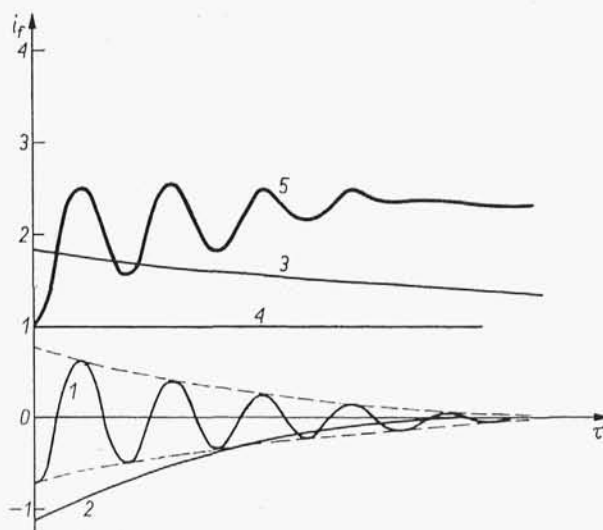
w których: I_f – ustalony prąd wzbudzenia, u – wartość względna napięcia na zaciskach prądnicy przed zwarciem.

W prądnic bez podłużnego obwodu tłumienia

$$D_\Psi = \sigma_d; \quad a_{12} = -\frac{\mu_d}{\sigma_d}; \quad H_d = 0$$

Przykładowy początkowy przebieg prądu wzbudzenia podczas zwarcia pokazano na rys. 7.42. Na tym rysunku oznaczono: 1 – składową okresową o pulsacji ω_s , tłumioną według zależności $e^{-\frac{t}{T_s}}$; 2 – składową nieokresową podprzejściową, tłumioną według zależności $e^{-\frac{t}{T_d''}}$; 3 – składową nieokresową przejściową, tłumioną według zależności $e^{-\frac{t}{T_d'}}$; 4 – składową nieokresową ustaloną, równą prądowi wzbudzenia przed zwarciem; 5 – prąd wypadkowy w obwodzie wzbudzenia podczas zwarcia.

W wyrażeniach (7.242) i (7.243) człony zawierające czynnik H_d określają wpływ obwodu podłużnego tłumienia na prąd w obwodzie wzbudzenia podczas zwar-



Rys. 7.42. Przykładowy początkowy przebieg prądu wzbudzenia podczas zwarcia

cia. Na skutek istnienia obwodu podłużnego tłumienia powstają składowa nieokresowa i okresowa prądu w obwodzie wzbudzenia, zmniejszające wypadkowy prąd w obwodzie wzbudzenia podczas zwarcia. Zmniejszenie prądu w obwodzie wzbudzenia jest tym większe, im wartość H_d jest większa, czyli im wartość rezystancji w obwodzie tłumienia jest mniejsza.

Na podstawie wzoru (7.226) wartość względną prądu w obwodzie podłużnym tłumienia można wyrazić następująco:

$$i_D = i_{D1} + i_{D2} \quad (7.244)$$

przy czym składowa nieokresowa

$$i_{D1} = -uH'_d (\cos \vartheta - \varrho''_D \sin \vartheta) e^{-\frac{t}{T''_d}} \quad (7.245)$$

a składowa okresowa o pulsacji $\nu\omega_s$

$$i_{D2} = uH'_d [\cos (\vartheta + \nu\omega_s t) - \varrho''_D \sin (\vartheta + \nu\omega_s t)] e^{-\frac{t}{T_*}} \quad (7.246)$$

We wzorach (7.245) i (7.246) wprowadzono oznaczenie

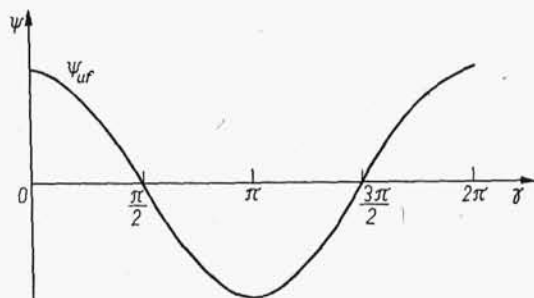
$$H'_d = \frac{a_{13}}{1 + (\varrho''_D)^2} \quad (7.247)$$

przy czym a_{13} jest określone wzorem (7.227).

Przebiegi prądów podczas zwarcia można w łatwy sposób wyjaśnić na podstawie fizycznej analizy zwarcia. Korzysta się przy tym z prawa stałości strumieni magnetycznych skojarzonych głoszącego, że strumień magnetyczny skojarzony z danym obwodem magnetycznym nie może ulec zmianie w sposób nagły, czyli strumienie magnetyczne skojarzone z obwodem w chwili przed zwarcie i po zwarcie są

równe. Strumień magnetyczny skojarzony z obwodem bezrezystancyjnym ($R = 0$) byłby niezmienny przez czas nieskończenie długi. W obwodach rzeczywistych zwartych strumienie magnetyczne skojarzone są tłumione z odpowiednimi stałymi czasowymi.

