ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1978

Seria: ELEKTRYKA z. 60 Nr kol. 552

Zygmunt NOWOMIEJSKI

OCENA ODKSZTAŁCEŃ PRZEBIEGÓW I ICH WPŁYWU NA PRACĘ SYSTEMU ELEKTROENERGETYCZNEGO

Streszczenie. W pracy podano nową definicję oceny odkształceń przebiegów występujących w węźle systemu elektroenergetycznego. Wprowadzono odpowiednie współczynniki i zilustrowano sposób ich obliczenia dla przebiegów prawie okresowych.

1. Przebiegi zespolone (Por. [1], [2])

Rozważać będziemy układy elektryczne, w których występujące przebiegi są przebiegami o skończonej mocy. I tak np., jeżeli $f_k(t)$ jest funkcją przebiegu napięcia lub prądu występującego w k-tym węźle systemu, to wartość skuteczna $|F_k|$ przebiegu $f_k(t)$ jest dana przy pomocy zależności:

$$|F_k| = \sqrt{\lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T}\int_{-T}^{T} f_k^2(t)\,dt} \tag{1.01}$$

Występujące w układach rzeczywistych przebiegi są funkcjami rzeczywistymi zmiennej rzeczywistej t. Jednak w analizie zjawisk nas interesujących wygodniej będzie wykorzystać do obliczeń funkcje zespolone stowarzyszone z przebiegami rzeczywistymi. Są one zdefiniowane za pomocą relacji:

$$F_k(t) = f_k(t) - j\,H\left\{f_k(t)\right\} \tag{1.02}$$

gdzie:

$$H\left\{f_k(t)\right\} \doteq \frac{1}{\pi}\int_{\infty}^{\infty} \frac{f_k(\tau)\,d\tau}{\tau - t} \tag{1.03}$$

jest transformatą Hilberta funkcji $f_k(t)$.

Można wykazać, że $F_k(t)$ jest przebiegiem o skończonej mocy. Pomijając w dalszej analizie składowe stałe wartość skuteczną $|F_k|$ przebiegu $F_k(t)$ obliczamy z zależności:

$$|F_k| = \sqrt{\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} |F_k(t)|^2 \, dt} \tag{1.04}$$

przy czym zachodzi także:

$$|F_k| = \sqrt{\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T+t_o}^{T+t_o} |F_k(t)|^2 \, dt}$$

$$= \sqrt{\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} |F_k(t+t_o)|^2 \, dt} \tag{1.05}$$

gdzie t_o jest chwilą dowolnie ustaloną.

Oznacza to, że wartość skuteczna $|F_k|$ przebiegu o skończonej mocy jest niezależna od chwili t_o rozpoczęcia jej pomiaru (obserwacji). Dla tego typu przebiegów zdefiniowana jest funkcja autokorelacji:

$$\varphi_k(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} F_k(t)\, F_k^*(t-\tau) dt \tag{1.06}$$

oraz funkcja korelacji wzajemnej:

$$\varphi_{kn}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} F_k(t)\, F_n^*(t-\tau)\, dt \tag{1.07}$$

Jak widać między wartością skuteczną $|F_k|$ oraz funkcją autokorelacji $\varphi_k(\tau)$ zachodzi prosta relacja:

$$|F_k| = \sqrt{\varphi_k(0)} \tag{1.08}$$

Dla obu funkcji korelacji, otrzymamy:

$$\begin{aligned} \varphi_k(-\tau) &= \varphi_k^*(\tau) \\ \varphi_{kn}(-\tau) &= \varphi_{nk}^*(\tau) \end{aligned} \tag{1.09}$$

oraz (na podstawie nierówności Schwarza):

$$|\varphi_k(\tau)| \leq \varphi_k(0) \tag{1.10}$$

$$|\varphi_{kn}(\tau)| \leq \sqrt{\varphi_k(0)\,\varphi_n(0)} \tag{1.11}$$

dla każdego τ .

2. Ocena odkształcenia przebiegu napięcia w węźle

Interesować nas będzie napięcie $u_k(t)$, mierzone w dowolnej chwili t w k-tym węźle systemu oraz jego funkcja autokorelacji $\varphi_k(t)$. Przez napięcie odniesienia $u_o(t)$ - względem którego napięcie $u_k(t)$ jest odkształcone - rozumieć będziemy (w ogólnym przypadku) dowolny przebieg o skończonej mocy.

