ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1991

Seria: ELEKTRYKA z. 117 Nr kol. 1061

Marian PASKO

Instytut Elektrotechniki
Teoretycznej i Przemysłowej
Politechniki Śląskiej

OCENA MOŻLIWOŚCI KOMPENSACJI NIEPOŻĄDANYCH SKŁADOWYCH PRĄDU SYMETRYCZNEGO ŹRÓDŁA NAPIĘCIA TRÓJFAZOWEGO ODKSZTAŁCONEGO ZASILAJĄCEGO ODBIORNIK LINIOWY

Streszczenie. Niniejsza praca jest kontynuacją wcześniejszych prac autora zmierzających do minimalizacji prądu źródła odkształconego okresowego zasilającego liniowy odbiornik trójfazowy za pomocą elementów reaktancyjnych przy zadanej mocy czynnej doprowadzanej do odbiornika.

W pracy, korzystając z rozkładów ortogonalnych prądu odbiornika w przestrzeni Hilberta i Sobolewa na jego składowe oraz z faktu, że każdy niesymetryczny obwód trójfazowy zasilany z symetrycznego źródła sinusoidalnego można zsymetryzować za pomocą obwodów pasywnych, przeprowadzono symetryzację obwodu za pomocą dwójników reaktancyjnych, eliminując w ten sposób składowe as^i, $as^i_{(s)}$ odpowiedzialne za asymetrię fazową odbiornika. Dokonano również eliminacji składowych reaktancyjnych r^i, $r^i_{(s)}$.

W artykule przedstawiono procedurę syntezy dwójników reaktancyjnych służących do eliminacji powyższych składowych i podano prosty przykład.

1. Wprowadzenie

Szybki rozwój energoelektroniki i jej zastosowanie w licznych procesach przemysłowych, jak również stosowanie tzw. odbiorników niespokojnych powoduje, że przesył energii tak w obwodach jednofazowych, jak i wielofazowych odbywa się w obecności odkształceń prądu i napięcia oraz niesymetrii obciążenia.

Problem jakości energii i sposoby jej poprawienia są zagadnieniami bardzo ważnymi i aktualnymi, poruszanymi w licznych artykułach zarówno przez teoretyków, jak i praktyków [18], [19], [20]. Istnieje wiele wskaźników określających jakość energii i te wskaźniki należy badać na drodze teoretycznej, pomiarowej, aby następnie na bazie rozpoznania jakościowego i ilościowego podjęć właściwe działania zmierzające do poprawy jakości energii.

Jednym ze wskaźników pozwalających na ocenę pracy układu w warunkach deformacji prądu i napięcia jest współczynnik mocy źródła, który może być podobnie zdefiniowany jak dla przebiegów sinusoidalnych,

$$\lambda = \frac{P}{|S|},$$

który określa stopień wykorzystania całkowitej mocy źródła gdzie:

P - moc czynna dostarczona do odbiornika,

$|S| = \|\mathbf{u}\|\,\|\mathbf{i}\|$ - moc pozorna wydawana przez źródło.

Zwiększenie współczynnika mocy, przy zadanej mocy czynnej doprowadzanej do odbiornika, może odbywać się poprzez minimalizację wartości skutecznej, wartości prądu źródła, co można osiągnąć częściowo poprzez eliminację pewnych składowych prądu, za pomocą układów LC, o których będzie mowa w dalszej części pracy.

Wyodrębnienie poszczególnych składowych prądu odbiornika trójfazowego oparte jest na uogólnieniu teorii rozkładów ortogonalnych prądu odbiornika dwuzaciskowego w przestrzeni $L^2(0;T)$ [5], [9], [21], [22] na układy trójfazowe w przestrzeni $L_3^2(0;T)$ oraz wielofazowe w przestrzeni $L_n^2(0;T)$, które zostały przedstawione w pracach [1], [2], [6], [7].

W wyodrębnionych składowych prądu (wzajemnie ortogonalnych ${}_a\mathbf{i}$, ${}_r\mathbf{i}$, ${}_{as}\mathbf{i}$, ${}_{ds}\mathbf{i}$) tylko składowa czynna (${}_a\mathbf{i}$) jest odpowiedzialna za całkowity przesył mocy czynnej do odbiornika oraz zapewnia minimalizację strat mocy czynnej na symetrycznym doprowadzeniu, nie zapewnia jednak minimalizacji odkształceń.

W pracy [3] były prowadzone poszukiwania takiego wskaźnika, który byłby kompromisem pomiędzy minimalizacją strat mocy czynnej na symetrycznych doprowadzeniach oraz minimalizacją zniekształceń prądu przy zadanej mocy czynnej dostarczonej do odbiornika. Poszukiwania te doprowadziły do skonstruowania pewnej przestrzeni Sobolewa $W^1_{2,\lambda,3}(0;T)$ i wyróżnienia składowej aktywnej prądu ${}_{a(s)}\mathbf{i}$, która ustala ten zadany kompromis i jednocześnie jest odpowiedzialna za całkowity przesył mocy czynnej do odbiornika oraz wyróżnienia pozostałych składowych ${}_{r(s)}\mathbf{i}$, ${}_{as(s)}\mathbf{i}$, ${}_{ds(s)}\mathbf{i}$, wzajemnie ortogonalnych. Zatem pozostałe składowe w obydwu przypadkach oprócz ${}_a\mathbf{i}$, ${}_{a(s)}\mathbf{i}$ powodują niepotrzebne zwiększenie wartości skutecznej prądu źródła, a tym samym obniżają możliwość jego optymalnego wykorzystania. Korzystając z założenia, że źródło napięcia odkształconego (okresowe) zasilającego odbiornik trójfazowy liniowy jest idealne i symetryczne kolejności zgodnej, tzn. spełnia zależności $u_b(t) = u_a(t - T/3)$, $u_c(t) = u_a(t + T/3)$, w pracy [16] wykazano, że dla układu trójfazowego 4-przewodowego z uwzględnieniem sprzężeń elektromagnetycznych, a więc dla pełnej macierzy $\mathbf{Y}_h$, $h \in \{0,1,2,\ldots,n\}$ odbiornika możliwa jest teoretycz-

nie całkowita kompensacja składowej reaktancyjnej ${}_{r}\mathbf{i} \in L_3^2(0;T)$ dla skończonej liczby harmonicznych. Ponadto wykazano, że wykorzystując zasadę symetryzacji [12],[17] obwodów trójfazowych zasilanych z symetrycznego źródła sinusoidalnego za pomocą elementów pasywnych można wyeliminować składową ${}_{as}\mathbf{i} \in L_3^2(0;T)$ związaną z asymetrią fazową. Elementy służące do eliminacji składowych ${}_{r}\mathbf{i}$ oraz ${}_{as}\mathbf{i}$ dla skończonej liczby harmonicznych należą do klasy dwójników reaktancyjnych.

W pracy [16] nie przeprowadzono syntezy dwójników służących do kompensacji,wskazano tylko na taką możliwość.

Problem kompensacji składowej biernej i_r oraz składowej asymetrii i_u dla obwodu trójfazowego trójprzewodowego bez sprzężeń elektromagnetycznych, a więc gdy macierz odbiornika $\mathbf{Y}_h$ jest diagonalna, został przedstawiony w pracy [8]. Uzyskane wyniki, chociaż rozumowanie prowadzono w odmienny sposób, są zbieżne z wynikami przedstawionymi w pracy [16].

Niniejszy artykuł jest kontynuacją wcześniejszych prac autora [14], [15], [16] zmierzających do minimalizacji wartości skutecznej prądu źródła za pomocą elementów reaktancyjnych przy zadanej mocy czynnej doprowadzonej do odbiornika. Korzystając z wyników przedstawionych w pracy [16] przeprowadzono syntezę dwójników kompensujących składowe ${}_{r}\mathbf{i}$, ${}_{r}\mathbf{i}_{(s)}$; ${}_{as}\mathbf{i}$, ${}_{as}\mathbf{i}_{(s)}$, a więc składowe reaktancyjne i asymetrii dla odbiornika trójfazowego posiadającego pełną macierz admitancyjną $\mathbf{Y}_h$, opierając się na twierdzeniu przedstawionym w pracy [14].

