

Janusz WALCZAK

O DEKOMPOZYCJI PRĄDU RZECZYWISTEGO ŹRÓDŁA NAPIĘCIA ODKSZTAŁCONEGO I
MOŻLIWOŚCI JEGO ORTOGONALIZACJI

Streszczenie. Artykuł stanowi kontynuację prac dotyczących zastosowania metod optymalizacji w teorii mocy układów z przebiegami odkształconymi, które oparte są na koncepcji S. Fryzego ortogonalnej dekompozycji prądu źródła.

W pracy zbadano warunki wystarczające rozwiązania (postawionego wcześniej) problemu minimalizacji kwadratu normy Sobolewa dla prądu źródła, przy ograniczeniu równościowym na moc czynną doprowadzaną do odbiornika. Wykazano, że warunki te są zawsze spełnione, gdy nie jest wymagany stan dopasowania energetycznego źródła do odbiornika dla wszystkich harmonicznych SEM źródła.

Modyfikując ograniczenia na wymieniony wyżej problem minimalizacji, uzyskano nowy rozkład ortogonalny prądu źródła napięcia odkształconego zasilającego odbiornik.

1. WSTĘP

Problem dekompozycji prądu rzeczywistego źródła napięcia odkształconego, zasilającego odbiornik dwuzaciskowy, był rozpatrywany w pracach [6], [8]. Dla układu podanego na rys. 1 rozwiązano problem minimalizacji prądu źródła:

$$\min (\|i\|_{W_{2,\alpha}^2})^2, \quad i \in W_{2,\alpha}^2(0,T) \quad (1)$$

przy ograniczeniu

$$P = (e - Hi, i)_{L_2}, \quad (2)$$

gdzie:

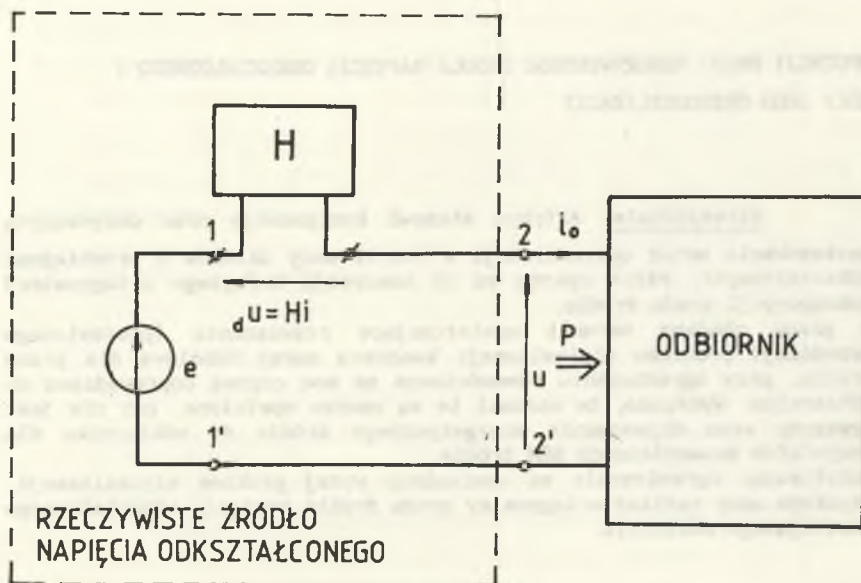
P - zadana moc czynna doprowadzana do odbiornika (rys. 1) ,

$\|\cdot\|_{W_{2,\alpha}^2}$ - norma przestrzeni Sobolewa $W_{2,\alpha}^2(0,T)$ [2],.

H - operator określający napięcie na zaciskach dwójnika, modelującego impedancję wewnętrzną źródła (rys.1), określony wzorem:

$$[H_1](t) = \int_0^{\infty} z(\tau) i(t-\tau) d\tau, \quad (3)$$

$z(\cdot)$ - impulsowa funkcja przejściowa dwójnika.



Rys.1. Schemat układu: rzeczywiste źródło zasilania-odbiornik

Fig.1. Nonideal voltage source of nonsinusoidal waveform supply for two-terminal receiver.

Wykorzystując warunki konieczne ekstremum funkcjonału (1) (przy ograniczeniu (2)), wyznaczono jego punkt stacjonarny, nazywany prądem aktywnym i_a . Prąd ten określa wzór [8]:

$$i_a(t) = G_0 E_0 + \sqrt{2} \sum_{h=1}^{\infty} G_h E_h \exp(jh\omega t), \quad (4)$$

gdzie:

E_h - wartości zespolone skuteczne SEM e źródła zasilającego odbiornik,

G_h ($h \in \{0, \dots, \infty\}$) - współczynniki nazywane konduktancjami zastępczymi [8].