Tworzymy przebiegi zespolone:

$$\begin{aligned} U_k(t) &= u_k(t) - j\,H\left\{u_k(t)\right\} \\ U_o(t) &= u_o(t) - j\,H\left\{u_o(t)\right\} \end{aligned} \tag{2.01}$$

Połóżmy:

$$U_k(t) = \lambda_k\,U_o(t) + U_{\psi k}(t) \tag{2.02}$$

przyjmując, że przebiegi $U_o(t)$ i $U_{\psi k}(t)$ są do siebie ortogonalne. Zakładamy więc, że:

$$\lim_{T \to \infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_{\psi k}(t)\,U_o^*(t)\,dt = 0 \tag{2.03}$$

Na podstawie definicji funkcji korelacji wzajemnej otrzymamy:

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_k(t)\, U_o^*(t-\tau)\, dt = \lambda_k \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_o(t)\, U_o^*(t-\tau)\, dt +$$

$$+ \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_{\psi k}(t)\, U_o^*(t-\tau)\, dt$$

$$\varphi_{ko}(\tau) = \lambda_k\, \varphi_o(\tau) + \varphi_{\psi ko}(\tau) \tag{2.04}$$

Stąd:

$$\varphi_{ko}(0) = \lambda_k\, \varphi_o(0) = \lambda_k |U_o|^2$$

$$\lambda_k = \frac{\varphi_{ko}(0)}{|U_o|^2} \tag{2.05}$$

Wstawiając (2.05) do zależności (2.02) otrzymamy:

$$U_k(t) = \frac{\varphi_{ko}(0)}{|U_o|^2}\, U_o(t) + U_{\psi k}(t) \tag{2.06}$$

Zdefiniowany przy pomocy relacji (2.06 przebieg $U_{\psi k}(t)$ nazwiemy napięciem odkształcenia. Jego wartość skuteczną obliczamy z zależności:

$$|U_{\psi k}| = \sqrt{\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} |U_{\psi k}(t)|^2\, dt} \tag{2.07}$$

Współczynnikiem odkształcenia napięcia $U_k(t)$ od napięcia odniesienie $U_o(t)$ nazwiemy stosunek:

$$|f_{ok}| = \left|\frac{U_{\psi k}}{U_o}\right| \tag{2.08}$$

Zachodzi (por. (2.02) oraz (2.03)):

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} \left|U_k(t)\right|^2 dt = \left|\lambda_k\right|^2 \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} \left|U_o(t)\right|^2 dt +$$

$$+ \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} \left|U_{\psi k}(t)\right|^2 dt$$

Stąd:

$$\left|U_k\right|^2 = \left|\lambda_k\right|^2 \left|U_o\right|^2 + \left|U_{\psi k}\right|^2 \tag{2.09}$$

$$\left|U_k\right| = \left|U_o\right| \sqrt{\left|\lambda_k\right|^2 + \left|f_{ok}\right|^2} \tag{2.10}$$

Przykładowo, niech:

$$u_o(t) = \sqrt{2}\left|U_o\right| \cos(\omega_o t + \beta_o)$$

$$u_k(t) = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{N} \left|U_{kn}\right| \cos(\omega_n t + \beta_{kn}) \tag{2.11}$$

Otrzymamy (por. [2], str. 32):

$$U_o(t) = \sqrt{2}\, U_o\, e^{j\omega_o t}$$

$$U_k(t) = \sqrt{2} \sum_{n=0}^{N} U_{kn}\, e^{j\omega_n t} \tag{2.12}$$

gdzie:

$$U_o = \left|U_o\right| e^{j\beta_o}; \quad U_{kn} = \left|U_{kn}\right| e^{j\beta_{kn}} \tag{2.13}$$

Zatem:

$$U_k(t)\, U_o^*(r) = 2 \sum_{n=0}^{N} U_{kn}\, U_o^*\, e^{jt(\omega_n - \omega_o)}$$

$$= 2 \left[U_{ko}\, U_o^* + \sum_{n=1}^{N} U_{kn}\, U_o^*\, e^{j(\omega_n - \omega_o)} \right] \tag{2.14}$$

$$\varphi_{ko}(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_k(t)\, U_o^*(t)\, dt$$

$$= 2\, U_{ko}\, U_o^* \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} dt \, +$$

$$+\, 2 \sum_{n=1}^{N} U_{kn}\, U_o^* \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} e^{jt(\omega_n-\omega_o)}\, dt$$