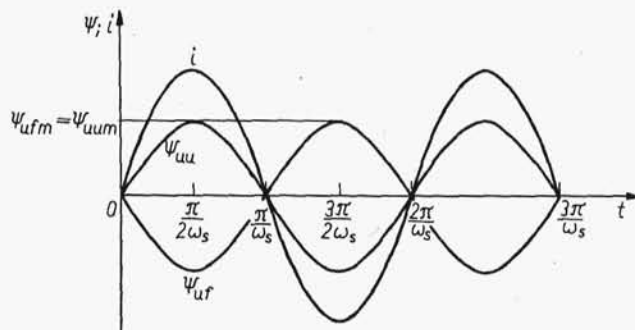
Strumień magnetyczny skojarzony Ψ_{uf} z uzwojeniem fazowym stojana od strumienia magnesów zmienia się na skutek ruchu wirnika jak na rys. 7.43. Jeśli



Rys. 7.43. Strumień magnetyczny skojarzony z uzwojeniem fazowym stojana od strumienia wzbudzenia w funkcji kąta γ

obwód twornika zostanie zwarty, to dla podtrzymania niezmienniej wartości strumienia z nimi skojarzonych pojawiają się w nim odpowiednie prądy.

Zwarcie *poprzecznym* nazywa się zwarcie symetryczne w chwili, kiedy $\gamma = \pi/2$, czyli kiedy oś poprzeczna magnesnicy pokrywa się z osią rozpatrywanego uzwojenia fazowego u twornika. Jeśli czas zacząć liczyć od tej chwili zwarcia, to strumień magnetyczny skojarzony z uzwojeniem fazowym stojana u od strumienia wzbudzenia przebiega jak krzywa Ψ_{uf} na rys. 7.44. Całkowity strumień skojarzony

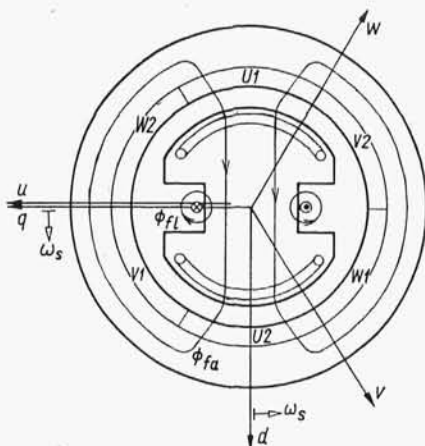


Rys. 7.44. Nietłumione przebiegi strumieni magnetycznych skojarzonych i prądu twornika przy zwarcu poprzecznym

z uzwojeniem fazowym u przy pominięciu tłumienia musi mieć stałe wartości niezmienną, równą wartości początkowej (w chwili zwarcia) $\Psi_u = 0$. Pojawia się więc sinusoidalny strumień skojarzony $\Psi_{uu} = L_u i_u$ z uzwojeniem fazowym u twornika od prądu zwarciovego i_u w tym uzwojeniu. W maszynie z biegunami utajonymi jest $L_u = \text{const}$, więc prąd i_u płynący w uzwojeniu fazowym twornika u jest pro-

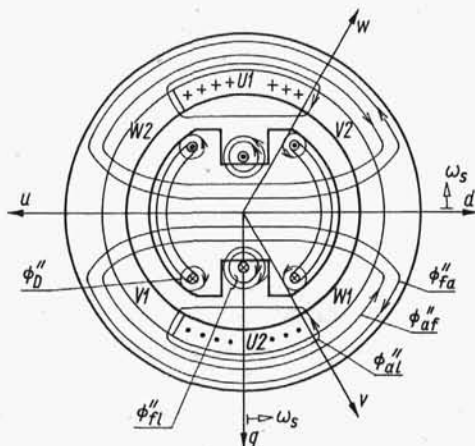
porcjonalny do strumienia skojarzonego Ψ_{uu} i ma przebieg sinusoidalny o częstotliwości podstawowej. W maszynie z biegunami wydajnymi indukcyjność L_u ma przebieg jak na rys. 7.4.

Obraz strumieni magnetycznych w maszynie synchronicznej biegnącej jałowo w ustawieniu poprzecznym ($\gamma = \pi/2$) pokazano na rys. 7.45. W tym stanie



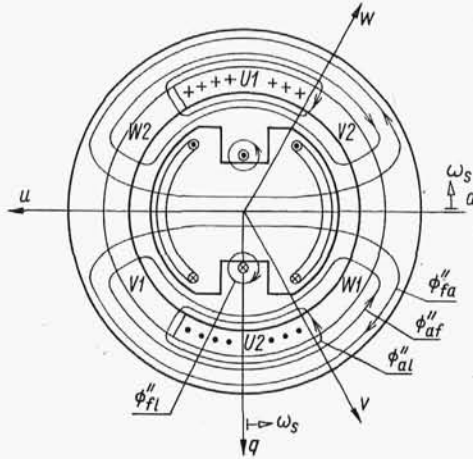
Rys. 7.45. Strumienie magnetyczne maszyny synchronicznej biegnącej jałowo w ustawieniu poprzecznym

w uzwojeniu fazowym u indukuje się maksymalna wartość napięcia U_{ifm} . W przybliżeniu można przyjąć, że w obwodzie zwartym rezystancja jest pomijalnie mała w porównaniu z reaktancją i prąd jest opóźniony o $\pi/2$ względem napięcia. Prąd w uzwojeniu fazowym u osiąga wartość maksymalną po upływie $1/4$ okresu, czyli w położeniu wirnika pokazanym na rys. 7.46. Strumień wirujący od trzech faz