Prąd aktywny a i transportuje zadaną moc czynną P do odbiornika i ustala zadany kompromis [8] pomiędzy minimum wartości skutecznej prądu źródła a minimum jego zniekształceń. Wyróżniony prąd aktywny stanowi rozwiązanie problemu optymalizacji (1), (2), o ile spełnione są warunki wystarczające istnienia minimum tego problemu.

Warunki te zostały podane w pracy [8], lecz problem ich realizowalności nie był rozpatrywany.

Ponadto w pracy [8] rozłożono prąd źródła na trzy składniki:

- aktywny a i, o interpretacji omówionej powyżej,
- reaktancyjny r i, odpowiedzialny za wymianę energii pola EM w układzie: SEM źródła - dwójniki modelujące impedancje źródła i odbiornika,
- rozproszenia s i, wynikły z rozrzutu konduktancji widzianych z zacisków SEM e względem konduktancji zastępczych G_h .

Wykazano, że prądy aktywny i rozproszenia nie są względem siebie ortogonalne zarówno w sensie iloczynu skalarnego przestrzeni $L_2(0, T)$, jak i $W_{2, \alpha}^1(0, T)$ [8]. Umożliwia to zdefiniowanie pojęć mocy biernej i rozproszenia oraz budowę prostopadłościaków mocy, co stanowi istotną różnicę w stosunku do znanych [2] rozkładów prądu źródeł idealnych.

W niniejszym artykule, stanowiącym uzupełnienie pracy [8], przeprowadzono analizę realizowalności warunków wystarczających rozwiązania problemu optymalizacyjnego (1), (2) oraz zbadano możliwości ortogonalizacji prądu źródła rzeczywistego drogą modyfikacji tego problemu.

2. ANALIZA WARUNKÓW WYSTARCZAJĄCYCH ROZWIĄZANIA PROBLEMU MINIMALIZACJI PRĄDU ŹRÓDŁA

Warunki te określa wzór [8]:

$$\bigwedge_{h \in \mathbb{N}} \nabla_h^2 + \lambda \cdot R_h > 0, \quad (5)$$

gdzie:

$$\nabla_h^2 = \sqrt{\alpha_0 + \alpha_1 (h\omega)^2 + \dots + \alpha_l (h\omega)^{2l}}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (6)$$

$\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_l$ - współczynniki wagi występujące w normie przestrzeni Sobolewa $W_{2, \alpha}^1(0, T)$,

h - numer harmonicznej,

l - maksymalny rząd pochodnych występujących w normie przestrzeni Sobolewa,

$R_h = \operatorname{Re}\{Z_h\}$, Z_h - impedancja dwójnika H (rys.1) dla h -tej harmonicznej,

λ^* - rozwiązanie równania określonego wzorem:

$$P = \sum_{h=0}^{\infty} \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} - R_h \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} \right)^2 \right) |E_h|^2. \quad (7)$$

Z założonej pasywności [8] dwójnika H wynika, że warunki określone wzorem (5) będą spełnione, gdy rozwiązania λ^* równania (7) znajdują się w

przedziale $(-\inf_{h \in \mathbb{N}} \left(\frac{V_h^2}{R_h} \right), \infty)$.

Wzór (7) można zapisać następująco:

$$P = F(\lambda) = F^n(\lambda) + \varepsilon(\lambda), \quad n \in \mathbb{N}, \quad (8)$$

gdzie:

$$F^n(\lambda) = \sum_{h=0}^n \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} - R_h \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} \right)^2 \right) |E_h|^2, \quad (9)$$

$$\varepsilon(\lambda) = \sum_{h=n+1}^{\infty} \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} - R_h \left(\frac{\lambda}{2V_h^2 + 2R_h \lambda} \right)^2 \right) |E_h|^2 \quad (10)$$

Ze wzoru:

$$e \in W_{2,\alpha}^1(0,T) \Rightarrow |E_h| \leq \frac{C}{h^\alpha}, \quad \alpha > 1, C \in \mathbb{R}^+, \quad (11)$$

oraz z założenia

$$\sum_{h \in \mathbb{N}} R_h < \infty \quad (12)$$

wynika, że szereg występujący po prawej stronie wzoru (7) spełnia warunki kryterium majoryzacyjnego Weierstrassa, zatem:

$$\bigwedge_{\varepsilon > 0} \bigvee_{N(\varepsilon)} \bigwedge_{\lambda, n > N(\varepsilon)} |F^n(\lambda) - F(\lambda)| < \varepsilon, \quad \lambda \in (\eta - \inf_{h \in \mathbb{N}} \left(\frac{V_h^2}{R_h} \right), \infty), \quad \eta > 0 \quad (13)$$

Ze wzoru (13) wynika, że operacja F jest prawie skończenie wymiarowa [4], a więc można ją przybliżyć z dowolną dokładnością skończenie wymiarową

operacją F^n .