2. Analiza rozkładów ortogonalnych dla odbiornika trójfazowego w przestrzeni $L_3^2(0;T)$

Analizę tę przeprowadzono w przestrzeni $L_3^2(0;T)$ skonstruowanej w pracach [1], [2], [6].

Rozpatrujemy obwód trójfazowy czteroprzewodowy (rys. 1), który posiada pełną macierz admitancyjną dla każdej harmonicznej $h \in N$.

$$\mathbf{Y}_h = \mathbf{G}_h + j\mathbf{B}_h = \begin{bmatrix} G_{aa} & G_{ab} & G_{ac} \\ G_{ba} & G_{bb} & G_{bc} \\ G_{ca} & G_{cb} & G_{cc} \end{bmatrix}_h + j \begin{bmatrix} B_{aa} & B_{ab} & B_{ac} \\ B_{ba} & B_{aa} & B_{bc} \\ B_{ca} & B_{cb} & B_{cc} \end{bmatrix}_h \tag{1}$$

przy czym zakłada się, że $G_{\alpha\beta h} = G_{\beta\alpha h}$, $B_{\alpha\beta h} = B_{\beta\alpha h}$, $\alpha,\beta \in \{a,b,c\}$

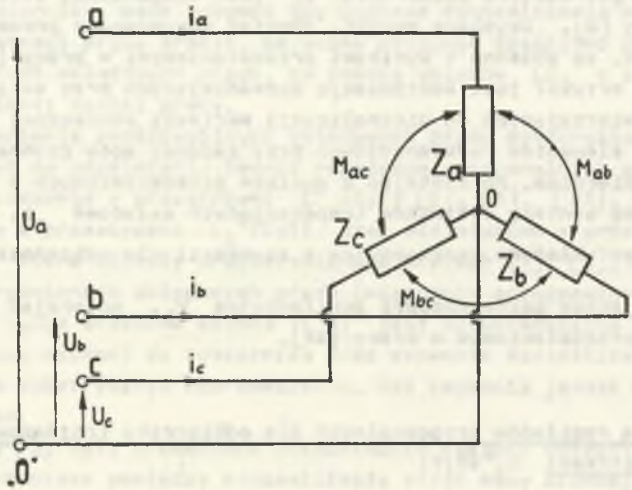
Napięcie źródła $\mathbf{u} = [u_a, u_b, u_c]^T$ oraz prąd $\mathbf{i} = [i_a, i_b, i_c]^T \in L_3^2(0;T)$ a ponadto napięcia odbiornika spełniają warunki

$$u_a(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} U_h \exp jh\omega t, \tag{2}$$

$$u_b(t) = u_a(t - T/3), \quad u_c(t) = u_a(t + T/3). \tag{3}$$

Wówczas prąd w danej fazie możemy zapisać w postaci

$$i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\alpha=a}^{c} (G_{\alpha\beta h} + jB_{\alpha\beta h})\, U_{\beta h} \exp jh\omega t, \quad \alpha,\beta \in \{a,b,c\} \tag{4}$$



Rys. 1

Fig. 1

Iloczyn skalarny określony jest wzorem

$$(u|i)_{L_3^2(0;T)} = \sum_{\alpha=a}^{c} \frac{1}{T} \int_0^T u_\alpha(t) i_\alpha(t)\,dt = \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \mathbf{U}_h^T\, \mathbf{I}_h^* = P \tag{5}$$

Natomiast normę (np. prądu) określa wzór

$$\|i\|_{L_3^2(0;T)} = \sqrt{\sum_{\alpha=a}^{c} \frac{1}{T} \int_0^T i_\alpha^2(t)\,dt} = \sqrt{\sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\alpha=a}^{c} |I_{\alpha h}|^2} \tag{6}$$

Można wykazać, że minimalizacja funkcjonału

$$\alpha(i,\xi) = \|i\|^2_{L_3^2(0;T)} + \xi\left(P - (u|i)_{L_3^2(0;T)}\right) \tag{7}$$

np. metodą nieoznaczonego, czynnika Lagrange'a [10], przy ograniczeniu równościowym stwierdzającym, że moc czynna dostarczona do odbiornika powinna być stała i równa wartości zadanej, prowadzi do wyróżnienia tzw. składowej czynnej prądu odbiornika $({}_a i)$, która minimalizuje straty mocy czynnej na symetrycznym doprowadzeniu do odbiornika. (Zakłada się, że przewód zerowy z rys. 1 ma zerową rezystancję). Składowa ta określona jest wzorem

$${}_a i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} GU_{\alpha h} \exp jh\omega t, \quad \alpha \in \{a,b,c\}, \quad h \in N \tag{8}$$

gdzie:

$$G = \frac{(u|i)_{L_3^2(0;T)}}{\|u\|^2_{L_3^2(0;T)}} = \frac{P}{\|u\|^2_{L_3^2(0;T)}} \tag{9}$$

Korzystając z bazy trygonometrycznej w przestrzeni $L_3^2(0;T)$ prąd odbiornika (i) można rozłożyć na trzy ortogonalne składowe:

- składowa czynna

$${}_a i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} GU_{\alpha h} \exp jh\omega t, \tag{10}$$

- składowa reaktancyjna

$${}_r i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} jB_{\alpha\beta h}\, U_{\beta h} \exp jh\omega t, \tag{11}$$

- składowa rozrzutu (rozproszenia)

$${}_s i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} (G_{\alpha\beta h} - G\delta_{\alpha\beta})U_{\beta h} \exp jh\omega t \tag{12}$$

$$\delta_{\alpha\beta} = \begin{cases} 0, & \alpha \neq \beta \\ 1, & \alpha = \beta \end{cases} \qquad \alpha,\beta \in \{a,b,c\} \qquad h \in N$$

Jeżeli zdefiniować wielkości G_h i P_h, tak jak to uczyniono w pracach [1], [6], [13]

$$G_h = \frac{P_h}{\|U_h\|^2}, \tag{13}$$

przy czym

$$P_h = \mathrm{Re} \sum_{\alpha=a}^{c} U_{\alpha h} I^*_{\alpha h} \tag{14}$$

$$\|U_h\|^2 = \sum_{\alpha=a}^{c} U_{\alpha h} U^*_{\alpha h}, \tag{15}$$

to prąd $({}_s\mathbf{i})$ można rozłożyć na dwie składowe wzajemnie ortogonalne

$${}_{as}i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} (G_{\alpha\beta h} - G_h \delta_{\alpha\beta})\, U_{\beta h} \exp jh\omega t, \tag{16}$$

$${}_{ds}i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} (G_h - G)\, \delta_{\alpha\beta}\, U_{\beta h} \exp jh\omega t. \tag{17}$$

Składowa prądu ${}_{as}\mathbf{i}$ związana jest z asymetrią fazową konduktancji odbiornika dla danej harmonicznej i ujawnia się tylko w obwodach trójfazowych i wielofazowych.

Składowa prądu ${}_{ds}\mathbf{i}$ związana jest z dyspersją częstotliwościową konduktancji odbiornika.

Należy podkreślić, że wszystkie wymienione składowe ${}_s\mathbf{i}$, ${}_r\mathbf{i}$, ${}_{as}\mathbf{i}$, ${}_{ds}\mathbf{i}$, są parami ortogonalne w sensie iloczynu skalarnego określonego wzorem (5) oraz, że zachodzi

$$(\mathbf{u}|_s\mathbf{i})_{L_3^2(0;T)} = P, \quad (\mathbf{u}|_r\mathbf{i}) = 0, \quad (\mathbf{u}|_{as}\mathbf{i})_{L_3^2(0;T)} = 0, \quad (\mathbf{u}|_{ds}\mathbf{i})_{L_3^2(0;T)} = 0. \tag{18}$$

Analizując wzór (18) można zauważyć, że tylko składowa czynna jest odpowiedzialna za przenoszenie całkowitej mocy czynnej. Pozostałe składowa nie uczestniczą w przenoszeniu mocy czynnej z tego punktu widzenia są bezużyteczne i należy je skompensować.