Rys. 7.46. Strumienie magnetyczne maszyny synchronicznej po upływie $1/4$ okresu od chwili zwarcia poprzecznego

twornika jest w takiej chwili skierowany zgodnie ze strumieniem fazy u . Stan po zwarcu symetrycznym w maszynie z obwodem tłumienia nazywa się *stanem podprzejsciowym*. Wielkości odpowiadające temu stanowi wyróżnia się indeksem „bis”. Strumień twornika Φ''_{af} przechodząc przez zwarte obwody wzbudzenia i obwody tłumienia, zmienia strumienie magnetyczne skojarzone z tymi obwodami, co powoduje indukowanie się w tych obwodach odpowiednich prądów swobodnych oraz powstanie odpowiednich strumieni, podtrzymujących stałą wartość strumieni magnetycznych skojarzonych: w uzwojeniu tłumiącym strumienia Φ''_d oraz w uzwojeniu wzbudzającym dodatkowego strumienia skojarzonego z uzwojeniem twornika $\Phi''_{fa} - \Phi_{fa}$ oraz dodatkowego strumienia rozproszonego $\Phi''_{fl} - \Phi_{fl}$. W wyniku tego (rys. 7.47) powstaje strumień twornika $\Phi''_{af} + \Phi''_{al}$, przy czym strumień Φ''_{al} przechodzi



Rys. 7.47. Strumienie magnetyczne wypadkowe maszyny synchronicznej po upływie $1/4$ okresu od chwili zwarcia poprzecznego

drogą identyczną jak strumień rozproszony Φ_{al} w stanie ustalonym, czemu odpowiada reaktancja rozproszenia twornika X_{al} , a strumień oddziaływania twornika Φ''_{af} przechodzi długą drogą przez szczelinę, czemu odpowiada reaktancja oddziaływania twornika podprzejsciowa X''_{ad} . Prądowi twornika przeciwstawia się reaktancja podłużna podprzejsciowa

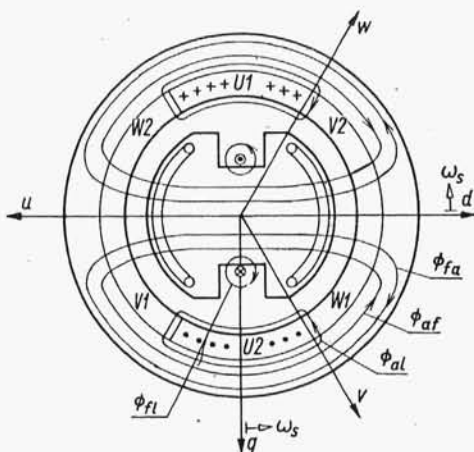
$$X''_d = X_{al} + X''_{ad} \quad (7.248)$$

Ponieważ strumień Φ''_{af} przechodzi znacznie dłuższą drogą w szczelinie niż strumień Φ_{al} , zatem $X''_{ad} \ll X_{al}$ i w przybliżeniu można przyjmować $X''_d \approx X_{al}$. Przy braku tłumienia, tzn. gdy rezystancje obwodu tłumienia i obwodu wzbudzenia są równe zeru, prąd w tworniku w stanie podprzejsciowym można wyrazić następująco:

$$i''_{un} = \sqrt{2} U_{if} \frac{1}{X''_d} \sin(\omega_s t) \quad (7.249)$$

Stan w maszynie synchronicznej bez obwodu tłumienia po zwarcu udarowym nazywa się *stanem przejsciowym*. Wielkości odpowiadające temu stanowi wy-

Po stłumieniu prądu swobodnego w obwodzie wzbudzenia, zwarcie przechodzi w stan ustalony. Drogi strumienia oddziaływania twornika Φ_{af} pokazano na rys. 7.49. Permeancji na drodze strumienia oddziaływania twornika Φ_{af} odpowiada reaktancja



Rys. 7.49. Strumienie magnetyczne w maszynie synchronicznej w stanie zwarcia ustalonego

podłużna oddziaływania twornika X_{ad} . Prądowi twornika przeciwstawia się reaktancja podłużna synchroniczna

$$X_d = X_{al} + X_{ad} \quad (7.254)$$

Ustalony prąd zwarciový twornika

$$i_{zu} = \sqrt{2} U_{if} \frac{1}{X_d} \sin(\omega_s t) \quad (7.255)$$

Różnica pomiędzy prądem twornika przy zwarcu maszyny bez obwodu tłumienia i prądem zwarciovým twornika w stanie ustalonym, zwana składową przejściową prądu twornika o częstotliwości podstawowej, jest wywołana zamkniętym obwodem wzbudzenia i tłumiona ze stałą czasową

$$T'_d = \frac{L'_f}{R_f} \quad (7.256)$$

przy czym: L'_f – indukcyjność obwodu wzbudzenia przy zamkniętych obwodach twornika i otwartym obwodzie tłumienia; R_f – rezystancja obwodu wzbudzenia.