Lecz:

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} dt = \frac{1}{2}$$

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} e^{jt(\omega_n-\omega_o)}\, dt = \lim_{T\to\infty} \frac{\sin(\omega_n-\omega_o)T}{2T(\omega_n-\omega_o)} = 0$$

Stąd:

$$\varphi_{ko}(0) = U_{ko}\, U_o^* \tag{2.15}$$

Na podstawie (2.05) otrzymamy:

$$\lambda_k = \frac{U_{ko} U_o^*}{|U_o|^2} = \frac{U_{ko}}{U_o} = \left|\frac{U_{ko}}{U_o}\right| e^{j(\beta_{ko}-\beta_o)} \tag{2.16}$$

Zatem (por. (2.02) oraz (2.10)):

$$U_{\varphi k}(t) = \sqrt{2} \sum_{n=1}^{N} U_{kn}\, e^{j\omega_n t} \tag{2.17}$$

$$|U_k| = |U_o| \sqrt{\left|\frac{U_{ko}}{U_o}\right|^2 + \left|\frac{U_{\varphi k}}{U_o}\right|^2} = |U_{ko}| \sqrt{1 + f_k^2} \tag{2.18}$$

gdzie

$$f_k = \left|\frac{U_{\varphi k}}{U_{ko}}\right| \tag{2.19}$$

W przeprowadzonych obliczeniach wskaźnik o odnosi się do harmonicznej podstawowej. To znaczy, że wielkość $|U_{ko}|$ jest równa wartości skutecznej harmonicznej podstawowej o pulsacji ω_o. Wynika stąd, że współczynnik f_k pokrywa się z klasycznym współczynnikiem odkształcenia w przypadku, gdy napięcie $u_k(t)$, występujące w węźle, jest okresowe. W takim przypadku także relacje (2.17) i (2.18) pokrywają się z odpowiednimi relacjami zachodzącymi dla tej klasy przebiegów.

3. Prąd odkształcenia

Załóżmy, że $i_o(t)$ jest funkcją przebiegu prądu, w odniesieniu do którego badamy odkształcenie prądu $i_k(t)$ pobieranego przez interesujące nas obciążenie w k-tym węźle. Podobnie jak w przypadku napięcia połóżmy:

$$\begin{aligned} I_o(t) &= i_o(t) - j\,H\left\{i_o(t)\right\} \\ I_k(t) &= i_k(t) - j\,H\left\{i_k(t)\right\} \end{aligned} \tag{3.01}$$

oraz

$$I_k(t) = \varkappa_k\, I_o(t) + I_{\varphi k}(t) \tag{3.02}$$

gdzie:

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} I_{\varphi k}(t)\, I_o^*(t)\, dt = 0 \tag{3.03}$$

Kładąc:

$$\partial_{kr}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} I_k(t)\, I_r^*(t-\tau)\, dt \tag{3.04}$$

otrzymamy:

$$\partial_{ko}(\tau) = \varkappa_k\, \partial_o(\tau) + \partial_{\varphi ko}(\tau) \tag{3.05}$$

$$\varkappa_k = \frac{\partial_{ko}(0)}{|I_o|^2} \tag{3.06}$$

Zatem:

$$I_k(t) = \frac{\vartheta_{ko}(0)}{|I_2|^2} I_o(t) + I_{\varphi k}(t) \tag{3.07}$$

Prąd $I_{\varphi k}(t)$ zdefiniowany przy pomocy relacji (3.07) nazwiemy prądem odkształcenia a wielkość:

$$|g_{ok}|^2 = \left|\frac{I_{\varphi k}}{I_o}\right| \tag{3.08}$$

nazwiemy współczynnikiem odkształcenia.

