ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 401—418

621.313.333

Równania wyjściowe do badań dynamiki trójfazowego silnika indukcyjnego z jednym kondensatorem zasilanego napięciem jednofazowym

ZBIGNIEW STEIN (POZNAŃ)

Instytut Elektrotechniki Przemysłowej Politechniki Poznańskiej

Otrzymano 10.8.1980

Przedstawiono równania różniczkowe opisujące stan dynamiczny trójfazowego silnika indukcyjnego z jednym kondensatorem przyłączonego do jednofazowego źródła napięcia zasilającego. Równania zapisano w układzie naturalnym wielkości fazowych oraz po ich transformacji do układów zastępczych: dwufazowego i składowych symetrycznych. W układzie wielkości naturalnych przewidziano możliwość uwzględniania harmonicznych nieparzystych w krzywej wzbudzenia. Pokazano obliczony na maszynie analogowej MEDA 41 TC przebieg dynamicznej charakterystyki momentu elektromagnetycznego silnika.

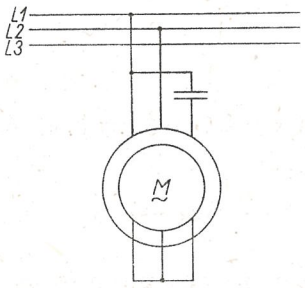
1. WPROWADZENIE

Maszyny indukcyjne trójfazowe charakteryzują się tak wieloma zaletami, że nieustannie zmierza się do rozszerzenia zakresu ich zastosowań. Zaletą tego typu maszyn jest również ich zdolność do pracy silnikowej przy zasilaniu jednofazowym. Załączenie, przy takim zasilaniu, do obwodu stojana np. jednego kondensatora poprawia ruchowe właściwości maszyny.

W pracy przedstawiono równania opisujące procesy dynamiczne zachodzące w silniku indukcyjnym z trójfazowym uzwojeniem stojana, który wraz z jednym kondensatorem przyłączono, w sposób pokazany na rys. 1, do jednofazowego źródła zasilającego. Równania te otrzymano po wprowadzeniu, do podstawowych zależności opisujących procesy elektromagnetyczne i elektromechaniczne maszyn indukcyjnych, związków wynikających z więzów elektrycznych wymuszonych układem połączeń obwodu stojana.

Silnik indukcyjny z trójfazowym uzwojeniem stojana, nazywany silnikiem trójfazowym, jest szczególnym przypadkiem wielouzwojeniowego asynchronicznego elektromechanicznego przetwornika energii o ruchu obrotowym. Do analizy jego pracy przydatny

jest model matematyczny sporządzony w oparciu o teorię obwodów. Model ten wyznaczają, zapisane w postaci fazowej, różniczkowe równania stanu elektromagnetycznego i elektromechanicznego. Układy tych równań otrzymuje się na podstawie bilansu energii przetwornika po wykonaniu działań określonych równaniem Lagrange'a.



Rys. 1. Zasada załączania kondensatora do trójfazowego silnika indukcyjnego zasilanego napięciem jednofazowym

Aby podczas obliczeń procesów dynamicznych silników indukcyjnych posługiwać się dostępnymi maszynami liczącymi, niezbędne jest wprowadzić do równań opisujących zjawiska zachodzące w silnikach szereg założeń upraszczających. Polegają one na:
— pominięciu nasycenia obwodu magnetycznego, strat mocy w rdzeniu i zjawiska naskórkowości,
— przyjęciu, że szczelina powietrzna jest równomierna na całym obwodzie wirnika, a w stojanie i wirniku znajdują się uzwojenia rozmieszczone symetrycznie,
— zastąpieniu krzywej wzbudzenia pola sumą nieparzystych harmonicznych,
— przyjęciu stałej wartości momentu bezwładności mas wirujących oraz współczynnika tłumienia.

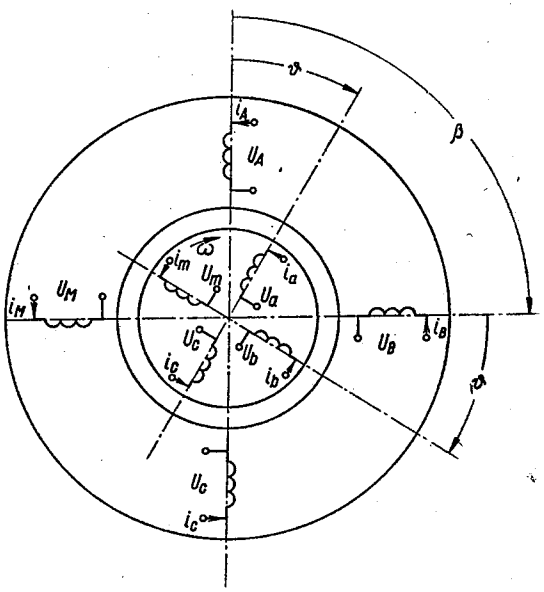
2. POSTAĆ FAZOWA RÓWNAŃ STANU ELEKTROMAGNETYCZNEGO I ELEKTROMECHANICZNEGO MASZYNY INDUKCYJNEJ

Opis matematyczny zjawisk zachodzących w strukturalnie symetrycznym m-fazowym, dwu-uzwojeniowym przetworniku indukcyjnym o ruchu obrotowym ułatwia przedstawiony na rysunku 2 model dwubiegunowy z symetrycznie rozłożonymi w przestrzeni rzeczywistymi uzwojeniami fazowymi stojana oraz wirnika.

Osie poszczególnych uzwojeń fazowych stojana oraz wirnika są przesunięte w przestrzeni o kąt

$$\beta = \left(1+\frac{1}{m}\right)(n-1)\pi, \tag{2.1}$$

gdzie:
n — numer kolejnej fazy uzwojenia,
m — liczba faz.