3. Analiza rozkładów ortogonalnych dla odbiornika trójfazowego w przestrzeni Sobolewa

Analizę tę przeprowadza się w przestrzeni Sobolewa $W^{l}_{2,\lambda,3}(0;T)$ skonstruowanej w pracy [3], którą w dalszej części pracy będziemy oznaczać symbolem "W". Niech $\mathbf{u}$ i $\mathbf{i}$ należą do przestrzeni W, wówczas iloczyn skalarny określa wzór

$$(\mathbf{u}|\mathbf{i})_W = \sum_{r=0}^{l} \lambda_r \sum_{\alpha=a}^{c} \frac{1}{T} \int_0^T f_\alpha^{(r)}(t)\, g_\alpha^{(r)}(t)\, dt, \quad \alpha \in \{a,b,c\} \tag{19}$$

gdzie:

l - rząd pochodnej,

λ_r - waga pochodnej przy czym $f_\alpha^0 = f_\alpha$,

$\lambda_0 > 0, \quad \lambda_r \geqslant 0.$

Natomiast normę (np. prądu) określa wzór

$$\|\mathbf{i}\|_W = \sqrt{(\mathbf{i}|\mathbf{i})_W} = \sqrt{\sum_{r=0}^{l} \lambda_r \sum_{\alpha=a}^{c} \frac{1}{T} \int_0^T (f_\alpha^{(r)}(t))^2\, dt} \tag{20}$$

Korzystając z wyników pracy [4], w pracy [3] wykazano, że minimalizacja funkcjonału

$$\Psi = \|\mathbf{i}\|_W^2 + \xi_1 (P - (\mathbf{u}\,\mathbf{i})_{L_3^2(0;T)}) \tag{21}$$

prowadzi do wyróżnienia składowej aktywnej prądu $\mathbf{i}_{a(a)}$ określonej wzorem

$$\mathbf{i}_{a(a)\alpha}(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} G_{ah} U_{\alpha h} \exp jh\omega t, \quad \alpha \in \{a,b,c\} \tag{22}$$

gdzie

$$G_{ah} = \frac{P}{\nabla_h^2 \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{\alpha=a}^{c} \frac{|U_k|^2}{\nabla_k^2}} \tag{23}$$

$$\nabla_k^2 = \lambda_0 + \lambda_1 (k\omega)^2 + \lambda_2 (k\omega)^4 + \ldots\ \lambda_l (k\omega)^{2l} \tag{24}$$

$k,h \in N$, λ_l - współczynnik wagi.

Składowa aktywna ${}_{a}i_{(s)}$ prądu odbiornika ustala kompromis (poprzez współczynnik wagi λ_r) pomiędzy stratami mocy czynnej na symetrycznym doprowadzeniu do odbiornika oraz zniekształceniami (uwzględnienie pochodnych we wzorze (20)). Pozostałe składowe prądu parami ortogonalne w sensie iloczynu skalarnego (19) dla odbiornika opisanego wzorem (1) przyjmują postać

$$ {}_{r}i_{(s)\alpha}(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} jB_{\alpha\beta h}\, U_{\beta h}\ \exp jh\omega t, \tag{25} $$

$$ {}_{as}i_{(s)\alpha}(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} (G_{\alpha\beta h} - G_h \delta_{\alpha\beta})\, U_{\beta h}\ \exp jh\omega t, \tag{26} $$

$$ {}_{ds}i_{(s)\alpha}(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} \sum_{\beta=a}^{c} (G_h - G_{eh})\delta_{\alpha\beta}\, U_{\beta h}\ \exp jh\omega t, \tag{27} $$

Zachodzi ponadto

$$ ({}_{a}u|{}_{a}i_{(s)})_{L_3^2(0;T)} = P,\quad ({}_{a}u|{}_{as}i_{(s)})_{L_3^2(0;T)} = 0,\quad ({}_{a}u|{}_{r}i_{(s)})_{L_3^2(0;T)} = 0, $$
$$ ({}_{a}u|{}_{ds}i_{(s)})_{L_3^2(0;T)} = 0 \tag{28} $$

Interpretacja fizykalna poszczególnych składowych ${}_{a}i_{(s)}$, ${}_{r}i_{(s)}$, ${}_{as}i_{(s)}$, ${}_{ds}i_{(s)} \in W$ jest taka sama, jak dla podobnych składowych w przestrzeni $L_3^2(0;T)$.

Porównując składowe ${}_{r}i$, ${}_{as}i \in L_3^2(0;T)$ określone wzorami (11), (16) oraz składowe ${}_{r}i_{(s)}$, ${}_{as}i_{(s)} \in W$ określone wzorami (25), (26) zauważamy, że mają identyczną postać, zatem zagadnienie kompensacji ich jest takie samo. Z analizy wzorów (18) i (28) wynika, że składowe te nie uczestniczą w przenoszeniu mocy czynnej. Można zatem zadać pytanie, czy składowych tych nie można skompensować za pomocą układów również nie pobierających mocy czynnej, czyli układów LC i jak przeprowadzić syntezę takich układów. Tym zagadnieniom poświęcony jest dalszy ciąg artykułu, przy czym rozważenia prowadzi się w przestrzeni $L_3^2(0;T)$ łącznie z przedstawionym przykładem.

4. Diagonalizacja macierzy Y_h i kompensacja składowej reaktancyjnej ($_r i$)

Wykorzystując fakt, że dla symetrycznego źródła dla harmonicznych $h = 3n \pm 1$ $\sum_{\alpha=a}^{c} U_{\alpha h} = 0$, tzn., że dwa sąsiednie napięcia są względem siebie przesunięte o γ lub γ^2, gdzie:

$$\gamma = \exp j\,120^\circ = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}, \tag{29}$$

$$\gamma^2 = \exp(-j\,120^\circ) = -\frac{1}{2} - j\frac{\sqrt{3}}{2} \tag{30}$$

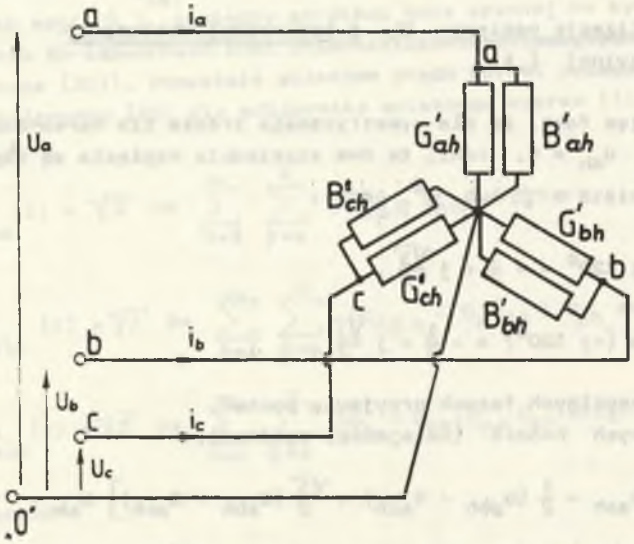
prądy w poszczególnych fazach przyjmują postać.
Dla harmonicznych $h=3n+1$ (kolejności zgodnej):

$$\begin{aligned}
I_{ah} &= \left[G_{aah} - \frac{1}{2}(G_{abh} + G_{ach}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(B_{abh} - B_{ach})\right] U_{ah} + \\
&\quad + j\left[B_{aah} - \frac{1}{2}(B_{abh} + B_{ach}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(G_{ach} - G_{abh})\right] U_{ah}, \\
I_{bh} &= \left[G_{bbh} - \frac{1}{2}(G_{bah} + G_{cbh}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(B_{bch} - B_{bah})\right] U_{bh} + \\
&\quad + j\left[B_{bbh} - \frac{1}{2}(B_{bah} + B_{bch}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(G_{bah} - G_{bch})\right] U_{bh} \\
I_{ch} &= \left[G_{cch} - \frac{1}{2}(G_{cah} + G_{cbh}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(B_{cah} - B_{cbh})\right] U_{ch} + \\
&\quad + j\left[B_{cch} - \frac{1}{2}(B_{cbh} + B_{cah}) + \frac{\sqrt{3}}{2}(G_{cbh} - G_{cah})\right] U_{ch}.
\end{aligned} \tag{31}$$

Dla harmonicznych $h=3n-1$ (kolejności przeciwnej) otrzymujemy wyrażenie różniące się tylko znakiem przed $\frac{\sqrt{3}}{2}$ tak dla części rzeczywistej, jak i urojonej (por. wzór (31)).