Składowa przejściowa prądu twornika o częstotliwości podstawowej

$$i' = \sqrt{2} U_{if} \left(\frac{1}{X'_d} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T'_d}} \sin(\omega_s t) \quad (7.257)$$

Składowa prądu twornika o częstotliwości podstawowej przy zwarcu poprzecznym

$$i_{u1} = i'' + i' + i_{zu} \quad (7.258)$$

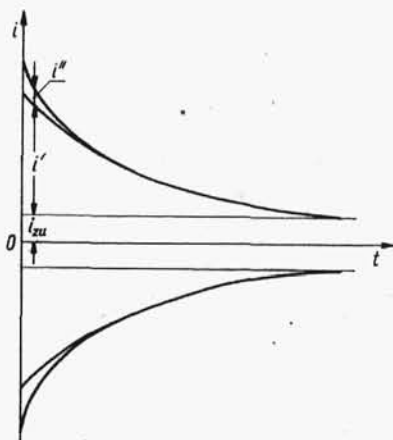
czyli

$$i_{u1} = \sqrt{2} U_{1f} \left[\left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \frac{1}{X_d} \right] \sin(\omega_s t) \quad (7.259)$$

Wzór ten odpowiada wzorowi (7.233). Formalne różnice między tymi wzorami wynikają z tego, że:

- wzór (7.233) jest zapisany w wartościach względnych (nie występuje $\sqrt{2}$), a wzór (7.259) w wartościach bezwzględnych;
- we wzorze (7.233) występuje dowolny kąt γ_0 , a we wzorze (7.259) jest $\gamma_0 = \pi/2$.

Obwiednie składowych prądu twornika o częstotliwości podstawowej przy zwarcu poprzecznym przedstawiono na rys. 7.50. Składowe podprzejściowa i przej-



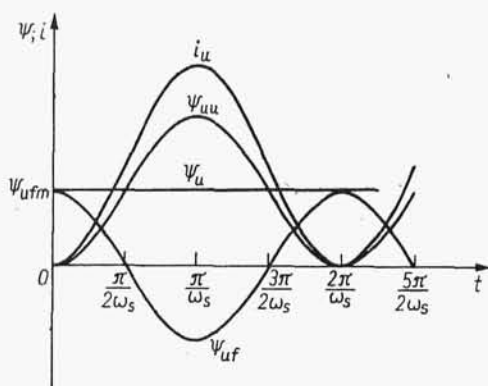
Rys. 7.50. Obwiednie składowych prądu twornika o częstotliwości podstawowej przy zwarcu poprzecznym

ściowa o częstotliwości podstawowej występujące we wszystkich trzech fazach tworzą strumień wirujący synchronicznie względem twornika (stojana), czyli strumień nieruchomy względem magnesu (wirnika). Odpowiednie składowe tego strumienia zanikają ze stałymi czasowymi T_d'' i T_d' . Powoduje to powstanie w uzwojeniu wzбудzającym składowej nieokresowej prądu swobodnego, którego składowe podprzejściowa i przejściowa zanikają ze stałymi czasowymi T_d'' i T_d' .

Podobnie w obwodzie tłumienia powstaje składowa nieokresowa prądu swobodnego zanikająca ze stałą czasową T_d'' .

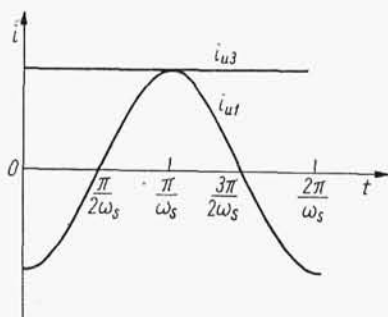
Zwarcie podłużnym nazywa się zwarcie symetryczne w chwili, kiedy $\gamma = 0$, czyli kiedy oś podłużna magnesu pokrywa się z osią fazową u twornika. Strumień magnetyczny skojarzony Ψ_{uf} z uzwojeniem fazowym twornika od strumienia magnesu ma w chwili zwarcia wartość maksymalną Ψ_{ufm} . Na skutek obrotu wirnika,

przebiega on w czasie jak krzywa Ψ_{uf} na rys. 7.51. Po zwarciu strumień magnetyczny skojarzony z uzwojeniem fazowym u twornika zachowuje niezmienną wartość (przy pominięciu tłumienia) $\Psi_u = \Psi_{ufm}$, ponieważ pojawia się strumień magnetycz-