Drogą prostych obliczeń można wykazać, że:

- w przedziale $(-\inf_{h \in \mathbb{N}} \left(\frac{V_h^2}{R_h} \right), \infty)$ operacja F^n jest ściśle monotoniczna,
- w przedziale $(0, \infty)$ operacja F^n jest dodatnia,
- właściwości asymptotyczne tej operacji określa wzór

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} F^n(\lambda) = \sum_{h=0}^{\infty} \frac{|E_h|^2}{4R_h} = \sum_{h=0}^{\infty} P_h, \quad (14)$$

gdzie:

P_h - moc czynna maksymalna (dopasowania energetycznego układu źródło-odbiornik), która może być doprowadzona do odbiornika za pomocą h -tej harmonicznej prądu.

Przykładowy wykres funkcji $F^1(\lambda)$ (dla pierwszej harmonicznej), $F^n(\lambda)$ i $F(\lambda)$ przedstawiono na rys.2.

Z wymienionych właściwości operacji F wynika, że jedyne rozwiązanie równania (7), które spełnia warunek wystarczający (5), istnieje zawsze, gdy:

$$P < \sum_{h=0}^{\infty} \frac{|E_h|^2}{4R_h}. \quad (15)$$

Jeśli moc doprowadzana do odbiornika jest mniejsza od mocy dopasowania energetycznego dla wszystkich harmonicznych (co zachodzi dla każdego fizycznie sformułowanego problemu optymalizacji), to warunek wystarczający minimum rozwiązania problemu (1), (2) jest zawsze spełniony.

Przyjmując, że dla $h=0$ $E_0=0$ poprzez rozwiązanie równania

$$P = F^1(\lambda), \quad (16)$$

określone wzorem:

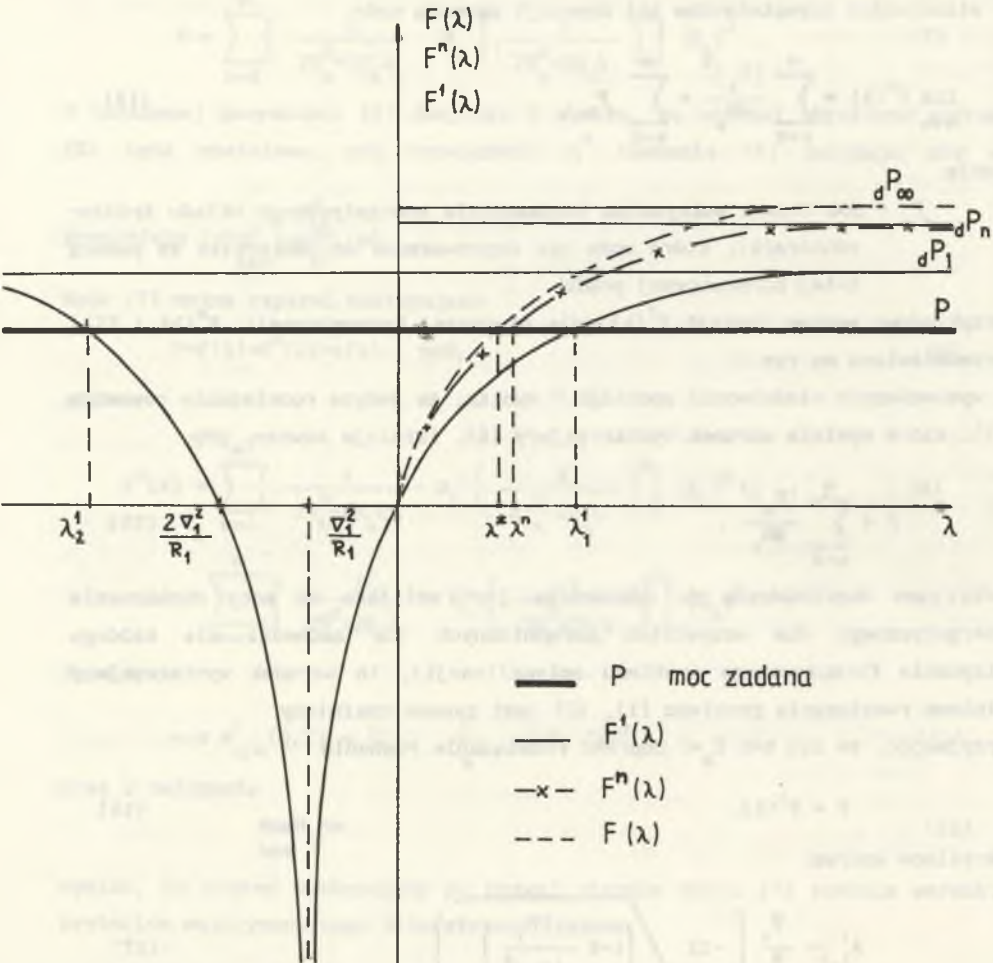
$$\lambda_{1,2}^1 = \frac{V_1}{R_1} \left[-1 \pm \sqrt{\left(1 - 4 \frac{PR_1}{|E_1|^2}\right)^{-1}} \right] \quad (17)$$