Zapiszmy wzór (31) w zwięzłej postaci i przyporządkujmy mu równoważny obwód elektryczny bez sprzężeń, przedstawiony na rys. 2.

$$\begin{aligned}
I_{ah} &= Y'_{ah} U_{ah} = (G'_{ah} + jB'_{ah}) U_{ah}, \\
I_{bh} &= Y'_{bh} U_{bh} = (G'_{bh} + jB'_{bh}) U_{bh}, \\
I_{ch} &= Y'_{ch} U_{ch} = (G'_{ch} + jB'_{ch}) U_{ch}.
\end{aligned} \tag{32}$$



Rys. 2
Fig. 2

Prąd źródła przyjmuje postać:

$$i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} (G'_{\alpha h} + jB'_{\alpha h})\, U_{\alpha h}\ \exp jh\omega t; \tag{32a}$$

natomiast poszczególne składowe opisane są wzorami

$$_a i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} GU_{\alpha h}\ \exp jh\omega t, \tag{33}$$

$$_r i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} j\, B'_{\alpha h} U_{\alpha h}\ \exp jh\omega t, \tag{34}$$

$$_{as} i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} (G'_{\alpha h} - G_h)\, U_{\alpha h}\ \exp jh\omega t \tag{35}$$

$$_{ds} i_\alpha(t) = \sqrt{2}\ \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{\infty} (G_h - G)\, U_{\alpha h}\ \exp jh\omega t \qquad \alpha \in \{a,b,c\} \tag{36}$$

Można wykazać, że składowe prądu źródła opisane wzorami (33 - 36) są wzajemnie ortogonalne w sensie iloczynu skalarnego danego wzorem (5), gdzie:

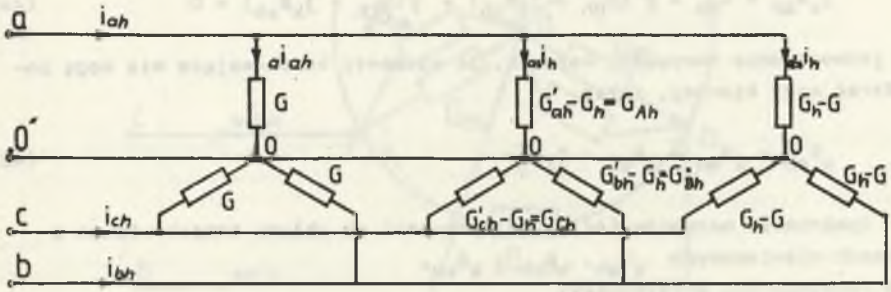
$$G_h = \frac{P_h}{\|U_h\|^2} = \frac{G'_{ah} + G'_{bh} + G'_{ch}}{3} = \frac{\sum_{\alpha=a}^{c} G'_{\alpha h}}{3}. \tag{37}$$

Analizując wzory (31), (32), (34) można zauważyć, że składowe reaktancyjna $({}_r\mathbf{i})$ w układach ze sprzężeniami elektromagnetycznymi zależy nie tylko od części urojonej macierzy $\mathbf{Y}_h$, lecz także od wartości $G_{\alpha\beta h}$, $\alpha \neq \beta$

Po sprowadzeniu pełnej macierzy $\mathbf{Y}_h$ do macierzy diagonalnej problem kompensacji składowej reaktancyjnej sprowadza się do syntezy trzech niezależnych dwójników LC, każdy kompensujący prąd ${}_r i_\alpha(t)$ określony wzorem (34). Procedurę syntezy należy przeprowadzić tak jak w pracach [14], [15].

5. Kompensacja składowej $({}_{as}\mathbf{i})$

Układ przedstawiony na rys. 2 po skompensowaniu składowej reaktancyjnej $({}_r\mathbf{i})$ jest obwodem czysto rezystancyjnym i możemy mu przyporządkować schemat zastępczy przedstawiony na rys. 3. Składowa ${}_a i_\alpha$ przenosząca moc czynną reprezentowana jest na rys. 3 przez trzy identyczne równoważne konduktancje G. Składowa ${}_{as}i_{\alpha h}$ jest reprezentowana przez przewodności $G'_{\alpha h} - G_h$. Składowa ${}_{ds}i_{\alpha h}$ jest reprezentowana przez donduktancje $G_h - G$.



Rys. 3

Fig. 3

Spróbujmy przeprowadzić symetryzację obwodu przedstawionego na rys. 3 poprzez kompensację obu niepożądanych składowych ${}_{as}\mathbf{i}$ i ${}_{ds}\mathbf{i}$. Rozważania przeprowadźmy dla jednej wybranej harmonicznej, np. $h=3n+1$, wówczas $P = P_h$, co pociąga za sobą, że $G_h = G$ i wówczas nie ujawnia się składowa dyspersji ${}_{ds}i_h$. Ujawnia się składowa ${}_{as}i_{\alpha h}$, gdy tylko $G'_{\alpha h} - G_h \neq 0$ i tę składową spróbujmy skompensować za pomocą obwodów LC, dokonując dla tej wybranej harmonicznej symetryzacji obwodu. Rozłóżmy w tym celu prąd ${}_{as}\mathbf{I}_h$ na składowe symetryczne [16] pamiętając, że źródło zasilające ma tylko składową zgodną U_{1h} $(U_{2h} = 0,\ U_{oh} = 0)$.

$$ {}_{as}I_{oh} = \frac{1}{3}\left(G_{Ah} + \gamma^2 G_{Bh} + \gamma G_{Ch}\right) U_{1h} \tag{38} $$

$$_{as}I_{1h} = \frac{1}{3}\,(G_{Ah} + G_{Bh} + G_{Ch})\,U_{1h}, \tag{39}$$

$$_{as}I_{2h} = \frac{1}{3}\,(G_{Ah} + \gamma G_{Bh} + \gamma^2 G_{Ch})\,U_{1h}, \tag{40}$$

gdzie:

$$G_{Ah} = G'_{ah} - G_h, \quad G_{Bh} = G'_{bh} - G_h, \quad G'_{Ch} = G_{ch} - G_h. \tag{41}$$

Warunkiem symetrii będzie spełnienie warunków

$$G_{Ah} + \gamma^2 G_{Bh} + \gamma G_{Ch} = 0 \quad \text{brak składowej zerowej,} \tag{42}$$

$$G_{Ah} + \gamma G_{Bh} + \gamma^2 G_{Ch} = 0 \quad \text{brak składowej przeciwnej.} \tag{43}$$

Przeprowadźmy kompensację składowej zerowej prądu asymetrii za pomocą obwodów LC włączonych pomiędzy przewód zerowy i daną fazę. Musi być wówczas spełniony warunek

$$j_k B_{ah} + G_{Ah} + \gamma^2(G_{Bh} + j_k B_{bh}) + \gamma(G_{Ch} + j_k B_{ch}) = 0 \tag{44}$$

i jednocześnie narzucamy warunek, że elementy kompensujące nie mogą pobierać mocy biernej, zatem

$$k^B_{ah} + k^B_{bh} + k^B_{ch} = 0. \tag{45}$$

Spełnienie warunków (44), (45) prowadzi do układu trzech równań o trzech niewiadomych k^B_{ah}, k^B_{bh} i k^B_{ch}.
Po rozwiązaniu, otrzymujemy:

$$k^B_{ah} = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G_{Bh} - G_{Ch}) = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G'_{bh} - G'_{ch}),$$

$$k^B_{bh} = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G_{Ch} - G_{Ah}) = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G'_{ch} - G'_{ah}), \tag{46}$$

$$k^B_{ch} = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G_{Ah} - G_{Bh}) = \frac{1}{\sqrt{3}}\,(G'_{ah} - G'_{bh}).$$

Wypełnienie warunku (42) przy jednoczesnym spełnieniu warunku (43) nie jest możliwe poprzez włączenie elementów kompensacyjnych w gwiazdę jak poprzednio. Należy je włączyć na napięcie międzyprzewodowe i narzucić warunek