Rys. 7.51. Strumienie magnetyczne skojarzone i prąd twornika w maszynie synchronicznej bez obwodów tłumienia przy zwarcu podłużnym

ny skojarzony z tym uzwojeniem Ψ_{uu} od prądu zwarcia i_u . W maszynie symetrycznej indukcyjność uzwojenia fazowego stojana ma wartość niezależną od kąta γ , więc przy pominięciu tłumienia prąd w uzwojeniu fazowym twornika u przy zwarcu podłużnym ma przebieg jak na rys. 7.51. Prąd ten zawiera składową o częstotliwości podstawowej i_{u1} oraz składową nieokresową i_{u3} (rys. 7.52). Składowa o często-



Rys. 7.52. Składowe nietłumione prądu twornika – nieokresowa i o częstotliwości podstawowej przy zwarcu podłużnym

ści podstawowej ma w funkcji czasu przebieg analogiczny do przebiegu tej składowej przy zwarcu poprzecznym, tylko jest przesunięta w czasie o $\frac{\pi}{2\omega_s}$. Składowa nieokresowa prądu zwarcowego wywołuje strumień nieruchomy względem wywołującego go uzwojenia, a więc w tym przypadku nieruchomy względem uzwojenia twornika. Strumień ten zanika ze stałą czasową stojana (składowej nieokresowej)

$$T_s = \frac{L_a}{R_a} \quad (7.260)$$

przy czym: L_a – indukcyjność obwodu stojana przy zwartym obwodzie wzbudzenia i tłumienia; R_a – rezystancja obwodu stojana.

Składowa nieokresowa ma wartość początkową równą (ze znakiem przeciwnym) początkowej wartości składowej okresowej. Na tej podstawie

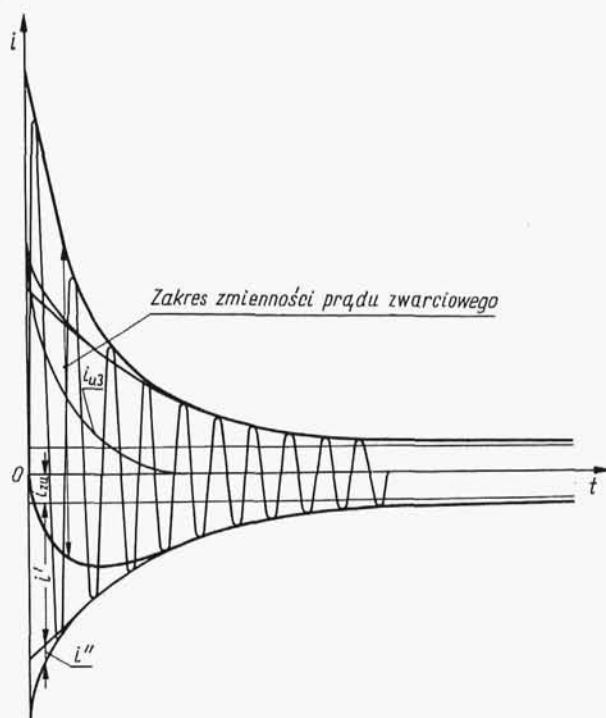
$$i_{u3} = \sqrt{2} U_{if} \frac{1}{X_d''} e^{-\frac{t}{T_s}} \quad (7.261)$$

Całkowity prąd twornika (przy pominięciu składowej o częstotliwości podwójnej) przy zwarcu podłużnym

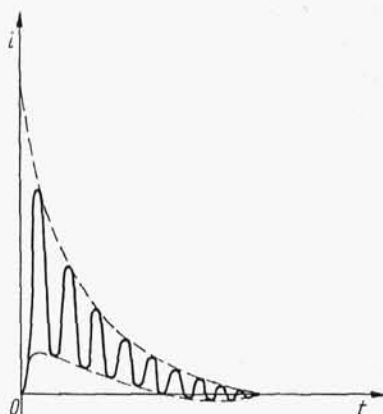
$$i_u = i_{u1} + i_{u3} = -\sqrt{2} U_{if} \left\{ \left[\left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \frac{1}{X_d} \right] \cos(\omega_s t) - \frac{1}{X_d''} e^{-\frac{t}{T_s}} \right\} \quad (7.262)$$

Przebiegi prądu twornika przy zwarcu podłużnym pokazano na rys. 7.53. Prąd określony wzorem (7.262) odpowiada sumie prądów określonych wzorami (7.233) i (7.235) po przyjęciu $\gamma_0 = 0$, $v = 1$ oraz $X_d'' = X_q''$.