Rys. 2. Dwubiegunowy model wielofazowego przetwornika asynchronicznego

Oś dowolnej fazy uzwojenia wirnika jest przesunięta w stosunku do osi tej samej fazy uzwojenia stojana o kąt ϑ powiązany z prędkością kątową wirnika modelu dwubiegunowego wzorem

$$\omega = \frac{d\vartheta}{dt}.$$

W maszynie o p parach biegunów prędkość rzeczywista wirowania wirnika

$$\omega_m = \frac{1}{p}\frac{d\vartheta}{dt}.$$

Stan elektromagnetyczny i elektromechaniczny przetwornika z rys. 2 opisują równania:

$$\begin{vmatrix} [u_s(t)] \\ [u_w(t)] \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} [R_s] & \\ & [R_w] \end{vmatrix} \begin{vmatrix} [i_s] \\ [i_w] \end{vmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} [\Psi_s(t), \\ [\Psi_w(t)] \end{vmatrix}, \tag{2.2}$$

$$J\frac{d^2\vartheta}{dt^2} + \left(M_h + T\frac{d\vartheta}{dt}\right) = M(t) = [i_s(t)]_t \frac{\partial}{\partial t}[[L_{sw}][i_w(t)]]. \tag{2.3}$$

W równaniu (2.3) równowagi elektromechanicznej oznaczają:

J — stała wartość wszystkich mas wirujących wraz z wirnikiem,

T — stała wartość współczynnika tłumienia,

M_h — mechaniczny moment hamujący,

M — moment elektromagnetyczny.

Równania (2.2) i (2.3) przetwornika wielofazowego sprowadzają do układu trójfazowego macierze:

$$[u_s] = \begin{bmatrix} u_A \\ u_B \\ u_C \end{bmatrix}, \quad [i_s] = \begin{bmatrix} i_A \\ i_B \\ i_C \end{bmatrix}, \tag{2.4}$$

$$[u_w] = \begin{bmatrix} u_a \\ u_b \\ u_c \end{bmatrix}, \quad [i_w] = \begin{bmatrix} i_a \\ i_b \\ i_c \end{bmatrix}. \tag{2.5}$$

Strumień skojarzony $[\Psi]$ występujący w równaniu (2.2) wiąże z prądami fazowymi $[i]$ poszczególnych uzwojeń związek

$$[\Psi] = [L]\,[i]. \tag{2.6}$$

Po podstawieniu do niego mierzalnych parametrów maszyny można zapisać

$$\begin{bmatrix} [\Psi_s(t)] \\ [\Psi_w(t)] \end{bmatrix} = \left[\begin{bmatrix} [L_{rs}] & \\ & [L_{rw}] \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [L_{ss}] & \\ & [L_{ww}] \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} & [L_{ws}] \\ [L_{sw}] & \end{bmatrix} \right] \begin{bmatrix} [i_s] \\ [i_w] \end{bmatrix}, \tag{2.7}$$

gdzie:

$[L_{rs}]$, $[L_{rw}]$ — macierze indukcyjności rozproszenia uzwojeń stojana i wirnika,

$[L_{ss}]$, $[L_{ww}]$ — macierze indukcyjności głównych uzwojeń stojana i wirnika,

$[L_{sw}]$, $[L_{ws}]$ — macierze indukcyjności pomiędzy uzwojeniami stojana i wirnika.

Zdefiniowanie indukcyjności rozproszenia ułatwia wyodrębnienie z prądów fazowych stojana i wirnika składowych zerowych (i_{so}, i_{wo}), jednakowych w każdej fazie, oraz składowych (i'), których suma jest równa zeru. Przy takiej konwencji opisu prądów będzie

$$\begin{aligned} i_A &= i'_A + i_{so}, \\ i_B &= i'_B + i_{so}, \\ i_C &= i'_C + i_{so}, \end{aligned} \tag{2.8}$$

$$\begin{aligned} i_a &= i'_a + i_{wo}, \\ i_b &= i'_b + i_{wo}, \\ i_c &= i'_c + i_{wo}, \end{aligned} \tag{2.9}$$

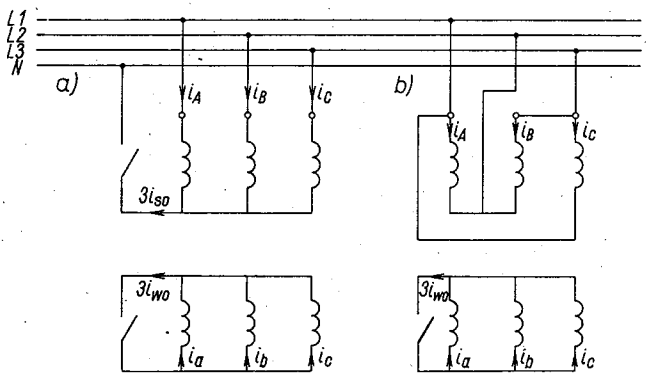
przy czym:

$$i'_A + i'_B + i'_C = 0, \quad i'_a + i'_b + i'_c = 0,$$

$$i_{so} = \frac{1}{3}(i_A + i_B + i_C), \quad i_{wo} = \frac{1}{3}(i_a + i_b + i_c).$$

Przyjęty sposób postępowania ułatwia jednolity opis obwodów stojana o różnych konfiguracjach połączeń oraz obwodów wirników pierścieniowych i klatkowych, sprowadzonych uprzednio do zastępczego układu trójfazowego czteroprzewodowego. Niektóre przypadki połączeń uzwojeń ilustruje rys. 3. Prądy składowe i_{wo} nie występują przy wirniku pierścieniowym. Mogą się natomiast pojawić w równaniach wirników klatkowych, jeśli w krzywej wzbudzenia występują harmoniczne trzecie i jej wielokrotności. W ukła-

dach trójfazowych harmoniczne te są związane ze składowymi zerowymi (i_{so}) prądów stojana. O wystąpieniu składowej i_{so} decyduje sposób skojarzenia oraz połączenia z siecią zasilającą uzwojeń stojana.



Rys. 3. Sposoby łączenia uzwojeń stojana silników indukcyjnych: a) w gwiazdę z przewodem zerowym, b) w trójkąt z odwróconą jedną fazą

Macierze indukcyjności rozproszenia stojana i wirnika, które należy podstawić do równania (2.7), mają postać:

$$[L_{rs}] = \left[\begin{array}{c|c|c} L'_{\sigma s} & L''_{\sigma s} & L''_{\sigma s} \\ \hline L''_{\sigma s} & L'_{\sigma s} & L''_{\sigma s} \\ \hline L''_{\sigma s} & L''_{\sigma s} & L'_{\sigma s} \end{array}\right], \tag{2.10}$$

$$[L_{rw}] = \left[\begin{array}{c|c|c} L'_{\sigma w} & L''_{\sigma w} & L''_{\sigma w} \\ \hline L''_{\sigma w} & L'_{\sigma w} & L''_{\sigma w} \\ \hline L''_{\sigma w} & L''_{\sigma w} & L'_{\sigma w} \end{array}\right], \tag{2.11}$$

gdzie:

$$L'_{\sigma s} = \frac{1}{3}[2L_{\sigma s} + L_{\sigma so}], \quad L'_{\sigma w} = \frac{1}{3}[2L_{\sigma w} + L_{\sigma wo}],$$

$$L''_{\sigma s} = \frac{1}{3}[-L_{\sigma s} + L_{\sigma so}], \quad L''_{\sigma w} = \frac{1}{3}[-L_{\sigma w} + L_{\sigma wo}].$$

Indukcyjności $L_{\sigma so}$ i $L_{\sigma wo}$ są związane z prądami składowymi i_{so}, i_{wo}, podczas gdy indukcyjności $L_{\sigma s}$ oraz $L_{\sigma w}$ wiążą się z prądami składowymi (i').