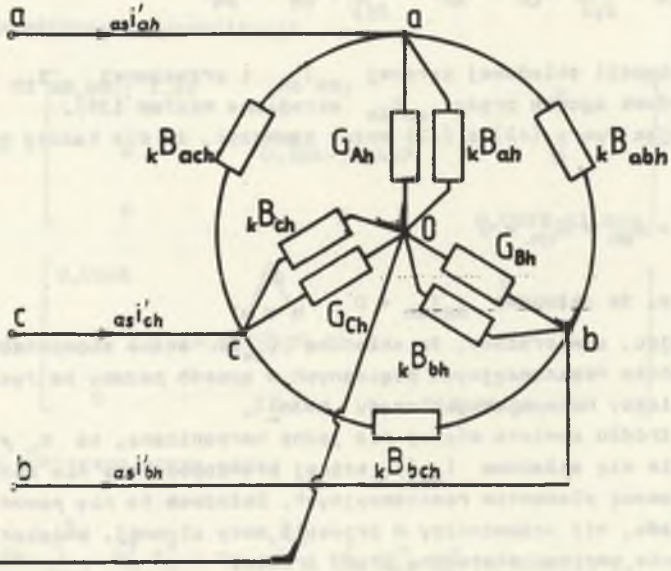
$$k^B_{abh} + k^B_{ach} + k^B_{bch} = 0. \tag{47}$$

Układ kompensujący zarówno składową zerową, jak i przeciwną przedstawiony jest na rys. 4. Wyrażając prądy w poszczególnych fazach dla rys. 4 poprzez napięcia odpowiednich faz otrzymujemy:

$$ {}_{as}I'_{ah} = \left[G_{Ah} + j_k B_{ah} + j_k B_{abh}(1-\gamma^2) - j_k B_{ach}(\gamma-1)\right] U_{ah} = Y'_{Ah} U_{ah}, \tag{48} $$

$$ {}_{as}I'_{bh} = \left[G_{Bh} + j_k B_{bh} + j_k B_{bch}(1-\gamma^2) - j_k B_{abh}(\gamma-1)\right] U_{bh} = Y'_{Bh} U_{bh}, \tag{49} $$

$$ {}_{as}I'_{ch} = \left[G_{Ch} + j_k B_{ch} + j_k B_{ach}(1-\gamma^2) - j_k B_{bch}(\gamma-1)\right] U_{ch} = Y'_{Ch} U_{ch}. \tag{50} $$



Rys. 4

Fig. 4

Przechodząc na składowe symetryczne, otrzymujemy:

$$ {}_{as}I_{0h} = \frac{1}{3}\left(Y'_{Ah} + \gamma^2 Y'_{Bh} + \gamma Y'_{Ch}\right) U_{1h}, $$

$$ {}_{as}I_{1h} = \frac{1}{3}\left(Y'_{Ah} + Y'_{Bh} + Y'_{Ch}\right) U_{1h}, $$

$$ {}_{as}I_{2h} = \frac{1}{3}\left(Y'_{Ah} + \gamma Y_{Bh} + \gamma^2 Y'_{Ch}\right) U_{1h}. $$

Spełnienie warunku

$$Y'_{Ah} + \gamma Y_{Bh} + \gamma^2 Y'_{Ch} = 0 \tag{51}$$

i warunku (47) prowadzi do wyznaczenia szukanych wartości susceptancji układów kompensujących połączonych w trójkąt poprzez wartości G_{Ah}, G_{Bh}, G_{Ch}.

$$\begin{aligned} {}_{k}B_{abh} &= \frac{2}{3\sqrt{3}}(G_{Ah} - G_{Bh}) = \frac{2}{3\sqrt{3}}(G'_{ah} - G'_{bh}), \\ {}_{k}B_{bch} &= \frac{2}{3\sqrt{3}}(G_{Bh} - G_{Ch}) = \frac{2}{3\sqrt{3}}(G'_{bh} - G'_{ch}), \\ {}_{k}B_{ach} &= \frac{2}{3\sqrt{3}}(G_{Ch} - G_{Ah}) = \frac{2}{3\sqrt{3}}(G'_{ch} - G'_{ah}) \end{aligned} \tag{52}$$

Po eliminacji składowej zerowej ${}_{as}I_{oh}$ i przeciwnej ${}_{as}I_{2h}$ pozostaje tylko składowa zgodna prądu ${}_{as}I_{1h}$ określona wzorem (39).
Wykorzystując wzory (41) i (37) można zauważyć, że dla każdej harmonicznej

$$G_{Ah} + G_{Bh} + G_{Ch} = 0 \tag{53}$$

co powoduje, że składowa ${}_{as}I_{1h} = 0 \quad h \in N$.

Reasumując, stwierdzamy, że składową $({}_{as}i)$ można skompensować za pomocą elementów reaktancyjnych włączonych w sposób podany na rys. 4 dla dowolnej liczby harmonicznych rzędu $h=3n\pm1$.

Jeżeli źródło zawiera więcej niż jedną harmoniczną, to $G_h \neq G$ i wówczas pojawia się składowa $({}_{ds}i)$, której prawdopodobnie nie można skompensować za pomocą elementów reaktancyjnych. Składowa ta nie powoduje asymetrii układu, nie uczestniczy w przesyle mocy czynnej, zwiększa tylko niepotrzebnie wartość skuteczną prądu źródła.
Przedstawione powyżej rozważania zilustrowane są prostym przykładem.

Przykład

Rozważmy odbiornik trójfazowy przedstawiony na rys. 1, dla którego $Z_a = R + j\omega L$, $Z_b = j\omega L$, $Z_c = j\omega L$, przy czym $R = 0{,}5\Omega$, $\omega L = 1\Omega$, $\omega M_{ab} = \omega M_{bc} = \omega M_{ac} = 0{,}5\Omega$, $\omega = 1$ rad/s, $u_a(t) = 60\sqrt{2}\,(\cos\omega t + \frac{1}{5}\cos 5\omega t)$, $u_b(t) = u_a(t-T/3)$, $u_c = u_a(t+T/3)$.

Dla układu przedstawionego na rys. 1 macierz admitancyjna (dla poszczególnych harmonicznych, wzór (1)), ma postać

$$Y_1 = \begin{bmatrix} 0{,}72 & -0{,}24 & -0{,}24 \\ -0{,}24 & 0{,}079 & 0{,}08 \\ -0{,}24 & 0{,}08 & 0{,}079 \end{bmatrix} + j \begin{bmatrix} -0{,}96 & 0{,}32 & 0{,}32 \\ 0{,}32 & -1{,}44 & 0{,}56 \\ 0{,}32 & 0{,}56 & -1{,}44 \end{bmatrix} \text{S}, \quad (1a)$$

$$Y_5 = \begin{bmatrix} 0{,}044 & -0{,}0146 & -0{,}0146 \\ -0{,}0146 & 0{,}005 & 0{,}005 \\ -0{,}0146 & 0{,}005 & 0{,}005 \end{bmatrix} + j \begin{bmatrix} -0{,}293 & 0{,}097 & 0{,}097 \\ 0{,}097 & -0{,}299 & 0{,}1 \\ 0{,}097 & 0{,}1 & -0{,}299 \end{bmatrix} \text{S}, \quad (2a)$$

Po przeprowadzonej diagonalizacji

$$Y_1' = \begin{bmatrix} 0{,}96-j\,1{,}28 & 0 & 0 \\ 0 & 0{,}366-j2{,}157 & 0 \\ 0 & 0 & 0{,}0072-j1{,}603 \end{bmatrix} \text{S}, \quad (3a)$$

$$Y_5' = \begin{bmatrix} 0{,}0586 & 0 & 0 \\ 0 & 0{,}0072-j0{,}38 & 0 \\ 0 & 0 & 0{,}0123-j0{,}414 \end{bmatrix} \text{S}. \quad (4a)$$