Strumień od składowej nieokresowej jest strumieniem nieruchomym względem twornika (stojana), czyli jest strumieniem wirującym względem magneśnicy (wirnika), więc w uzwojeniu wzbudzającym i w uzwojeniu tłumiącym powstają



Rys. 7.53. Prąd twornika przy zwarcu podłużnym



Rys. 7.54. Prąd w klatce tłumiącej przy zwarcu podłużnym

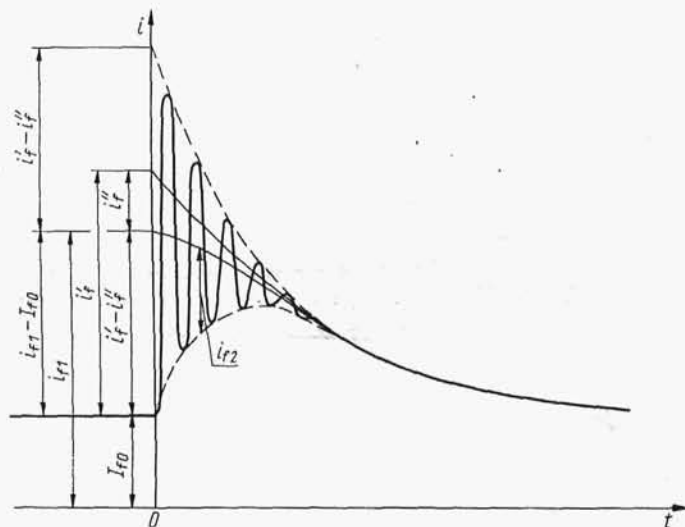
składowe okresowe prądu (o częstotliwości podstawowej) zanikające ze stałą czasową T_s . Przebieg prądu w uzwojeniu tłumiącym pokazano na rys. 7.54.

Zgodnie z tymi rozważaniami i ze wzorem (7.242) składowa nieokresowa prądu wzbudzenia

$$i_{f1} = i_f'' + i_f' + I_f \quad (7.263)$$

przy czym: i_f'' – składowa podprzejściowa prądu w obwodzie wzbudzenia; i_f' – składowa przejściowa prądu w obwodzie wzbudzenia; I_f – prąd wzbudzenia w stanie ustalonym.

Przebieg prądu w uzwojeniu wzbudzającym przy zwarcu podłużnym pokazany jest na rys. 7.55.



Rys. 7.55. Prąd w uzwojeniu wzbudzającym maszyny synchronicznej przy zwarcu podłużnym

Składowa nieokresowa podprzejściowa i_f'' tłumiona ze stałą czasową T_d'' wywołana przez obwód tłumienia jest skierowana przeciwko składowej nieokresowej przejściowej i_f' tłumionej ze stałą czasową T_d' . Składowa nieokresowa i_{f1} jest osią symetrii dla składowej okresowej i_{f2} tłumionej ze stałą czasową T_s .

Zgodnie ze wzorem (7.140) jest $X_d' = \sigma_d X_d$, więc do wzoru (7.242) zamiast μ_d/σ_d można podstawić $(X_d - X_d')/X_d'$. Prąd w obwodzie wzbudzenia po symetrycznym zwarcu maszyny bez obwodu tłumienia, będącej uprzednio w stanie jałowym i wzbudzonej do napięcia znamionowego, wynosi

$$i_f = I_{f0N} \left[1 + \frac{X_d - X_d'}{X_d'} e^{-\frac{t}{T_d'}} - \frac{X_d - X_d'}{X_d'} e^{-\frac{t}{T_s}} \cos \omega_s t \right] \quad (7.264)$$

W przypadku zwarcia symetrycznego w dowolnej chwili, tzn. przy dowolnej wartości kąta γ_0 , strumień magnetyczny skojarzony z uzwojeniem fazowym u od prądu wzbudzenia wynosi $\Psi_{fm} \cos \gamma_0$. Wtedy (przy pominięciu składowej częstotliwości podwójnej) prąd w fazie twornika

$$i_u = -\sqrt{2} U_{if} \left\{ \left[\left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \frac{1}{X_d} \right] \cos(\gamma_0 + \omega_s t) - \frac{1}{X_d'} \cos \gamma_0 e^{-\frac{t}{T_s}} \right\} \quad (7.265)$$

Wartość względna prądu twornika przy zwarcu

$$i_u = -U_{if} \left\{ \left[\left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \frac{1}{X_d} \right] \cos(\gamma_0 + \omega_s t) - \frac{1}{X_d'} \cos \gamma_0 e^{-\frac{t}{T_s}} \right\} \quad (7.266)$$

Jeśli przed zwarcie maszyna biegnąca jałowo była wzbudzona do napięcia znamionowego, to po zwarcu wartość względna prądu w obwodzie wzbudzenia (maszyny bez obwodu tłumienia) wynosi

$$i_f = 1 + \frac{X_d - X_d'}{X_d'} e^{-\frac{t}{T_d'}} - \frac{X_d - X_d'}{X_d'} e^{-\frac{t}{T_s}} \cos \omega_s t \quad (7.267)$$

a prąd w tworniku

$$i_u = - \left\{ \left[\left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d'} \right) e^{-\frac{t}{T_d''}} + \left(\frac{1}{X_d'} - \frac{1}{X_d} \right) e^{-\frac{t}{T_d'}} + \frac{1}{X_d} \right] \cos(\gamma_0 + \omega_s t) - \frac{1}{X_d'} \cos \gamma_0 e^{-\frac{t}{T_s}} \right\} \quad (7.268)$$