Indukcyjności główne, po zastąpieniu krzywej wzbudzenia uzwojeń fazowych sumą nieparzystych harmonicznych, wyznacza się na podstawie wzorów:

$$L^{ss}_{ww} = \sum_{k=0}^{\infty} L_{(2k+1)^s_w max} \cdot \cos(2k+1)\left(1+\frac{1}{m}\right)(n-1)\pi, \tag{2.12}$$

$$L_{sw} = \sum_{k=0}^{\infty} L_{(2k+1)sw\,max} \cdot \cos(2k+1)\left[\vartheta \pm \left(1+\frac{1}{m}\right)(n-1)\pi\right], \tag{2.13}$$

$$[L_{sw}] = \sum_{k=0}^{\infty} \begin{bmatrix} L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{4\pi}{3}\right) \\ L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) \\ L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{4\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta \end{bmatrix}, \tag{2.16}$$

$$[L_{ws}] = \sum_{k=0}^{\infty} \begin{bmatrix} L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta & L_{(2k+1)} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta - \frac{4\pi}{3}\right) \\ L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta & L_{(2k+1)} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) \\ L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{4\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) & L_{(2k+1)max} \cdot \cos(2k+1)\vartheta \end{bmatrix}. \tag{2.17}$$

w których:

k — dowolna liczba całkowita,

$L_{(2k+1)max}$ — wartość maksymalna indukcyjności dla $(2k+1)$ harmonicznej.

Macierze indukcyjności stojana i wirnika mają postać:

$$[L_{ss}] = \begin{array}{|c|c|c|} \hline L_s' & L_s'' & L_s'' \\ \hline L_s'' & L_s' & L_s'' \\ \hline L_s'' & L_s'' & L_s' \\ \hline \end{array}, \tag{2.14}$$

$$[L_{ww}] = \begin{array}{|c|c|c|} \hline L_w' & L_w'' & L_w'' \\ \hline L_w'' & L_w' & L_w'' \\ \hline L_w'' & L_w'' & L_w' \\ \hline \end{array}, \tag{2.15}$$

gdzie:

$$L_s' = L_{s1} + L_{s3} + L_{s5} + \ldots,$$

$$L_s'' = -\frac{1}{2} L_{s1} + L_{s3} - \frac{1}{2} L_{s5},$$

$$L_w' = L_{w1} + L_{w3} + L_{w5} + \ldots,$$

$$L_w'' = -\frac{1}{2} L_{w1} + L_{w3} - \frac{1}{2} L_{w5} + \ldots$$

(indukcyjności $L_1, L_3, L_5, \ldots$ odpowiadają poszczególnym harmonicznym krzywej wzbudzenia).

Indukcyjności pomiędzy poszczególnymi fazami uzwojeń stojana i wirnika opisują macierze (2.16) i (2.17):

W symetrycznej maszynie trójfazowej macierze rezystancji uzwojeń, które występują w równaniu (2.2), będą mieć postać

$$[R_s] = \begin{bmatrix} R_s & & \\ & R_s & \\ & & R_s \end{bmatrix}, \quad [R_w] = \begin{bmatrix} R_w & & \\ & R_w & \\ & & R_w \end{bmatrix}. \tag{2.18}$$

Równania (2.2) i (2.3) opisujące procesy dynamiczne zachodzące w maszynie, mimo pominięcia w niej nasycenia obwodu magnetycznego, są równaniami różniczkowymi nieliniowymi dającymi się rozwiązać przy pomocy matematycznych maszyn liczących. Brak rozwiązań tych równań w postaci ogólnej powoduje, że dynamikę maszyny w układzie napędowym można oceniać wyłącznie na podstawie znajomości znacznej liczby wyników obliczeń wykonanych przy różnych wartościach parametrów elektrycznych i mechanicznych. W wielu przypadkach czas obliczeń procesów dynamicznych udaje się skrócić przez zastosowanie zminimalizowanej struktury modelu matematycznego maszyny. Strukturą skróconą, w porównaniu z naturalną zapisaną w postaci fazowej, charakteryzują się niektóre układy zastępcze.

3. TRANSFORMACJA RÓWNAŃ Z POSTACI FAZOWEJ DO UKŁADÓW ZASTĘPCZYCH

Transformacji wielkości naturalnych (fazowych) do układów zastępczych dokonuje się przez wykonanie działań określonych równaniem transformacyjnym

$$[W_z] = [C_{zf}][W_f], \tag{3.1}$$

gdzie:

$[W_z]$ — macierz wielkości w układzie zastępczym,

$[C_{zf}]$ — macierz transformacyjna,

$[W_f]$ — macierz wielkości w układzie naturalnym.

W maszynie trójfazowej wielkości w układzie naturalnym opisują macierze:

$$[W_{fs}] = \begin{bmatrix} W_A \\ W_B \\ W_C \end{bmatrix}, \qquad [W_{fw}] = \begin{bmatrix} W_a \\ W_b \\ W_c \end{bmatrix}.$$

Przedstawiono macierze transformujące wielkości naturalne do układu składowych symetrycznych oraz do układu dwufazowego z uzwojeniem składowej zerowej, jako że te układy wykazują dużą przydatność w badaniach dynamiki trójfazowych silników indukcyjnych zasilanych napięciem jednofazowym. Układ składowych symetrycznych jest szczególnie przydatny przy fizycznej interpretacji zjawisk zachodzących w maszynie, zwłaszcza w stanach niesymetrycznych. Posługując się tym układem udaje się łatwo, przy założeniu $\omega = \text{const}$, uzyskać wzory ogólne dogodne do analizy warunków pracy silnika w stanach ustalonych różniących się od znamionowych. Układ dwufazowy ułatwia modelowanie analogowe maszyny, zwłaszcza przy różnych konfiguracjach uzwojeń stojana. Przyjęte układy zastępcze nie zmieniają struktury równań.