Wychodząc z zależności (3.02) i uwzględniając (3.03) otrzymamy:

$$|I_k| = |I_o| \sqrt{|\varkappa_k|^2 + |g_{ok}|^2} \tag{3.09}$$

Podobnie jak w przypadku napięcia załóżmy:

$$i_o(t) = \sqrt{2}|I_o| \cos(\omega_o t + \alpha_o)$$

$$i_k(t) = \sqrt{2} \sum_{m=0}^{M} |I_{km}| \cos(\Omega_m t + \alpha_{km}) \tag{3.10}$$

Otrzymamy:

$$I_o(t) = \sqrt{2}\, I_o\, e^{j\Omega_o t}$$

$$I_k(t) = \sqrt{2} \sum_{m=0}^{M} I_{km}\, e^{j\Omega_m t} \tag{3.11}$$

gdzie:

$$I_o = |I_o|\, e^{j\alpha_o}; \qquad I_{km} = |I_{km}|\, e^{j\alpha_{km}}$$

Zatem (powtarzając uprzednią argumentację):

$$\vartheta_{ko}(0) = I_{ko} I_o^*$$

$$\varkappa_k = \frac{I_{ko} I_o^*}{|I_o|^2} = \frac{I_{ko}}{I_o} = \left|\frac{I_{ko}}{I_o}\right| e^{j(\alpha_{ko} - \alpha_o)} \tag{3.12}$$

$$I_{\psi k}(t) = \sqrt{2}\sum_{m=1}^{M} I_{km}\, e^{j\Omega_m t} \tag{3.13}$$

$$|I_k| = |I_o|\sqrt{\left|\frac{I_{ko}}{I_o}\right|^2 + \left|\frac{I_{\psi k}}{I_o}\right|^2} = |I_{ko}|\sqrt{1 + g_k^2} \tag{3.14}$$

gdzie:

$$g_k = \left|\frac{I_{\psi k}}{I_{ko}}\right| \tag{3.15}$$

4. Wpływ odkształcenia przebiegów na pobór mocy

Połóżmy:

$$\vartheta_k(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_k(t)\, I^*(t-\tau)\, dt \tag{4.01}$$

Można pokazać (por. [2]), że:

$$P_k + j\,Q_k = \vartheta(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_k(t)\, I_k^*(t)\, dt \tag{4.02}$$

gdzie P_k jest mocą czynną, a Q_k jest mocą bierną pobieraną przez rozważane obciążenie w k-tym węźle systemu. Mamy (por. (2.02) oraz (3.02)):

$$P_k + j\,Q_k =$$

$$= \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} \left[\lambda_k U_o(t) + U_{\psi k}(t)\right]\left[\varkappa_k^* I_o^*(t) + I_{\psi k}^*(t)\right] dt$$

$$= \lambda_k \varkappa_k^*(P_o + jQ_o) + \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_{\psi k}(t) I_{\psi k}^*(t)\, dt \; +$$

$$+ \lambda_k \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_o(t) I_{\psi k}^*(t)\,dt + \varkappa_k^* \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_{\psi k}(t) I_o^*(t)\, dt \tag{4.03}$$

W obliczeniach dotyczących oceny wpływu odkształceń występujących w systemach możemy przyjąć, że

$$U_o(t) = Z_o\, I_o(t) \tag{4.04}$$

gdzie Z_o jest odpowiednio dobraną stałą imedancją zespoloną.

Przyjmując (4.04) dla dwóch ostatnich całek w zależności (4.03), otrzymamy (por. (2.03), (3.03)):

$$\begin{aligned} &\lambda_k Z_o \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} I_o(t) I^*_{\psi k}(t)\, dt = 0 \\ &\vartheta^*_k \frac{1}{Z^*_o} \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U^*_o(t) U_{\psi k}(t)\, dt = 0 \end{aligned} \tag{4.05}$$

Zatem:

$$P_k + j\,Q_k = \lambda_k \varkappa^*_k (P_o + jQ_o) +$$

$$+ \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T}\int_{-T}^{T} U_{\psi k}(t) I^*_{\psi k}(t)\, dt \tag{4.06}$$

$$= \frac{\varphi_{ko}(0)\partial^*_{ko}(0)}{M_o^2}(P_o + jQ_o) + \vartheta_{\psi k}(0) \tag{4.07}$$

gdzie: $M_o = |U_o|\,|I_o|$ oraz $\vartheta_{\psi k}(\tau)$ jest korelacją wzajemną między przebiegami odkształcenia napięcia i prądu w k-tym węźle systemu.