można oszacować przedział, w którym znajduje się dokładne dodatnie

rozwiązanie λ^* równanie (7) (por. rys.2). Oszacowanie to określa wzór:

$$\lambda^* \in (0, \lambda_1^1), \quad \lambda_1^1 > 0. \quad (18)$$

Z przedstawionego rozumowania wynika, że warunki wystarczające minimum (5) funkcjonału nie stanowią ograniczeń w rozwiązywaniu problemu (1), (2) dla realizowalnych fizycznie układów: źródła zasilania - odbiornika.



Rys.2. Wykresy funkcji $F^1(\lambda)$, $F^n(\lambda)$, $F(\lambda)$

Fig.2. Graphical functions $F^1(\lambda)$, $F^n(\lambda)$, $F(\lambda)$

3. ORTOGONALNA DEKOMPOZYCJA PRĄDU ŹRÓDŁA

Rozkład prądu źródła na trzy składniki ${}_a i$, ${}_r i$, ${}_s i$ [8] nie jest ortogonalny w sensie iloczynów skalarnych przestrzeni $L^2(0,T)$, $W_{2,\alpha}^1(0,T)$, co stanowi istotną różnicę w stosunku do wyników analizy układów zasilanych z idealnych źródeł napięć odkształconych [2].

Zapewnienie ortogonalności prądów ${}_a i$, ${}_i i$ jest możliwe drogą modyfikacji problemu opisanego wzorami (1), (2), która prowadzi do rozwiązania następującego zadania optymalizacyjnego:

$$\min_i \left(\|i\|_{W_{2,\alpha}^1(0,T)} \right)^2, \quad i \in W_{2,\alpha}^1(0,T) \quad (19)$$

przy czym:

$$(e - Hi, i)_{L_2} = P, \quad (20)$$

$$(i_0 - {}_a i', {}_a i')_{L_2} = 0, \quad i_0 \in W_{2,\alpha}^1(0,T). \quad (21)$$

Oznaczenia przyjęte we wzorach (19), (20), (21) są takie same jak we wzorach (1), (2), natomiast i_0 oznacza całkowity prąd wydawany przez źródło zasilające (rys.1).

Funkcjonał Lagrange'a problemu optymalizacji (19), (20), (21), zapisany w przestrzeni ciągowej l^2 współczynników szeregów Fouriera funkcji napięć i prądów odbiornika względem bazy trygonometrycznej przestrzeni $L^2(0,T)$, posiada postać określoną wzorem:

$$\begin{aligned} L(A_h, B_h, \lambda, \mu) = & \sum_{h=0}^{\infty} V_h^2 (A_h^2 + B_h^2) + \lambda \left(P - \sum_{h=0}^{\infty} (E_{1h} A_h + E_{2h} B_h) + \sum_{h=0}^{\infty} R_h (A_h^2 + B_h^2) \right) - \\ & - \mu \left(- \sum_{h=0}^{\infty} (J_{1h} A_h + J_{2h} B_h) + \sum_{h=0}^{\infty} (A_h^2 + B_h^2) \right), \end{aligned} \quad (22)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} J_h &= A_h - JB_h, \\ E_h &= E_{1h} - JE_{2h}, \\ J_h &= J_{1h} - J_{2h}. \end{aligned} \quad (23)$$

Wielkości J_h oznaczają wartości zespolone skuteczne prądu aktywnego (poszukiwanego rozwiązania problemu (19), (20), (21)), a wielkości E_h , J_0 oznaczają wartości zespolone skuteczne SEM źródła i prądu źródła (rys.1).

Ponadto:

$$Z_h = R_h + jX_h = \mathcal{F} \{z(t)\} \Big|_{\omega h}, \quad (24)$$

gdzie funkcję $z(\cdot)$ określa wzór (3), natomiast symbol \mathcal{F} oznacza transformację Fouriera. Mnożniki Lagrange'a występujące we wzorze (22) oznaczono symbolami λ , μ .