Przetransformowane do układu zastępczego równanie (2.2) stanu elektromagnetycznego będzie

$$\begin{bmatrix} [u_{zs}] \\ [u_{zw}] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [R_s] & \\ & [R_w] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [i_{zs}] \\ [i_{zw}] \end{bmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} [\Psi_{zs}] \\ [\Psi_{zw}] \end{bmatrix}. \tag{3.2}$$

Zastępcze strumienie skojarzone, występujące w równaniu (2.7), określa związek

$$[\Psi_z] = [C_{zf}][L_f][C_{fz}][i_z], \tag{3.3}$$

gdzie:

$[C_{fz}]$ $[C_{zf}]$ = macierz unitarna,

$[L_f]$ — macierz indukcyjności wyznaczona wzorem (2.7).

Moment elektromagnetyczny, wyrażony w wielkościach zastępczych, jaki należy podstawić do równania (2.2) stanu elektromechanicznego, należy obliczyć wg wzoru

$$M(t) = \left[[C_{fz}][i_{zs}(t)]\right]_t \frac{\partial}{\partial \vartheta}[L_{sw}][C_{fz}][i_{zw}(t)]. \tag{3.4}$$

3.1. Transformacja do układu składowych symetrycznych

Wielkości fazowe do układu składowych symetrycznych, przy warunku inwariantności napięć lub prądów, transformuje macierz

$$[C_{kf}] = \frac{1}{3}\begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a & a^2 \\ 1 & a^2 & a \end{bmatrix}. \tag{3.5}$$

Wielkości stojana i wirnika w układzie składowych symetrycznych określają macierze:

$$[W_{ks}] = \begin{bmatrix} W_{os} \\ W_{Is} \\ W_{IIs} \end{bmatrix}, \quad [W_{kw}] = \begin{bmatrix} W_{ow} \\ W_{oI} \\ W_{oII} \end{bmatrix}. \tag{3.6}$$

Transformacji odwrotnej, z wielkości składowych symetrycznych na wielkości fazowe, dokonuje się przez macierz

$$[C_{fk}] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & a^2 & a \\ 1 & a & a^2 \end{bmatrix}. \tag{3.7}$$

Przez transformację do układu składowych symetrycznych można w zwarty sposób przedstawić wiele charakterystycznych parametrów maszyny. Dla przykładu podano wyniki transformacji przeprowadzonej wg wzoru (3.3). Po wykonaniu działań określonych wzorem $[C_{kf}]\,[L_f]\,[C_{fk}]$ macierze indukcyjności rozproszenia otrzymuje się w postaci:

$$[L_{rs}] = \begin{bmatrix} L_{\sigma so} & & \\ & L_{\sigma s} & \\ & & L_{\sigma s} \end{bmatrix}, \qquad [L_{rw}] = \begin{bmatrix} L_{\sigma wo} & & \\ & L_{\sigma w} & \\ & & L_{\sigma w} \end{bmatrix}, \tag{3.8}$$

a macierze indukcyjności głównych uzwojeń stojana oraz wirnika w postaci:

$$[L_{ss}] = \begin{bmatrix} 3L_{s3} & & \\ & 3\frac{3}{2}(L_{s1}+L_{s5}+\ldots) & \\ & & 3\frac{3}{2}(L_{s1}+L_{s5}+\ldots) \end{bmatrix}, \tag{3.9}$$

$$[L_{ww}] = \begin{array}{|c|c|c|}\hline 3L_{w3} & & \\ \hline & 3\frac{3}{2}(L_{s1}+L_{s5}+\ldots) & \\ \hline & & 3\frac{3}{2}(L_{s1}+L_{s5}+\ldots) \\ \hline \end{array}.$$

3.2. Transformacja do układu dwufazowego

Dla transformacji równań z układu naturalnego do zastępczego układu dwufazowego, przy uwzględnianiu wyższych harmonicznych w krzywej wzbudzenia pola oraz składowych zerowych prądów, macierze transformacyjne mają postać bardziej rozbudowaną niż dla układu składowych symetrycznych. Jest to spowodowane koniecznością posługiwania się dodatkowymi uzwojeniami $(e, f, m_{so}, m_{wo}, n_{wo})$ odwzorowującymi zjawiska wywołane wyższymi harmonicznymi pola i składowymi zerowymi. Postać macierzy transformacyjnych można uprościć, jeśli ograniczyć się do przypadków maszyn pierścieniowych i wykluczyć możliwość wystąpienia składowych zerowych prądu w uzwojeniach stojana.

Wielkości fazowe do układu zastępczego, przy warunku inwariantności mocy całkowitej, transformuje macierz

$$[C_{df}] = \sqrt{\frac{2}{3}} \times$$

$$\times \begin{array}{|c|c|c|c|c|c|c|c|}\hline 1 & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & & & & & \\ \hline & \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & & & & & \\ \hline \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} & & & & & \\ \hline & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} & & \\ \hline & & & C_{54} & C_{55} & C_{56} & & \\ \hline & & & & & & \sqrt{\frac{3}{2}}(\cos 3\vartheta + \cos 9\vartheta + \ldots) & -\sqrt{\frac{3}{2}}(\sin 3\vartheta + \sin 9\vartheta + \ldots) \\ \hline & & & & & & \sqrt{\frac{3}{2}}(\sin 3\vartheta + \sin 9\vartheta + \ldots) & \sqrt{\frac{3}{2}}(\cos 3\vartheta + \cos 9\vartheta + \ldots) \\ \hline \end{array}, \quad (3.10)$$

gdzie:

$$C_{44} = \cos\vartheta + \cos 5\vartheta + \ldots,$$

$$C_{45} = \cos\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) + \cos 5\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) + \ldots,$$

$$C_{46} = \cos\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) + \cos 5\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) + \ldots,$$

$$C_{54} = \sin\vartheta + \sin 5\vartheta + \ldots,$$

$$C_{55} = \sin\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) + \sin 5\left(\vartheta + \frac{2\pi}{3}\right) + \ldots,$$

$$C_{56} = \sin\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) + \sin 5\left(\vartheta - \frac{2\pi}{3}\right) + \ldots$$