W przypadku szczególnym dla rozpatrywanych uprzednio przebiegów prawie okresowych (por. 2.12) i (3.11)) otrzymamy:

$$P_k = \frac{M_{ko}}{M_o}\sqrt{P_o^2 + Q_o^2}\cos(\varphi_{ko} - \varphi_o + \psi_o) + \sum_{r>0} |U_{kr}|\,|I_{kr}|\cos\varphi_{kr} \tag{4.08}$$

$$Q_k = \frac{M_{ko}}{M_o}\sqrt{P_o^2 + Q_o^2}\sin(\varphi_{ko} - \varphi_o + \psi_o) + \sum_{r>0} |U_{kr}|\,|I_{kr}|\sin\varphi_{kr} \tag{4.09}$$

gdzie:

$$M_{ko} = |U_{ko}|\,|I_{ko}|$$

$$\varphi_{ko} = \beta_{ko} - \alpha_{ko}; \qquad \varphi_o = \beta_o - \alpha_o \tag{4.10}$$

$$\varphi_{kr} = \beta_{kr} - \alpha_{kr}; \qquad \psi_o = \text{arc tg}\,\frac{Q_o}{P_o}$$

przy czym przyjęto: $\omega_o = \Omega_o$ oraz, że sumowanie po wskaźniku r odnosi się wyłącznie do wyrazów, dla których: $\omega_r = \Omega_r$.

5. Moc dystorsji

Do rozważań wprowadzimy moc dystorsji D_k (por. [2], s. 25) zdefiniowaną przy pomocy zależności:

$$D_k = \sqrt{\lim_{T,T\to\infty} \left(\frac{1}{2T}\right)^2 \int_{-T}^{T}\int_{-T}^{T} |u(t)i(\tau) - u(\tau)i(t)|^2 \,dt\,d\tau} \tag{5.01}$$

Zachodzi:

$$D_k = \sqrt{M_k^2 - P_k^2} \tag{5.02}$$

$$\cos\varphi_k = \frac{P_k}{M_k} = \frac{P_k}{\sqrt{P_k^2 + D_k^2}} \tag{5.03}$$

gdzie: $\cos\varphi_k$ jest współczynnikiem mocy określającym wykorzystanie mocy elektrycznej dostarczonej do rozważanego układu.

Jak widać, $\cos\varphi_k = 1$ wtedy i tylko wtedy, gdy moc dystorsji $D_k = 0$. Wynika stąd, że problem poprawy współczynnika mocy sprowadza się do minimalizacji mocy dystorsji. Mamy (por. (2.10), (3.09'), (4.07)):

$$D_k = \sqrt{M_k^2 - P_k^2} = M_o\sqrt{\left(|\lambda_k|^2 + |f_{ok}|^2\right)\left(|\varkappa_k|^2 + |g_{ok}|^2\right) - \left(\frac{P_k}{M_o}\right)^2} =$$

$$= \sqrt{\left(\left|\frac{\varphi_{ko}(0)}{U_o}\right|^2 + |u_{\varphi k}|^2\right)\left(\left|\frac{\vartheta_{ko}(0)}{I_i}\right|^2 + |I_{\varphi k}|^2\right) - M_k^2\cos^2\varphi_k}$$

Stąd

$$D_k = \sqrt{\left(\frac{|\varphi_{ko}(0)||\vartheta_{ko}(0)|}{M_o}\right)^2 (1+F_k^2)(1+G_k^2) - M_k^2 \cos^2\varphi_k} \tag{5.04}$$

gdzie:

$$F_k = \frac{|U_o|\,|U_{\varphi k}|}{|\varphi_{ko}(0)|}; \qquad G_k = \frac{|I_o|\,|I_{\varphi k}|}{|\vartheta_{ko}(0)|} \tag{5.05}$$

Dla większości przypadków występujących w systemach elektroenergetycznych możemy przyjąć:

$$\frac{|\varphi_{ko}(0)|\,|\vartheta_{ko}(0)|}{M_o} = M_{ko}$$

$$\frac{|U_o|\,|U_{\varphi k}|}{|\varphi_{ko}(0)|} = \left|\frac{U_{\varphi k}}{U_{ko}}\right| = f_k \tag{5.06}$$

$$\frac{|I_o|\,|I_{\varphi k}|}{|\vartheta_{ko}(0)|} = \left|\frac{I_{\varphi k}}{I_{ko}}\right| = g_k$$

W tych przypadkach w miejsce zależności (5.04) otrzymamy:

$$D_k = \sqrt{M_{ko}^2(1+f_k^2)(1+g_k^2) - M_k^2\cos^2\varphi_k} \tag{5.07}$$

Jak widać poprawa współczynnika mocy sprowadza się do minimalizacji wielkości (5.04) lub (5.07).