Wykorzystując warunki konieczne [1] istnienia ekstremum funkcjonału (22), wyznaczono rozwiązanie problemu (19), (20), (21), określone wzorem:

$$i_1'(t) = G_0 E_0 + G_0 J_0 + \sqrt{2} \sum_{h=1}^{\infty} G_h E_h \exp(jh\omega t) + \sqrt{2} \sum_{h=1}^{\infty} G_h J_0 \exp(jh\omega t), \quad (25)$$

gdzie:

G_0 , G_e - immitancje zastępcze określone wzorami:

$$G_0 = \frac{\lambda^*}{2V_h^2 + 2\lambda^* R_h + 2\mu^*}, \quad (26)$$

$$G_e = \frac{\mu^*}{2V_h^2 + 2\lambda^* R_h + 2\mu^*}.$$

Parametry λ^* , μ^* stanowią rozwiązania układu równań:

$$P = F_1(\lambda, \mu) + \sum_{h=0}^{\infty} \frac{1}{(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu)^2} [(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu) (\lambda |E_h|^2 + \mu (E_h J_0 + E_h J_h) - R_h (\mu^2 |J_0|^2 + \mu \lambda (E_h J_0 + E_h J_h)))] , \quad (28)$$

$$0 = F_2(\lambda, \mu) + \sum_{h=0}^{\infty} \frac{1}{(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu)^2} [(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu) (\lambda |E_h|^2 + \mu (E_h J_0 + E_h J_h)) - (\lambda^2 |E_h|^2 + \lambda \mu (E_h J_0 + E_h J_h))] , \quad (29)$$

który po prostych przekształceniach można przedstawić w postaci wzoru:

$$P = \sum_{h=0}^{\infty} \frac{1}{(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu)^2} [(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu) (\lambda |E_h|^2 + \mu \bar{P}_h) - R_h (u^2 |J_h|^2 + \mu \lambda \bar{P})], \quad (30)$$

$$0 = \sum_{h=0}^{\infty} \frac{1}{(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu)^2} [(2V_h^2 + 2\lambda R_h + 2\mu) (\lambda |J_h|^2 + \lambda \bar{P}_h) - (\lambda^2 |E_h|^2 + \lambda \mu \bar{P})], \quad (31)$$

gdzie:

$$|E_h|^2 = E_{1h}^2 + E_{2h}^2; \quad \bar{P}_h = E_{1h} J_{10h} + E_{2h} J_{20h}; \quad (32)$$

$$|J_h|^2 = J_{10h}^2 + J_{20h}^2. \quad (33)$$

Z analizy warunków wystarczających istnienia minimum [1] funkcjału (24) wynika, że warunki te będą spełnione, gdy mnożniki Lagrange'a λ , μ (stanowiące rozwiązanie układu równań (30), (31)) należą do zbioru $D_{\lambda\mu}$:

$$D_{\lambda\mu} = \{(\lambda, \mu) \in \mathbb{R}^2: \quad h \in \mathbb{N} \quad V_h^2 + \lambda R_h + \mu > 0\}. \quad (34)$$

Zapisując równania (30), (31) w postaci wzorów:

$$P = F_1^n(\lambda, \mu) + \varepsilon_2(\lambda, \mu), \quad (35)$$

$$0 = F_2^n(\lambda, \mu) + \varepsilon_2(\lambda, \mu), \quad (36)$$

gdzie: $F_1^n(\lambda, \mu)$, $F_2^n(\lambda, \mu)$ oznaczają sumy skończonej liczby "n" wyrazów szeregów występujących we wzorach (30), (31) oraz zakładając, że spełnione są warunki określone wzorami (11), (12) i warunek

$$|J_{0h}| \leq \frac{C'}{h^\alpha}; \quad C' \in \mathbb{R}^+, \quad h > 0, \quad \alpha > 1, \quad (37)$$