Wielkości stojana i wirnika w układzie pierwotnym i zastępczym określają macierze:

$$[W_{(w)f}] = \begin{bmatrix} W_A \\ W_B \\ W_C \\ W_a \\ W_b \\ W_c \\ W_e \\ W_f \end{bmatrix}, \tag{3.11}$$

$$[W_{(w)z}] = \begin{bmatrix} \alpha_s \\ \beta_s \\ m_{so} \\ \alpha_w \\ \beta_w \\ m_{wo} \\ n_{wo} \end{bmatrix} \tag{3.12}$$

Jeśli w krzywej wzbudzenia pominąć harmoniczne trzecie i jej wielokrotności w macierzy $[C_{df}]$, znika wiersz n_{wo}, a wiersz m_{wo} w kolumnach 4, 5 oraz 6 przyjmuje wartość $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Zanikają też kolumny W_e, W_f. Jeśli w krzywej wzbudzenia uzwojeń uwzględnić harmoniczną pierwszą oraz trzecią, to po wykonaniu działań określonych wzorem (3.4) otrzyma się następującą postać równania opisującego elektromagnetyczny moment maszyny

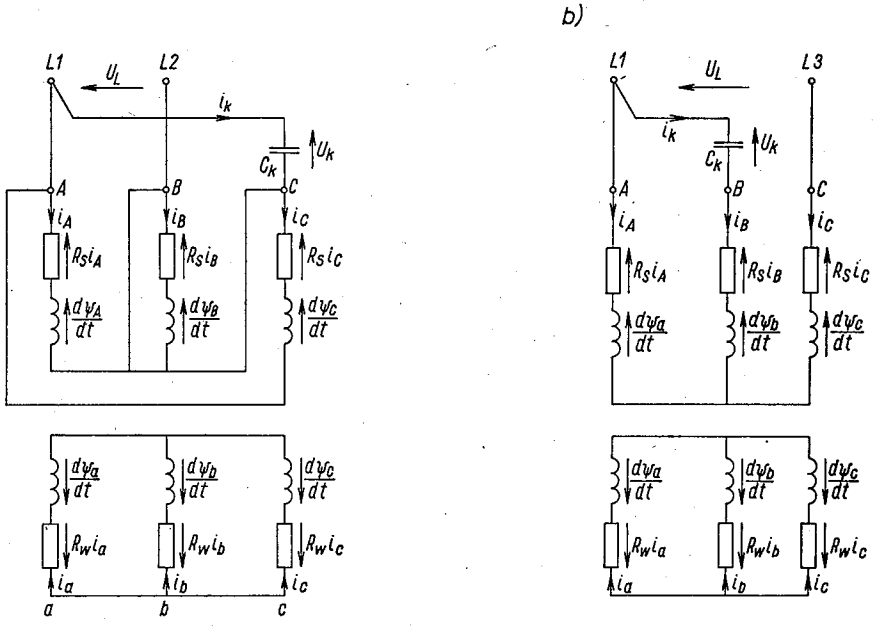
$$M(t) = L_{1\,sw\,max}(i_{\alpha w} i_{\beta s} - i_{\alpha s} i_{\beta w}) - 3L_{3\,sw\,max} i_{m so} \cdot i_{n wo}. \tag{3.13}$$

W równaniu składnik pierwszy odpowiada pierwszej harmonicznej krzywej wzbudzenia, podczas gdy składnik drugi — harmonicznej trzeciej. Składnik drugi nie powstaje, gdy w maszynie nie występują składowe zerowe prądów.

4. RÓWNANIA OPISUJĄCE DYNAMIKĘ SILNIKA Z JEDNYM KONDENSATOREM

4.1. Równania w układzie naturalnym

Dynamikę silnika indukcyjnego z jednym kondensatorem opisują równania (2.2) oraz (2.3) stanu elektromagnetycznego i elektromechanicznego uzupełnione związkami szczegółowymi wynikającymi z przedstawionego na rys. 4 schematu połączeń uzwojeń.



Rys. 4. Sposób włączenia kondensatora do obwodu stojana silnika zasilanego jednofazowego
Uzwojenia stojana połączone: a) w trójkąt, b) w gwiazdę

Na rysunku tym pokazano sposób przyłączenia kondensatora do uzwojeń stojana skojarzonych w trójkąt oraz w gwiazdę.

Ze schematu połączeń uzwojeń wynika, że

$$i_A + i_B + i_C = 0,$$

czyli, że $i_{so} = 0$.

Niewystępowanie składowej zerowej w prądzie stojana eliminuje składowe zerowe w prądzie wirnika. W takim przypadku uzwojenia wirnika mogą być skojarzone w gwiazdę w układzie trójprzewodowym niezależnie od typu wirnika (pierścieniowego lub klatkowego) jako, że obowiązuje tu związek $i_a + i_b + i_c = 0$.

Na schemacie (rys. 4) uzwojenia wirnika są zwarte, czyli $U_a = U_b = U_c = 0$. Takie założenie, słuszne zawsze przy wirnikach klatkowych, jest uzasadnione również dla wirników pierścieniowych, dlatego że silniki zasilane napięciem jednofazowym pracują wyłącznie z symetrycznymi rezystancjami rozruchowymi lub regulacyjnymi, o które można powiększyć symetryczne rezystancje uzwojeń wirnika.

Pomiędzy prądem i_k płynącym przez kondensator o pojemności C_k a napięciem u_k na jego zaciskach zachodzi związek

$$Du_k = \frac{1}{C_k} i_k, \tag{4.1}$$

gdzie D — symbol różniczkowania $\frac{d}{dt}$.