Moc czynna pobierana przez układ

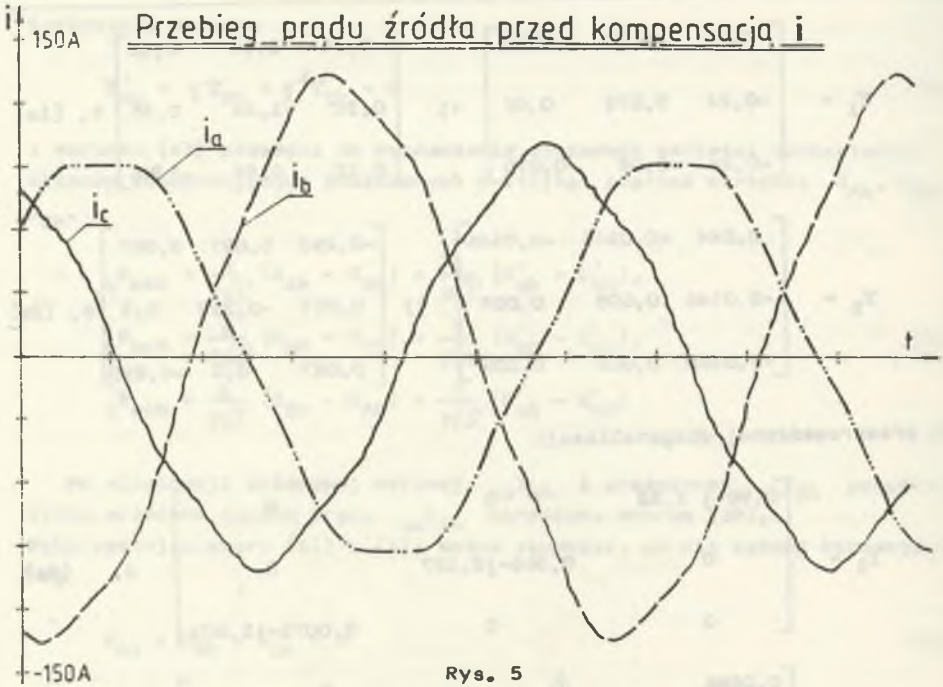
$$P = \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{5} U_h^T I_h^* = \mathrm{Re} \sum_{h=1}^{5} U_h^T Y_h^* U_h^* = 4609{,}16 \text{ W}. \quad (5a)$$

Równoważne konduktancje (9), (13)

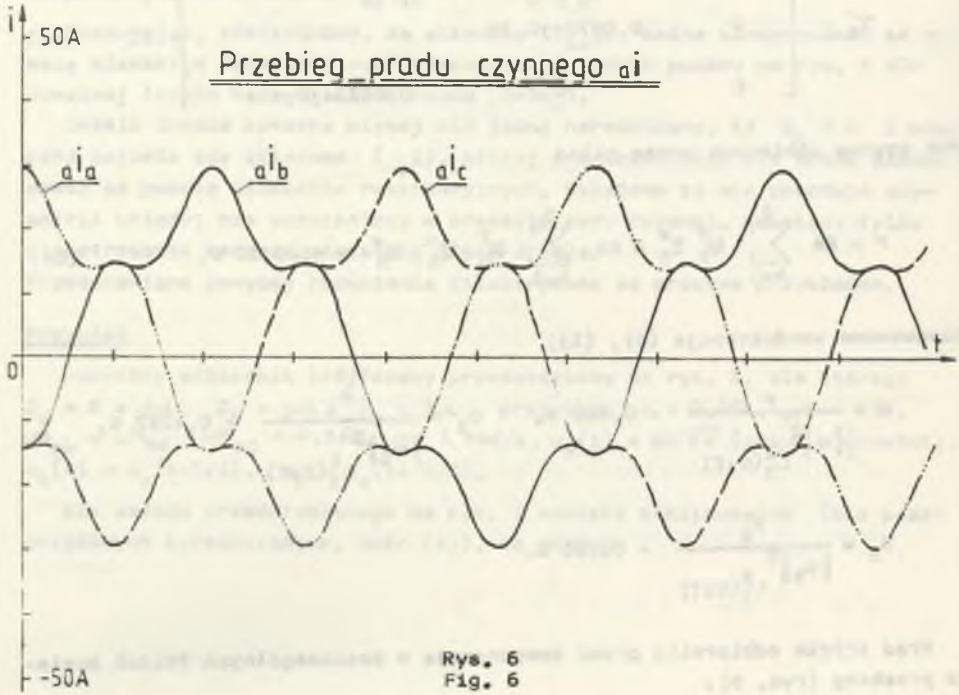
$$G = \frac{P}{\|u\|^2_{L_3^2(0;T)}} = 0{,}410 \text{ S}, \qquad G_1 = \frac{P_1}{\|u_1\|^2_{L_3^2(0;T)}} = 0{,}4257 \text{ S},$$

$$G_5 = \frac{P_5}{\|u_5\|^2_{L_3^2(0;T)}} = 0{,}026 \text{ S}.$$

Prąd źródła odbiornika przed kompensacją w poszczególnych fazach posiada przebieg (rys. 5):



Rys. 5
Fig. 5



Rys. 6
Fig. 6

$$i_a(t) = \sqrt{2}\,(57{,}6\cos\omega t + 76{,}8\sin\omega t + 0{,}703\cos 5\omega t + 4.68\sin 5\omega t),$$

$$i_b(t) = \sqrt{2}\,(-123{,}66\cos\omega t - 44{,}64\sin\omega t + 3{,}9\cos 5\omega t - 2{,}35\sin 5\omega t),$$

$$i_c(t) = \sqrt{2}\,(84{,}74\cos\omega t - 45{,}5\sin\omega t - 4{,}38\cos 5\omega t - 2{,}35\sin 5\omega t).$$

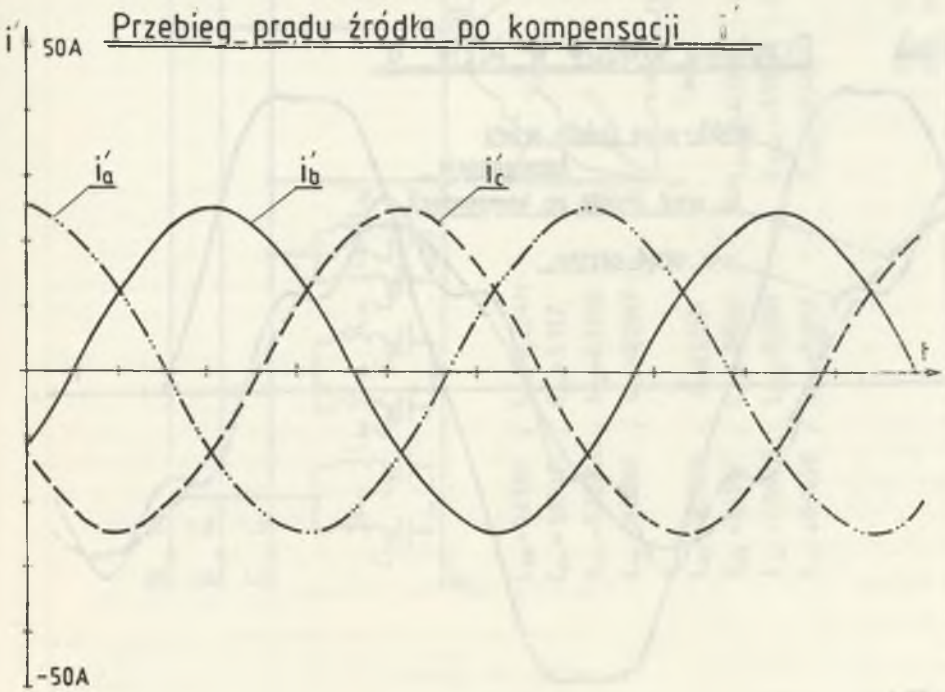
Składowa czynna $({}_a\mathbf{i})$, która powtarza napięcie zasilania w skali 0,410 wyrażona wzorami podana jest na rys. 6:

$${}_a i_a(t) = \sqrt{2}\,(24{,}6\cos\omega t + 0{,}92\cos 5\omega t),$$

$${}_a i_b(t) = \sqrt{2}\,(-12{,}29\cos\omega t + 21{,}2\sin\omega t - 2{,}45\cos 5\omega t - 4{,}24\sin 5\omega t),$$

$${}_a i_c(t) = \sqrt{2}\,(-12{,}29\cos\omega t - 21{,}2\sin\omega t - 2{,}45\cos 5\omega t + 4{,}24\sin 5\omega t).$$

Dokonując kompensacji składowych $({}_r\mathbf{i})$ oraz $({}_{as}\mathbf{i})$ (za pomocą dwójników LC wg procedury przedstawionej w artykule) prąd źródła po kompensacji w poszczególnych fazach posiada przebieg (rys. 7):