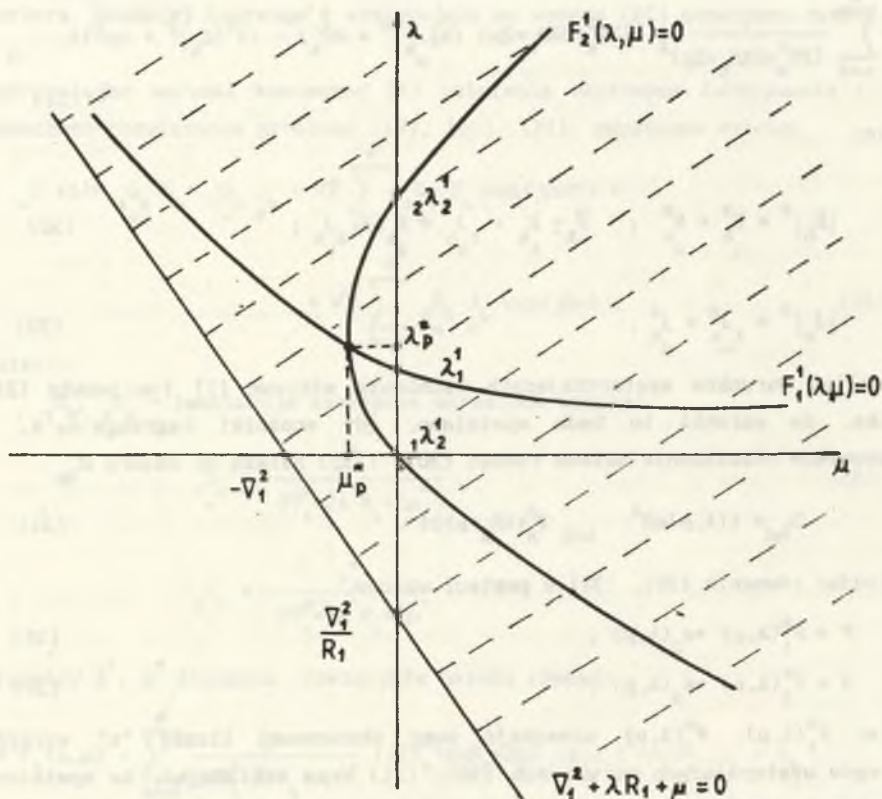
można wykazać wykorzystując pewne twierdzenie o obrocie pola wektorowego [7], że operatory występujące po prawej stronie wzorów (30), (31) są prawie skończenie wymiarowe. Operatory te można przybliżyć z dowolną dokładnością operatorami skończenie wymiarowymi $F_1^n(\lambda, \mu)$, $F_2^n(\lambda, \mu)$.


Oszacowanie rozwiązań równań (35), (36) można uzyskać na podstawie pierwszego (nieliniowego) przybliżenia (dla $h=1$) tych równań określonego wzorami:

$$P = F_1^1(\lambda, \mu) \quad (38)$$

$$0 = F_2^1(\lambda, \mu) \quad (39)$$

Wykorzystując teorię niezmienników stożkowych rzędu 2 [5], można wykazać, że w obszarze $D_{\lambda, \mu}$ wykresy funkcji (38), (39) są hiperbolami usytuowanymi na płaszczyźnie $\mu\lambda$ zgodnie z rys.3.



 - obszar rozwiązań dopuszczalnych

Rys.3. Graficzna ilustracja rozwiązań pierwszego przybliżenia układu równań (32), (33)

Fig.3. Graphical illustration of solutions of the first kind approximations for system of equations (32), (33)

Punkty przecięcia tych hiperbol z osią rzędnych λ spełniają zależności:

$$\left. \begin{aligned} {}_1\lambda_2^1 < \lambda_1^1 < {}_2\lambda_2^1 \\ {}_1\lambda_2^1 > 0, \quad {}_2\lambda_2^1 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

gdzie:

λ_2^1 - stanowi jedyne (por. rozdz.2) rozwiązanie równania

$$P = F_1^1(\lambda, \mu) \quad (41)$$

na dodatniej półosi λ^+ ,

${}_1\lambda_2^1, {}_2\lambda_2^1$ - stanowią rozwiązanie równania

$$0 = F_2^1(\lambda, \mu) . \quad (42)$$

Rozwiązanie (λ_p^*, μ_p^*) równań pierwszego przybliżenia (38), (39) znajduje się zawsze w obszarze:

$$\tilde{D}_{\lambda\mu} = D_{\lambda\mu} \cap \{(\lambda, \mu) \in \mathbb{R}^2: \lambda > 0, \mu < 0\} . \quad (43)$$

Możliwość oszacowania rozwiązań równań (30), (31) oraz lokalizacja tych równań w obszarze $\tilde{D}_{\lambda\mu}$ na podstawie rozwiązań równań (35), (36) wynika z pewnego twierdzenia o perturbacjach operacji nieliniowych ([3], 450). Można wykazać (po żmudnych obliczeniach), że jeśli spełnione są warunki (11), (12), (37), to odległość (euklidesowa $\|\cdot\|_E$) rozwiązań λ_p^*, μ_p^* równań (38), (39), od rozwiązań równań (30), (31) jest rzędu ε , tzn:

$$\bigwedge_{\varepsilon > 0} \bigvee_{\alpha, \beta > 0} \alpha, \beta < \eta \quad \|(\lambda_p^*, \mu_p^*) - (\lambda_p^*, \mu_p^*)\|_E < \varepsilon . \quad (44)$$

Stałe α, β zależą od stałych Lipschitza oraz kresów górnych operacji F_1, F_2 i wyrażają się złożonymi wzorami. Dokładne rozwiązanie równań (30), (31) możliwe jest wyłącznie metodami numerycznymi.