Ze schematu połączeń przedstawionego na rys. 4 wynikają następujące związki szczegółowe:

— przy uzwojeniach stojana skojarzonych w trójkąt

$$\begin{aligned} u_l &= u_A, \\ u_c &= -u_k, \\ u_B &= u_k - u_l, \\ i_k &= -i_B + i_c, \end{aligned} \tag{4.2}$$

— przy uzwojeniach stojana skojarzonych w gwiazdę

$$\begin{aligned} u_k &= u_A - u_B, \\ u_l &= u_A - u_C, \\ i_k &= i_B. \end{aligned} \tag{4.3}$$

Ponieważ sposób skojarzenia uzwojeń nie wpływa na zachodzące w silniku zjawiska, równania opisujące procesy dynamiczne przedstawiono tylko dla najczęściej występującego w praktyce połączenia uzwojeń stojana w trójkąt. Procesy dynamiczne silnika z jednym kondensatorem, o uzwojeniach stojana skojarzonych w trójkąt, opisuje następujący układ równań:

$$\begin{aligned} D\Psi_A &= u_l - R_s i_A, \\ D\Psi_B &= u_k - u_l - R_s i_B, \\ D\Psi_C &= -u_k - R_s i_C, \end{aligned} \tag{4.4}$$

$$Du_k = -\frac{1}{C_k} i_B - \frac{1}{C_k} i_C, \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} D\Psi_a &= -R_w i_a, \\ D\Psi_b &= -R_w i_b, \\ D\Psi_c &= -R_w i_c, \end{aligned} \tag{4.6}$$

$$D\vartheta = \omega = p\omega_m, \tag{4.7}$$

$$D\omega = \frac{1}{J}[M - M_h - T\omega], \tag{4.8}$$

$$M = [i_A i_B i_C] D\vartheta [L_{sw}] \begin{bmatrix} i_a \\ i_b \\ i_c \end{bmatrix}, \tag{4.9}$$

$$U_l(t) = U_{max} \cdot \cos(2\pi f t + \varrho). \tag{4.10}$$

Sprzężenia magnetyczne wiąże z prądami związek (2.7).

4.2. Równania w układzie dwufazowym

Po transformacji równań (4.4)÷(4.9) do zastępczego układu dwufazowego otrzymuje się:

$$D\Psi_{\alpha_s} = \sqrt{\frac{3}{2}}\,u_l - R_s i_{\alpha_s},$$
$$D\Psi_{\beta_s} = \frac{1}{\sqrt{2}}(2u_k - u_l) - R_s i_{\beta_s}, \tag{4.11}$$

$$Du_k = -\frac{\sqrt{2}}{C} i_{\beta_s}, \tag{4.12}$$

$$D\Psi_{\alpha_w} = -\omega\Psi_{\beta_w} - R_w i_{\alpha_w},$$
$$D\Psi_{\beta_w} = \omega\Psi_{\alpha_w} - R_w i_{\beta_w}, \tag{4.13}$$

$$D\omega = \frac{1}{J}[M - M_h - T\omega)], \tag{4.14}$$

$$M = L_{sw}\lambda[\Psi_{\alpha_w}\cdot\Psi_{\beta_s} - \Psi_{\alpha_s}\cdot\Psi_{\beta_w}], \tag{4.15}$$

$$\left.\begin{aligned} i_{\alpha_s} &= \lambda(L_w\Psi_{\alpha_s} - L_{sw}\Psi_{\alpha_w}),\\ i_{\beta_s} &= \lambda(L_w\Psi_{\beta_s} - L_{sw}\Psi_{\beta_w}),\\ i_{\alpha_w} &= \lambda(L_s\Psi_{\alpha_w} - L_{sw}\Psi_{\alpha_s}),\\ i_{\beta_w} &= \lambda(L_s\Psi_{\beta_w} - L_{sw}\Psi_{\beta_s}), \end{aligned}\right\} \tag{4.16}$$

gdzie:

$$\lambda = (L_s L_w - L_{sw}^2)^{-1};$$

przy pominięciu wyższych harmonicznych w przestrzennym rozkładzie krzywej wzbudzenia

$$L_s = L_{\sigma s} + \frac{3}{2}L_{s1},$$

$$L_w = L_{\sigma w} + \frac{3}{2}L_{w1},$$

$$L_{sw} = \frac{3}{2}L_{1sw\,max}.$$

4.3. Równania w układzie składowych symetrycznych

Po transformacji równań (4.4)÷(4.9) do układu składowych symetrycznych, będzie:

$$D\Psi_{1s} = \frac{1-a}{3}u_l + \frac{a-a^2}{3}u_k - R_s i_{1s}, \tag{4.17}$$

$$D\Psi_{IIs} = \frac{1-a^2}{3}u_l + \frac{a^2-a}{3}u_k - R_s i_{IIs}, \tag{4.17}$$

$$Du_k = \frac{a-a^2}{C_k}[i_{Is} - i_{IIs}], \tag{4.18}$$

$$D\Psi_{Iw} = j\omega\Psi_{Iw} - R_w i_{Iw}, \tag{4.19}$$

$$D\Psi_{IIw} = -j\omega\Psi_{IIw} - R_w i_{IIw}, \tag{4.20}$$

$$D\vartheta = \omega,$$

$$D\omega = \frac{1}{J}[M - M_h - T\omega], \tag{4.21}$$

$$M = 3jL_{sw}\lambda[\Psi_{IIs}\Psi_{Iw} - \Psi_{Is}\Psi_{IIw}], \tag{4.22}$$

$$\begin{aligned} i_{Is} &= \lambda(L_w\Psi_{Is} - L_{sw}\Psi_{Iw}), \\ i_{IIs} &= \lambda(L_w\Psi_{IIs} - L_{sw}\Psi_{IIw}), \\ i_{Iw} &= e^{-j\vartheta}\lambda(L_s\Psi_{Iw} - L_{sw}\Psi_{Is}), \\ i_{IIw} &= e^{j\vartheta}\lambda(L_s\Psi_{IIw} - L_{sw}\Psi_{IIs}), \end{aligned} \tag{4.23}$$

gdzie:

$$\lambda = (L_s L_w - L_{sw}^2)^{-1};$$

przy pominięciu wyższych harmonicznych w krzywej wzbudzenia uzwojeń

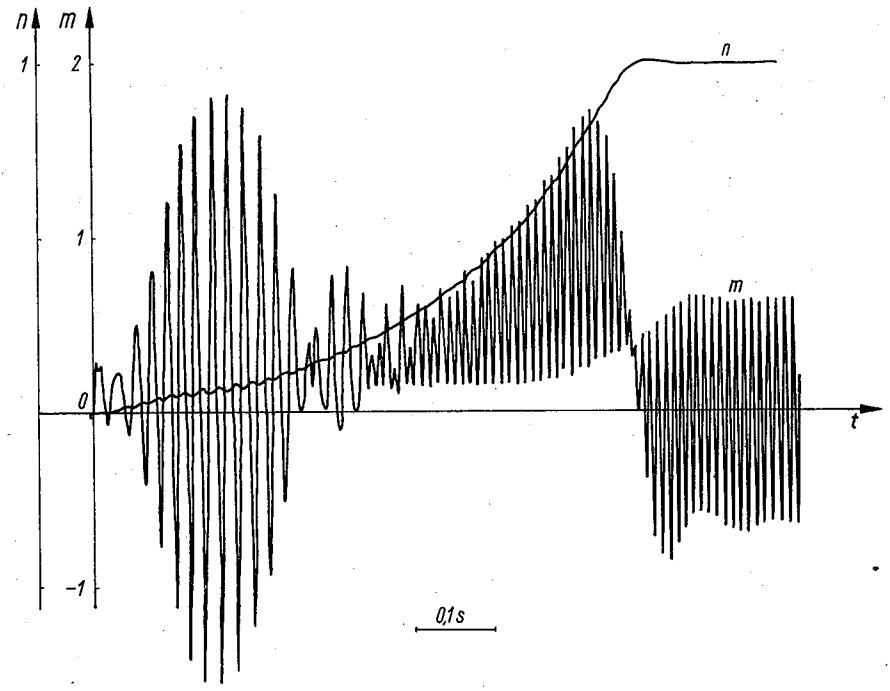
$$L_s = L_{\sigma s} + \frac{3}{2}L_{s1},$$

$$L_w = L_{\sigma w} + \frac{3}{2}L_{w1}.$$

5. PODSUMOWANIE

Przedstawiona w pracy metoda opisu procesów elektromagnetycznych i elektromechanicznych zachodzących w maszynie zasilanej napięciem jednofazowym jest wystarczająco dokładnym narzędziem do badań dynamiki silników z jednym kondensatorem przy pomocy maszyn cyfrowych lub analogowych. Badanie dynamiki tak zasilanych silników ma istotne znaczenie dla doboru pojemności kondensatora oraz dostosowania znamion silnika do napędzanego układu mechanicznego. Przez modelowanie matematyczne określa się czas rozruchu układu napędowego oraz wyznacza wartość momentu tętniącego występującego w silniku w stanie elektromagnetycznie ustalonym. Do sporządzenia programu i algorytmu obliczeń można wybrać dowolną z przedstawionych trzech form opisu, a więc postać wielkości naturalnych (fazowych) lub wielkości w układach zastępczych — dwufazowym bądź składowych symetrycznych.

Przykładową charakterystykę dynamiczną podczas rozruchu nieobciążonego silnika, obliczoną na maszynie analogowej Meda 41 TC przy wykorzystaniu zastępczego układu dwufazowego, przedstawiono na rys. 5. Na rysunku tym n jest względną prędkością



Rys. 5. Dynamiczna charakterystyka momentu silnika o mocy 2,2 kW podczas rozruchu przy napięciu jednofazowym
Kondensator o pojemności 80 μF

obrotową lub kątową, a *m* względnym momentem odniesionym do momentu znamionowego. Do silnika załączono kondensator o pojemności 36 μF/kW. Charakterystyki dynamiczne wyznaczone doświadczalnie, w dużym zakresie zmian poślizgu oraz pojemności kondensatora, są zbieżne z wynikami modelowania. Jego dokładność można zwiększyć wprowadzając do algorytmu obliczeń zmieniające się, podczas procesu dynamicznego, parametry elektromagnetyczne silnika. Ustalenie zmienności tych parametrów wymaga ciągłego doskonalenia metod obliczeń i weryfikujących je pomiarów.

Zagadnienie weryfikacji doświadczalnej wyników obliczeń zostanie przedstawione w odrębnej pracy.

LITERATURA

1. A. I. Adamienko, *Metody Issledowanija Niesimmetricznych Asinchronnych Maszin*, Kijew 1969.
2. M. Chamudchanow, A. Chaszimow, *Dinamika Regulirujemnogo Asinchronnogo Elektropriwoda Pri Asimetrii Naprjażenija*, Taszkient 1971.
3. E. M. Kamerbeck, *On the Theoretical and Experimental Determination of the Electromagnetic Torque in Electrical Machines*, Technische Hogeschool, Eindchowen 1970.
4. A. Puchała, *Dynamika maszyn i układów elektromechanicznych*, PWN, Warszawa 1977.
5. St. Rawicki, Z. Stein, *Wyznaczanie dynamicznych charakterystyk trójfazowej maszyny indukcyjnej z uwzględnieniem zmienności parametrów*, Materiały III-sympozjum „Zjawiska Elektromagnetyczne w Obwodach Nieliniowych", Poznań 1975.

6. St. Rawicki, Z. Stein, *Wprowadzenie układu współrzędnych o trzech osiach do obliczeń stanów nieustalonych trójfazowych maszyn indukcyjnych*, Zeszyty Naukowe Politechniki Poznańskiej, Seria Elektryka, nr 19, 1979, s. 49—62.
7. St. Rawicki, Z. Stein, *Modelowanie trójfazowej maszyny indukcyjnej przy różnych konfiguracjach więzów elektrycznych*, Materiały VIII sympozjum „Metody Matematyczne w Elektrotechnice", Podlesicie 1979, cz. I, s. 135—144.
8. M. M. Sokołow i inni, *Elektromagnetyczne procesy przejściowe w asynchronicznym napędzie elektrycznym*, WNT, Warszawa 1970.
9. Z. Stein, *Zagadnienia stanów niesymetrycznych trójfazowych maszyn indukcyjnych*, Wydawnictwa Uczelniane Politechniki Poznańskiej, Seria Rozprawy, nr 79, 1976.
10. T. Takeuchi, *Matrix Theory of Electrical Machinery*, Tokyo 1967.

Z. STEIN

STARTING EQUATIONS FOR INVESTIGATION OF THE DYNAMIC STATE OF A THREE-PHASE INDUCTION MOTOR WITH ONE CAPACITOR, SUPPLIED BY ONE-PHASE NETWORK

Summary

Differential equations presented in this paper describe dynamic state of a three phase induction motor with one capacitor connected to one phase voltage. Equations were demonstrated for phase parameters and parameters transformed to both two-phase and symmetrical components systems. In natural system of parameters it is possible to take into consideration odd harmonics in excitation curve. Dynamic characteristics of electromagnetic torque calculated on analog computer MEDA 41 TC have also been presented here.