Rys. 7
Fig. 7

$$i'_a(t) = \sqrt{2}\,(25{,}54\cos\omega t + 0{,}312\cos 5\omega t)$$

$$i'_b(t) = \sqrt{2}\,(-12{,}76\cos\omega t + 22{,}01\sin\omega t - 0{,}155\cos 5\omega t - 0{,}268\sin 5\omega t),$$

$$i'_c(t) = \sqrt{2}\,(-12{,}26\cos\omega t - 22{,}01\sin\omega t - 0{,}155\cos 5\omega t + 0{,}268\sin 5\omega t).$$

Na rys. 8 przedstawiono przebiegi prądów źródła w fazie a:

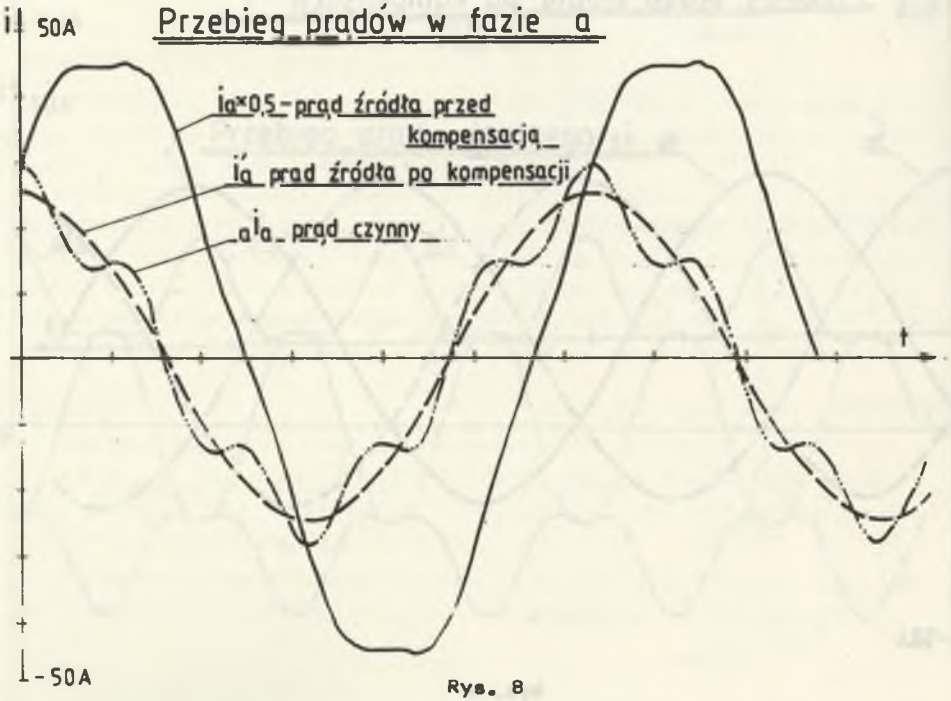
$i_a(t)$ - przed kompensacją,

$i'_a(t)$ - po kompensacji,

${}_a i_a(t)$ - składowej czynnej odpowiedzialnej za przemysł mocy czynnej.

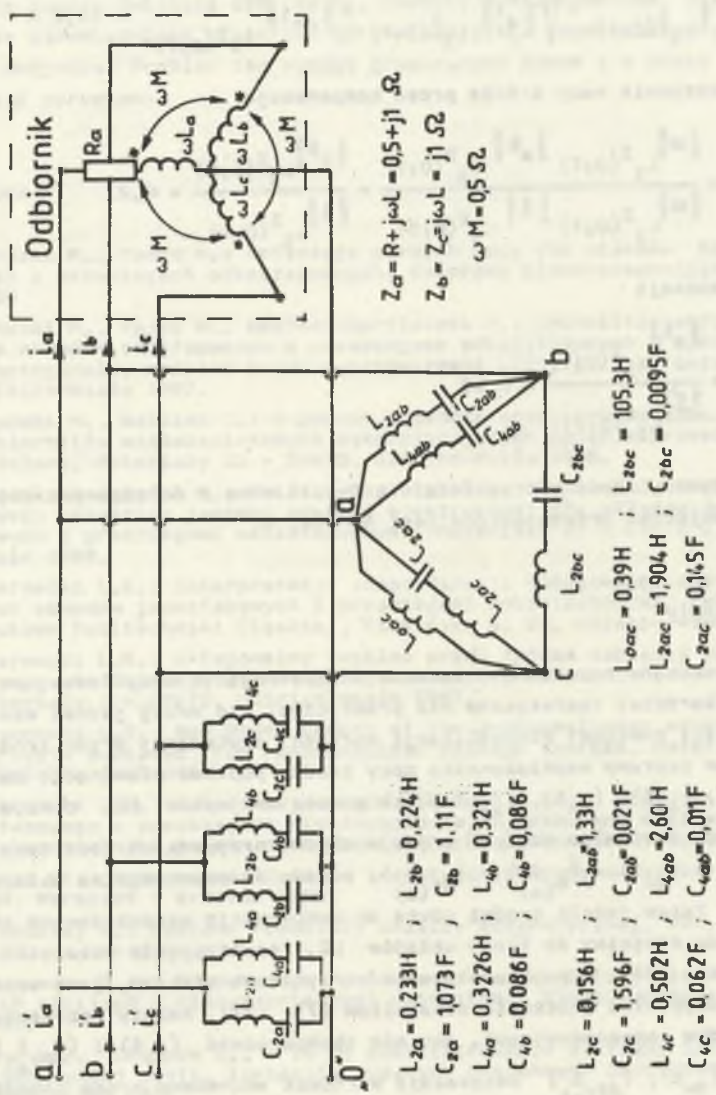
Wartość skuteczna prądu źródła przed kompensację wynosi

$$\|i\|_{L_3^2(0;T)} = \sqrt{\|{}_a i\|^2_{L_3^2(0;T)} + \|{}_r i\|^2_{L_3^2(0;T)} + \|{}_{as} i\|^2_{L_3^2(0;T)} + \|{}_{ds} i\|^2_{L_3^2(0;T)}} \approx 189{,}14\ \mathrm{A}$$



Rys. 8

Fig. 8


Odbiornik
Ra
ωLa
ωLb
ωLc
ωM
ωM
ωM
ia
ib
ic
a
b
c
0
L2a
C2a
L4a
C4a
L2b
C2b
L4b
C4b
L2c
C2c
L4c
C4c
L2a = 0,233H ; L2b = 0,224H
C2a = 1,073F ; C2b = 1,11F
L4a = 0,3226H ; L4b = 0,321H
C4b = 0,086F ; C4b = 0,086F
L2c = 0,156H ; L2ab = 1,33H
C2c = 1,596F ; C2ab = 0,021F
L4c = 0,502H ; L4ab = 2,60H
C4c = 0,062F ; C4ab = 0,011F
Za = R + jωL = 0,5 + j1 Ω
Zb = Zc = jωL = j1 Ω
ωM = 0,5 Ω
L0ac
C0ac
L2ac
C2ac
L2ab
C2ab
L4ab
C4ab
C2bc
L2bc
L0ac = 0,39H ; L2bc = 105,3H
L2ac = 1,904H ; C2bc = 0,0095F
C2ac = 0,14SF

Rys. 9
Fig. 9

Wartość skuteczna prądu czynnego $\|{}_a i\|_{L_3^2(0;T)} = 43{,}45$ A.

Wartość skuteczna prądu źródła po kompensacji

$$\|i'\|_{L_3^2(0;T)} = \sqrt{\|{}_a i\|^2_{L_3^2(0;T)} + \|{}_{ds} i\|^2_{L_3^2(0;T)}} = 44{,}2 \text{ A}$$

stąd współczynnik mocy źródła przed kompensacją

$$\lambda_1 = \frac{\|u\|_{L_3^2(0;T)} \|{}_a i\|_{L_3^2(0;T)}}{\|u\|_{L_3^2(0;T)} \|i\|_{L_3^2(0;T)}} = \frac{\|{}_a i\|_{L_3^2(0;T)}}{\|i\|_{L_3^2(0;T)}} = 0{,}23$$

a po kompensacji

$$\lambda_2 = \frac{\|{}_a i\|_{L_3^2(0;T)}}{\|i'\|_{L_3^2(0;T)}} = 0{,}98$$

Rozpatrywany obwód w przykładzie z rys. 1 wraz z dołączonymi dwójnikami kompensującymi przedstawiony jest na rys. 9.