4. WŁAŚCIWOŚCI ORTOGONALNEGO ROZKŁADU PRĄDU ŹRÓDŁA

Prąd aktywny określony wzorem (25) składa się z dwóch składników:

- pierwszego, którego harmoniczne są proporcjonalne do harmonicznych SEM e źródła,

- drugiego, którego harmoniczne są proporcjonalne do harmonicznych zadanego prądu i_0 .

Drugi z wymienionych składników prądu ortogonalizuje sumę tych składników względem prądu $i_0 - a_i'$ (por. wzór (21)).

Wzór (25) można zapisać w postaci

$$i_a'(t) = Y_e E_0 + \sqrt{2} \operatorname{Re} \sum_{h=1}^{\infty} Y_e Y_h E_h \exp(jh\omega t), \quad (45)$$

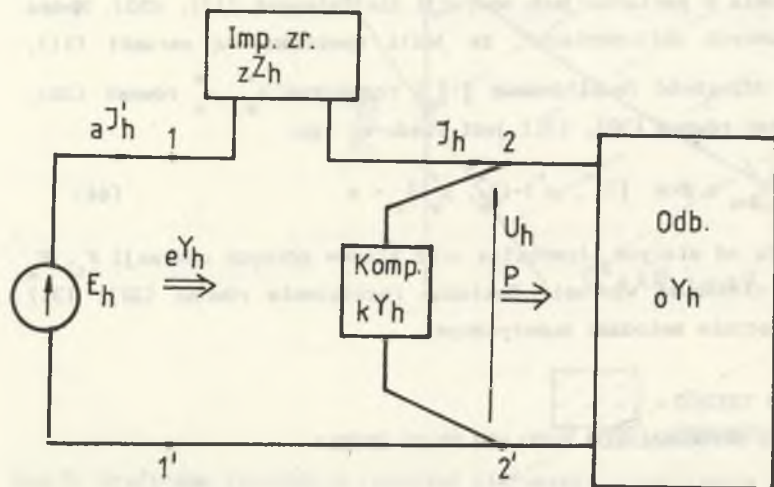
gdzie:

$$Y_e = \frac{\lambda^* + Y_z Y_h \mu^*}{2V_h^2 + 2\lambda^* R_h + 2\mu^*} \quad (46)$$

jest admittancją zastępczą widzianą z zacisków SEM e (1-1') (por. rys.1), dla h-tej harmonicznej,

Y_z - admittancje widziane z zacisków SEM e.

Jeżeli możliwe jest zmodyfikowanie właściwości odbiornika (poprzez dołączenie dwójnika kompensacyjnego o admittancjach Y_k (rys.4)), tak by z zacisków (1-1') widziane były admittancje Y_e , to do odbiornika doprowadzany będzie optymalny (w sensie wzorów (19), (20), (21)) prąd $i_a'(t)$ (rys.4).



Rys.4. Stan optymalny układu: źródło zasilania - odbiornik dla pojedynczej harmonicznej

Fig.4. Optimum state for system: nonideal voltage source-two-terminal receiver, for the first harmonics

Można wykazać, podobnie jak w pracy [8], że dwójnik reaktancyjny LC nie spełnia roli takiego kompensatora. Problem doboru kompensatora posiadającego opisane wyżej właściwości nie jest w pracy rozpatrywany.

Z ortogonalności prądów i_a , $i_0 - i_a$ wynika następujący wzór :

$$S^2 = \|e\|_{L_2}^2 \|i_0\|_{L_2}^2 = \|e\|_{L_2}^2 \|i_a\|_{L_2}^2 + \|e\|_{L_2}^2 \|i_b\|_{L_2}^2 = P_a^2 + Q_b^2, \quad (47)$$

gdzie:

$$i_b = i_0 - i_a.$$

Wzór ten można interpretować jako trójkąt mocy w analogii do wcześniej wprowadzonych [2] prostopodłożcianów mocy. Moce S , P_a , Q_b nie mają bezpośredniego sensu fizycznego i mogą one stanowić pewne wskaźniki oceny prądów i_0 , i_a , i_b . Jeżeli poprzez wspomnianą modyfikację z wykorzystaniem dwójnika o admitancjach Y_{kh} (rys.4) możliwa jest eliminacja prądu i_b , to układ z rys.1 znajduje się będzie w optymalnym stanie pracy (w sensie problemu minimalizacji (19), (20), (21)).