Największa wartość względna prądu twornika przy zwarcu występuje przy $\gamma_0 = 0$ po czasie $t = \pi/\omega_s$ i wynosi:

– bez uwzględnienia tłumienia

$$i_{u \max} = \frac{2U_{if}}{X_d''} \quad (7.269)$$

– z uwzględnieniem tłumienia (zamiast liczby 2 można przyjąć 1,8)

$$i_{u \max} = \frac{1,8U_{if}}{X_d''} \quad (7.270)$$

Niektóre normy stawiają wymaganie, aby największa wartość względna prądu twornika po zwarcu maszyny, która uprzednio biegła jałowo i była wzbudzona do napięcia $U_{if} = 1,05$, nie przekroczyła 15, skąd otrzymuje się wymaganie $X_d'' \geq 0,126$.

7.10. STAN USTALONY ASYMETRYCZNY PRĄDNICY

7.10.1. Wiadomości ogólne

Prądy niesymetryczne $\underline{I}_u, \underline{I}_v, \underline{I}_w$ w układzie osi fazowych (u, v, w) można transformować na prądy $\underline{I}_1, \underline{I}_2, \underline{I}_0$ w układzie osi składowych symetrycznych (1, 2, 0) zgodnie z zależnością (2.36), przy czym macierz współczynników $[C]^{-1}$ jest określona wzorem (2.35). Transformacja odwrotna jest określona wzorem (2.32), a macierz współczynników $[C]$ – wzorem (2.33). Na tej podstawie prądy fazowe można wyrazić następująco:

$$\left. \begin{aligned} \underline{I}_u &= \underline{I}_1 + \underline{I}_2 + \underline{I}_0 \\ \underline{I}_v &= a^2 \underline{I}_1 + a \underline{I}_2 + \underline{I}_0 \\ \underline{I}_w &= a \underline{I}_1 + a^2 \underline{I}_2 + \underline{I}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.271)$$

Analogicznie można wyrazić napięcie na zaciskach

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_u &= \underline{U}_1 + \underline{U}_2 + \underline{U}_0 \\ \underline{U}_v &= a^2 \underline{U}_1 + a \underline{U}_2 + \underline{U}_0 \\ \underline{U}_w &= a \underline{U}_1 + a^2 \underline{U}_2 + \underline{U}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.272)$$

W stojanie indukują się symetryczne napięcia od strumienia wzbudzenia, więc

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_{if2} &= \underline{U}_{if0} = 0 \\ \underline{U}_{ifu} &= \underline{U}_{if1} \\ \underline{U}_{ifv} &= a^2 \underline{U}_{if1} \\ \underline{U}_{ifw} &= a \underline{U}_{if1} \end{aligned} \right\} \quad (7.273)$$

Poszczególne składowe prądu $\underline{I}_1, \underline{I}_2, \underline{I}_0$ napotykać odpowiednie impedancje

$$\left. \begin{aligned} \underline{Z}_1 &= R_1 + jX_1 \\ \underline{Z}_2 &= R_2 + jX_2 \\ \underline{Z}_0 &= R_0 + jX_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.274)$$

więc

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_{if1} &= \underline{Z}_1 \underline{I}_1 + \underline{U}_1 \\ 0 &= \underline{Z}_2 \underline{I}_2 + \underline{U}_2 \\ 0 &= \underline{Z}_0 \underline{I}_0 + \underline{U}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.275)$$

Układ symetryczny zgodny prądów wytwarza strumień wirujący synchronicznie w kierunku zgodnym z kierunkiem wirowania wirnika, nie przecina obwodów wirnika i w stanie ustalonym nie indukuje w nim prądów. Układ przeciwny prądów wytwarza strumień wirujący synchronicznie w kierunku przeciwnym do kierunku wirowania wirnika i indukuje w obwodach wirnika napięcia i prądy o częstotliwości podwójnej. Układ zerowy prądów jest stworzony przez trzy prądy w trzech uzwojeniach fazowych, będące ze sobą w fazie. Przepływy tych prądów są zgodne w czasie, lecz w przestrzeni są przesunięte względem siebie odpowiednio o kąt $2\pi/3$ i $4\pi/3$. Strumień wypadkowy od przepływów wywołanych prądami zerowymi jest równy zeru i nie wywiera wpływu na wirnik niezależnie od prędkości obrotowej wirnika.

Dopuszczalna wartość prądów przeciwnych i dopuszczalny czas pracy maszyny synchronicznej obciążonej tymi prądami zależy od wielu czynników, m.in. od konstrukcji maszyny oraz od stanu obciążenia (nagrzanie się elementów) przed pojawieniem się prądów przeciwnych. W przybliżeniu można przyjąć, że wartość ta przy długotrwałym obciążeniu nie powinna przekraczać 0,1.

Impedancja \underline{Z}_1 dla składowych zgodnych wzór (7.274) składa się z rezystancji R_1 równej rezystancji uzwojenia fazowego R_1 (uwzględniającej także straty dodatkowe) oraz z reaktancji X_1 równej reaktancji synchronicznej (w maszynie z biegunami utajonymi – reaktancji synchronicznej podłużnej X_d).