Zakończenie

Przeprowadzone rozważania, łącznie z ilustrującym przykładem, mają znaczenie bardziej teoretyczne niż praktyczne, nie mniej jednak wskazują na możliwości znacznej minimalizacji wartości skutecznej prądu źródła, a tym samym poprawy współczynnika mocy źródła poprzez eliminację składowych $({}_r i)$, $({}_{as} i)$, $({}_{rs} i)$, $({}_{as} i_{(s)})$ za pomocą dwójników LC. Otrzymana w ten sposób minimalna wartość prądu w obydwu przypadkach jest taka sama, gdyż $({}_a i) + ({}_{ds} i) = ({}_a i_{(s)}) + ({}_{ds} i_{(s)})$, pomimo że poszczególne składowe są różne. Zatem jeżeli środki użyte do kompensacji niepożądanych składowych prądu zawęzimy do klasy układów LC, to przyjęcie wskaźnika (7) czy wskaźnika (21), z punktu widzenia otrzymanych efektów, jest takie samo. Aby uwypuklić znaczenie wskaźników (7), (21), należy rozszerzyć klasę układów kompensacyjnych, aby móc skompensować $({}_{ds} i)$ i $({}_{ds} i_{(s)})$. Składowe $({}_{ds} i)$, $({}_{ds} i_{(s)})$ zwiększają wartości skuteczne prądu źródła ponad składowe $({}_a i)$, $({}_a i_{(s)})$ niezbędne dla dostarczenia mocy czynnej do odbiornika, nie wpływają one jednak na asymetrię rozpływu prądów (10), (17), (22), (27).

Ze sposobu przeprowadzonej syntezy wynika, że dla tych samych wartości Y_h istnieje wiele różnych struktur dwójników kompensujących. Ważnym czynnikiem doboru takiej, a nie innej struktury może być koszt, dokładność wykonania danego dwójnika czy też np. aspekty wrażliwościowe. Dopiero przyjęcie odpowiedniego kryterium optymalizującego zapewniłoby wybór optymalnego dwójnika. Problem ten wymaga gruntownych badań i w pracy w ogóle nie został poruszony.

LITERATURA

[1] Brodzki M., Pasko M.: Definicje pewnych mocy dla układów wielofazowych o przebiegach odkształconych. Rozprawy Elektrotechniczne z.1, 1989

[2] Brodzki M., Pasko M., Umińska-Bortliczek M.: Jednolita teoria mocy dla obwodów trójfazowych o przebiegach odkształconych w oparciu o ortogonalny rozkład prądu w przestrzeni $L_3^2(0;T)$. Materiały X -SPETO, Gliwice-Wisła 1987.

[3] Brodzki M., Walczak J.: O pewnym sposobie oceny prądów odkształconych odbiorników wielozaciskowych wykorzystujących pojęcie przestrzeni Sobolewa. Materiały XI - SPETO, Gliwice-Wisła 1988.

[4] Brodzki M., Pasko M., Umińska-Bortliczek M., Walczak J.: Propozycja nowego wskaźnika jakości energii elektrycznej dla układów dwuzaciskowych z przebiegami odkształconymi. Materiały XI - SPETO Gliwice-Wisła 1988.

[5] Czarnecki L.S.: Interpretacja identyfikacji właściwości energetycznych obwodów jednofazowych z przebiegami odkształconymi. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 91, Gliwice 1984.

[6] Czarnecki L.S.: Ortogonalny rozkład prądu źródła napięcia odkształconego zasilającego asymetryczny nieliniowy odbiornik trójfazowy. Materiały X - SPETO, Gliwice-Wisła 1987.

[7] Czarnecki L.S.: New Power theory of the 3-phase-linear asymmetrical circuits supplied from nonsinusoidal voltage sources. Materiały ISCAS'88, Finlandia.

[8] Czarnecki L.S.: Kompensacja prądu biernego i prądu asymetrii układu 3-fazowego z przebiegami niesinusoidalnymi. Wiosenne seminarium elektrotechniki prądów niesinusoidalnych, Zielona Góra 1989.

[9] Fryze St.: Wybrane zagadnienia teoretycznych podstaw elektrotechniki, PWN, Warszawa - Wrocław 1966.

[10] Kołodziej W.: Wybrane rozdziały analizy matematycznej. PWN, Warszawa 1970.

[11] Kuzniecow B.Z.: Kompensacja rieaktiwnoj moszcznosti w elektriczeskich sjetjach z niesymetricznymi nagruzkami. Elektriczestwo no 2, 1983.

[12] Minc M.J., Czinkow B., Grib O: Simietrirowanie sistiemy tokow triechfaznoj sieti. Izwiestia Wysszych Uczieb nych Zawiedienij, Energietika 1984.

[13] Nowomiejski Z.: Moc i energia elektryczna w układach elektrycznych o dowlnie ustalonych przebiegach. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 15, Gliwice 1963.

[14] Pasko M., Walczak J.: Metoda syntezy układów kompensacji składowej reaktancyjnej prądu odbiornika dwuzaciskowego zasilanego napięciem odkształconym. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z.113 Gliwice 1991.

[15] Pasko M.: Dobór dwójników kompensujących składowę reaktancyjną prądu odbiornika liniowego zasilanego napięciem odkształconym. Materiały XII - SPETO. Gliwice-Wisła 1989.

[16] Pasko M.: Kompensacja składowych prądu odbiornika trójfazowego zasilanego przez symetryczne źródło napięcia odkształconego. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Elektryka z. 115 (w druku).

[17] Piróg St.: Symetryzacja trójfazowych odbiorników energii elektrycznej. Skrypt nr 1122, AGH, Kraków 1988.

[18] International Conference on Harmonics in Power Systems. Worcester Politechnic Institute and IEEE Worcester County Section Massachusetts. October 1984.

[19] Jakość zasilania z układów sieciowych. Materiały Międzynarodowego Sympozjum. Gliwice - Kozubnik 1986.

[20] Jakość energii elektrycznej w warunkach krajowego systemu elektroenergetycznego. Materiały konferencji naukowo-technicznej, Łódź 1987.

Recenzent: Doc. dr hab. inż. Maciej Siwczyński

Wpłynęło do Redakcji dnia 15 listopada 1989 r.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЕНСАЦИИ НЕЖЕЛАТЕЛЬНЫХ СЛАГАЕМЫХ ТОКА ТРЁХФАЗНОГО ПРИЁМНИКА ПИТАЮЩЕГОСЯ СИММЕТРИЧНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ

Р е з ю м е

Данная работа является продолжением работ автора, которых главная цель - минимализация тока несинусоидального трёхфазного источника с помощью реактивных двухполюсников LC. На основе ортогонального разложения тока трёхфазного приёмника в некотором Гильбертовом и Соболева пространстве для его ортогональных слагаемых - даётся синтез структур компенсирующих реактивную слагаемую $_{r}i$, $_{r(s)}i$. В работе представлен также способ компенсации слагаемых $_{as}i$, $_{as(s)}i$, создающих фазовую асимметрию проводимости приёмника для данной гармоники, с помощью реактивных двухполюсников для заданного числа гармоник ряда $3n\pm1$. Предоставлен простой пример синтеза двухполюсников компенсирующих слагаемую $_{r}i$, $_{as}i$.

ESTIMATION OF THE POSSIBILITY OF THE COMPENSATION
OF UNWANTED CURRENT COMPONENTS OF A SYMMETRIC
3-PHASE PERIODICAL NONSINUSOIDAL VOLTAGE
SOURCE LOADED WITH LINEAR LOAD

S u m m a r y

This is the continuation of the author's earlier works concerning minimization of the current of periodical nonsinusoidal source loaded with linear load with the use of reactive elements and at a given active power of the load. On the base of orthogonal decomposition of the load current in Hilbert's space and Sobolev's space and taking into account the fact that every asymmetric 3-phase network supplied from asymmetric source can be symmetrized by means of passive networks the symmetrization has bean carried out so the components ${}_{as}i$, ${}_{as}i_{(s)}$ responsible for phase asymmetry of the load have been eliminated. The elimination of the reactive components ${}_{r}i$, ${}_{r}i_{(s)}$ has been done too.
The synthesis procedure of reactive two-poles used for the elimination of the above mentioned components has been described in the paper.
A simple example has been included.