6. <u>Układy wielowęzłowe</u>

Oznaczmy przez $\varphi_{ik}(\tau)$ funkcję korelacji wzajemnej napięć występujących w i-tym oraz k-tym węźle. Otrzymamy:

$$\varphi_{ik}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_i(t)U_k^*(t-\tau)\,dt \tag{6.01}$$

Niech $U_o(t)$ będzie napięciem odniesienia wspólnym dla wszystkich węzłów.

Połóżmy:

$$\varphi_{io}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_i(t)U_o^*(t-\tau)\, dt$$
$$\varphi_{ko}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_k(t)U_o^*(t-\tau)\, dt \qquad (6.02)$$

Na podstawie (2.05) otrzymamy:

$$\lambda_i = \frac{\varphi_{io}(0)}{|U_o|^2}; \qquad \lambda_k = \frac{\varphi_{ko}(0)}{|U_o|^2} \qquad (6.03)$$

W rozważaniach dotyczących systemu ważną rolę odgrawa wzajemne odkształcenie napięć występujących w różnych węzłach. Połóżmy:

$$U_i(t) = \lambda_{ik}U_k(t) + \eta_{ik}(t) \qquad (6.04)$$

przyjmując, że:

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} \eta_{ik}(t)U_k^*(t)\, dt = 0 \qquad (6.05)$$

Otrzymamy:

$$\lambda_{ik} = \frac{\varphi_{ik}(0)}{|U_k|^2}. \qquad (6.06)$$

Zachodzi:

$$\varphi_{ik}(0) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_i(t)U_k^*(t)\, dt$$
$$= \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} \left[\lambda_i U_o(t) + U_{\varphi i}(t)\right]\left[\lambda_k^* U_o^*(t) + U_{\varphi k}^*(t)\right] dt$$
$$= \lambda_i \lambda_k |U_o|^2 + \Psi_{ik}(0) \qquad (6.07)$$

gdzie:

$$\Psi_{ik}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{4T} \int_{-T}^{T} U_{\psi i}(t) U^{*}_{\psi k}(t-\tau)\, dt \tag{6.08}$$

(Funkcja $\Psi_{ik}(\tau)$ jest funkcją korelacji wzajemnej między przebiegami odkształcenia względem napięcia odniesienia $U_o(t)$). Stąd (por.(6.06),(2.10))

$$\lambda_{ik} = \frac{\lambda_i \lambda_k^* |U_o|^2 + \Psi_{ik}(0)}{|U_o|^2 (|\lambda_k|^2 + |f_{ok}|^2)}$$

$$= \frac{\lambda_i \lambda_k^* + f_{ik}}{|\lambda_k|^2 + |f_{ok}|^2} \tag{6.09}$$

gdzie:

$$f_{ik} = \frac{\Psi_{ik}(0)}{|U_o|^2} \tag{6.10}$$

Przebieg $\Psi_{ik}(t)$ zdefiniowany przy pomocy zależności (6.04) oraz (6.08) jest miarą odkształcenia napięcia $U_i(t)$ od napięcia $U_k(t)$.

LITERATURA

[1] Gabor D.: Theory of Communications. Inst.Electr. Engrs. 93, 1946, 429.

[2] Nowomiejski Z., Sowa E.: Teoria mocy układów elektrycznych. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 49, 1977.

Przyjęto do druku w czerwcu 1977 r.

ОЦЕНКА ДЕФОРМАЦИИ ПРОТЕКАНИЙ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА РАБОТУ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Р е з ю м е

В работе дано новое определение оценки деформации протеканий появляющихся в узлах элекроэнергетической системы. Введено подходящие коэффициенты, а также показано, как эти коэффициенты для почти периодических протеканий вычислить.

THE ESTIMATION OF SIGNAL DEFORMATIONS AND THEIR EFFECTS
ON ELECTRO-POWER SYSTEM

S u m m a r y

The paper presents a new definition of the evaluation of the deformation of signals existing in the nodes of electro-power systems. Appropriate factors have been introduced and methods of their estimation for almost periodic signals have been illustrated.