Impedancja \underline{Z}_0 dla składowych zerowych składa się z rezystancji R_0 oraz reaktancji X_0 . Rezystancja R_0 uwzględnia także straty dodatkowe wywołane prądami zerowymi. Strumienie rozproszone wywołane prądami zerowymi są inne niż strumienie rozproszone wywołane prądami zgodnymi, więc i straty dodatkowe wywołane tymi prądami są odpowiednio różne. Dlatego wartość rezystancji R_0 jest inna niż wartość rezystancji R_1 . Reaktancja dla składowych zerowych $X_0 = \omega_s L_0$ jest reaktancją zdefiniowaną w p. 7.6, przy czym indukcyjność zerowa jest określona wzorem (7.36). Reaktancja X_0 w znacznym stopniu zależy od skrótu uzwojenia oraz od ukształtowania połączeń czołowych. Rezystancję R_0 i reaktancję X_0 można wyznaczyć z pomiarów w odpowiednich układach zwarcia asymetrycznego.

Impedancja \underline{Z}_2 dla składowych przeciwnych składa się z rezystancji dla składowych przeciwnych R_2 i z reaktancji dla składowych przeciwnych X_2 . Strumień od składowych przeciwnych indukuje prądy o podwójnej częstotliwości w obwodach wirnika, co wywołuje odpowiednie straty. Rezystancja R_2 zawiera w sobie składową równą R_1 (odpowiadającą stratom w stojanie) i składową odpowiadającą stratom w obwodach wirnika, wywołanym prądami o podwójnej częstotliwości. Dlatego rezystancja R_2 jest większa od rezystancji R_1 .

Strumień od składowych przeciwnych wiruje względem wirnika z prędkością dwukrotnie większą od synchronicznej, przecinając na przemian podłużne i po-

a po uwzględnieniu zależności (7.277)

$$\underline{U}_u = \underline{U}_{if1} - jX_1 \underline{I}_1 - R_l \underline{I}_u - jX_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \quad (7.278b)$$

Pomijając napięcia na rezystancjach, otrzymuje się

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_u &= \underline{U}_{if1} - jX_1 \underline{I}_1 - jX_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_v &= a^2 \underline{U}_{if1} - ja^2 X_1 \underline{I}_1 - jaX_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_w &= a \underline{U}_{if1} - jaX_1 \underline{I}_1 - ja^2 X_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.279)$$

Wprowadza się pojęcie *napięcia za reaktancją* dla składowych zerowych i przeciwnych $\underline{U}_i = \underline{U}_{if1} - jX_1 \underline{I}_1$. Takie napięcia w trzech fazach tworzą symetryczną trójkę napięć. Wtedy

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_u &= \underline{U}_i - jX_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_v &= a^2 \underline{U}_i - aX_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_w &= a \underline{U}_i - ja^2 X_2 \underline{I}_2 - jX_0 \underline{I}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.280)$$

Uwzględniając także rezystancje, otrzymuje się układ równań

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_u &= (\underline{U}_{if1} - \underline{Z}_1 \underline{I}_1) - \underline{Z}_2 \underline{I}_2 - \underline{Z}_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_v &= a^2 (\underline{U}_{if1} - \underline{Z}_1 \underline{I}_1) - a \underline{Z}_2 \underline{I}_2 - \underline{Z}_0 \underline{I}_0 \\ \underline{U}_w &= a (\underline{U}_{if1} - \underline{Z}_1 \underline{I}_1) - a^2 \underline{Z}_2 \underline{I}_2 - \underline{Z}_0 \underline{I}_0 \end{aligned} \right\} \quad (7.281)$$

Układy równań (7.271), (7.272) i (7.275) stanowią zespół dziewięciu równań z dwunastoma niewiadomymi. Dla rozwiązania takiego układu równań należy w każdym konkretnym przypadku zestawić dodatkowo równania więzów.

7.10.2. Zwarcie ustalone asymetryczne

Na rysunku 7.57a podano schemat połączeń uzwojeń twornika wzbudzonej i wirującej prądnicy, będącej w stanie zwarcia jednofazowego. Równaniami więzów są równania

$$\left. \begin{aligned} \underline{U}_u &= 0 \\ \underline{I}_v &= \underline{I}_w = 0 \end{aligned} \right\} \quad (7.282)$$

Ponieważ $1 + a + a^2 = 0$, wobec tego z równań (7.271) i (7.282) otrzymuje się

$$\underline{I}_u = 3 \underline{I}_0 \quad (7.283)$$

Po wyznaczeniu $(\underline{I}_u - \underline{I}_w)$ z równań (7.271) i uwzględnieniu równania (7.282) okazuje się, że

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_2 \quad (7.284)$$

Podstawiając (7.283) i (7.284) w pierwsze równanie układu (7.271), otrzymuje się

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_2 = \underline{I}_0 = \frac{1}{3} \underline{I}_u \quad (7.285)$$