Podsumowanie

1. W artykule wykazano, że problem minimalizacji (w normie przestrzeni $W_{2,\alpha}^1(0,T)$ prądu rzeczywistego źródła napięcia odkształconego, zasilającego odbiornik dwuzaciskowy, posiada zawsze pozytywne rozwiązanie, o ile układ: źródło-odbiornik nie znajduje się w stanie dopasowania energetycznego dla wszystkich harmonicznych SEM źródła.
2. Sformalizowano i rozwiązano również problem minimalizacji prądu źródła (w normie przestrzeni $W_{2,\alpha}^1(0,T)$) przy ograniczeniach równościowych na:
 - moc czynną doprowadzoną do odbiornika,
 - ortogonalność (w normie przestrzeni L_2) rozwiązania problemu minimalizacji, tzn. prądu aktywnego względem różnicy całkowitego prądu źródła i prądu aktywnego.

Podano warunki wystarczające rozwiązania wymienionego problemu. Przedstawiono ponadto nowy rozkład ortogonalny prądu źródła, umożliwiający zdefiniowanie odpowiedniego trójkąta mocy. Przedstawione w artykule oraz w pracach [6], [8] rezultaty pokazują na istotne różnice, jakie wprowadza w teorię układów z przebiegami odkształconymi uwzględnienie założenia o niezerowej impedancji wewnętrznej źródeł napięcia odkształconego.

LITERATURA

- [1] Bertsekas D.P.: Constrained Optymization and Lagrange Multiplier Methods. Acad. Press. NY, 1982.
- [2] Brodzki M., Walczak J., Umińska-Bortliczek M., Pasko M.: Optimierung eines Vorgeschlageren Neuen Qualitätsfaktors Elektrischer Energie. 33 Int. Wiss. Koll. Ilmenau. Okt.1988.
- [3] Krasnosielskij M.A.: Geometriceskije metody nielinejnogo analiza. Nauka, Moskva 1975.
- [4] Kudrewicz J.: Analiza funkcjonalna dla automatyków i elektryków. PWN, Warszawa 1976.
- [5] Leja F.: Geometria analityczna. PWN, Warszawa 1966.
- [6] Siwczyński M.: Optymalizacja warunków energetycznych rzeczywistego źródła napięcia metodami analizy funkcjonalnej. XIII SPETO, Wisła 1990.
- [7] Thompson R.B.: A unifed aproach to local and global fixed point indeces. Adv. in Mith. No 3 pp1-72, 1969.
- [8] Walczak J.: Rozkład prądu odbiornika dwuzaciskowego zasilanego napięciem odkształconym z rzeczywistego źródła napięcia. XIII SPETO, Wisła 1990.

Recenzent: doc.dr inż. Zdzisław Klonowicz

Wpłynęło do Redakcji dnia 4 marca 1991 r.

DECOMPOSITION OF THE CURRENT OF NONIDEAL AND NONSINUSOIDAL VOLTAGE SOURCE AND POSSIBILITIES OF ITS ORTHOGONALIZATION

Summary

The paper is a continuation of the works concerning the application of the optimization methods in the power theory of nonsinusoidal systems, which are based on Fryze's theory of source current orthogonal decomposition. The conditions sufficient to solve the problem (formulated previously) of minimizing the square of Sobolev's norm for the source current, at the constrained on the active power supplied to the receiver have been examined. It has been shown that these conditions are always fulfilled when the matching state of the source and the receiver for all the harmonics of electromotive force (SEM) of the source is not required. Modifying constraints into the minimizing problem mentioned above, a new orthogonal decomposition of nonsinusoidal voltage source supplying the receiver has been obtained.

О ДЕКОМПОЗИЦИИ ТОКА РЕАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА НЕСИНУСОИДАЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО ОРТОГОНАЛИЗАЦИИ

Резюме

Данная статья является продолжением работ связанных с применением методов оптимизации в теории мощности цепей с несинусоидальными цессати, основанных на концепции С. Фризе ортогональной декомпозиции тока источника. Даны необходимые условия для существования решения (сформулированного раньше) проблемы минимизации квадрата нормы Соболева для тока источника три ограничения в виде равенства относящегося к подведенной к приёмнику активной мощности. Показано, что эти условия выполнены тогда, когда не требуется энергетическое согласование истояника к приёмнику, для всех гармонических ЭДС источника.

Модификация ограничений для поставленной выше проблемы оптимизации дает новую ортогональную декомпозицию тока источника несинусидального напряжения питающего приёмник.