Z. STEIN

EQUATIONS DE SORTIE POUR EXAMINER LA DYNAMIQUE D'UN MOTEUR D'INDUCTION TRIPHASÉ À UN SEUL CONDENSATEUR ALIMENTÉ PAR LA TENSION MONOPHASÉE

Résumé

On a présenté les équations différentielles décrivant l'état dynamique d'un moteur d'induction triphasé à un seul condensateur alimenté par une source de tension monophasée. Les équations ont été enregistrées dans le système naturel des grandeurs phasées et, après leur transformation, dans les systèmes équivalents: biphasé et les composantes symétriques. Dans le système des grandeurs naturelles on a prévu la possibilité de la prise en considération dees harmoniques impaires de la courbe d'excitation. On a montré l'allure de la caractéristique dynamique du moment électromagnétique d'un moteur, calculée à l'aide du calculateur analogique MEDA 41 TC.

Z. STEIN

AUSWEGUNGSGLEICHUNGEN ZUR FORSCHUNG DER DYNAMIK VON DREIPHASEN-INDUKTIONSMOTOREN MIT EINEM KONDENSATOR, ANGESCHLOSSEN AN EIN EINPHASENNETZ

Zusammenfassung

In der Bearbeitung wurden die den dynamischen Zustand eines dreiphasigen Induktionsmotors mit einem Kondensator im einphasigen Netz beschreibenden Differenzialgleichungen geschildert. Die Gleichungen wurden in natürlicher Anordnung der Phasengrößen sowie nach deren Transmission in die Ver-

treungsanordnungen: die Zweiphasen- und die Anordnung mit symmetrischen Komponenten aufgestellt. Es wurde die Möglichkeit vorgesehen, in der natürlichen Anordnung die ungerade Harmonische in der Erregerkurve zu berücksichtigen. Man hat also mittels der Analogmaschine MEDA 41 TC berechnete dynamische Charakteristik des elektromagnetischen Moments dargestellt.

З. ШТАЙН

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТРЁХФАЗНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ОДНИМ КОНДЕНСАТОРОМ, ПИТАЕМОГО ОДНОФАЗНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ

Р е з ю м е

Представлены дифференциальные уравнения описывающие динамический режим работы трёхфазного асинхронного двигателя с одним конденсатором, питаемого однофазным напряжением. Уравнения записаны в системе натуральных фазных величин а также после их трансформации до временных системов: двухфазного и симметрических составляющих. В системе натуральных величин дана возможность учёта непарных гармоник в кривой возбуждения. Показан пробег динамической характеристики электромагнитного момента рассчитный на аналоговой мащиние МЭДА 41 ТЦ.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 419—428

621.313.2

Pomiary komutacji w maszynach prądu stałego

ZBIGNIEW TERTIL (KRAKÓW)

Instytut Maszyn i Sterowania Układów Elektroenergetycznych Akademii Górniczo-Hutniczej im. St. Staszica

Otrzymano 28.8.1980

Praca poświęcona jest omówieniu możliwości wykonywania pomiarów dla oceny komutacji maszyn prądu stałego. Na wstępie w wielkim skrócie podano przegląd teorii opisujących pracę styku szczotka-komutator z zaznaczeniem, że brak jest jednoznacznego opisu teoretycznego. W dalszej części omówiono różne metody pomiarowe z wyraźnym oddzieleniem metod nie dających się zastosować w warunkach eksploatacyjnych. Jako najwygodniejszą przytoczono metodę pomiarów napięć na krawędziach szczotek. Podano przykłady pomiarów oscylograficznych.

1. WSTĘP

W niżej przedstawionej pracy zebrano przegląd możliwości dotyczących pomiarów związanych z badaniem komutacji w maszynach prądu stałego. Całość jest oparta na kilkunastoletniej działalności autora w tej dziedzinie w warunkach przemysłowych i laboratoryjnych.

Praca zasadniczo nie dotyczy prowadzenia pomiarów w zakładzie produkcyjnym, gdzie możliwości w niektórych kierunkach są znacznie większe. Jak wiadomo jednak, zakładów produkujących maszyny prądu stałego nie jest w kraju wiele, a ponadto w ostatnich latach nie są one na ogół zainteresowane prowadzeniem nowych badań w zakresie komutacji. Większe zainteresowanie w tym kierunku wykazują duże zakłady przemysłowe, w których eksploatacja dużych maszyn prądu stałego stale zmusza do zwracania uwagi na komutację.

2. PRACA ZESTYKU SZCZOTKA-KOMUTATOR — CZYNNIKI MAJĄCE WPŁYW NA TĘ PRACĘ

Chcąc przystąpić do jakichkolwiek pomiarów związanych z komutacją, należy na wstępie przyjąć pewne założenia teoretyczne i wynikający z nich opis przebiegów i zjawisk związanych z komutacją. Jak wiadomo, obwód komutujący składa się z cewki komutującej (lub kilku cewek) połączonej z komutatorem i szczotki (lub szczotek) tworzącej z komutatorem dynamiczny, ruchomy zestyk. Mamy więc do czynienia z dwoma rodza-

jami zjawisk: elektromagnetycznymi, decydującymi — ogólnie biorąc — o komutacji prądu oraz fizyko-chemicznymi, decydującymi o kolekcji prądu, czyli przechodzeniu prądu przez zestyk dynamiczny, mającymi jednak również pewien wpływ na komutację. Już na tym etapie rozpatrywania problemu pojawiają się dosyć istotne trudności; zarówno co do komutacji jak i szczególnie w odniesieniu do kolekcji nie ma dotychczas jednoznacznych teorii wyjaśniających dostatecznie i prosto wszystkie zjawiska — nie wspominając już o ich matematycznym opisie.

Zjawiska związane z kolekcją próbuje się tłumaczyć różnymi sposobami; np. istnieją różne teorie kolekcji omowej (Schröter, Majeur, Holm) oraz teorie kolekcji plazmowej (wyładowania łukowe — Neukirchen lub wyładowania łukowo-iskrowe — Karasjew). Wszystkie zjawiska rozpatrywane w tym miejscu nie mają jednak bezpośredniego związku z własnościami samej maszyny. Kolekcję można z powodzeniem badać na całkowicie sztucznych ruchomych zestykach metal-szczotka węglowa. Stąd też w konkretnych warunkach eksploatacyjnych przywiązuje się do niej mniejsze znaczenie, stawiając wyżej problemy związane z komutacją. Przebieg komutacji również bywa tłumaczony różnymi sposobami, jednak nie ma tu tak wielkich rozbieżności jak w przypadku samej kolekcji. Cewka komutująca musi bowiem być rozpatrywana jako obwód typu *RL*, można tylko wchodzącym w jego skład elementom przypisywać różne własności charakterystyczne.

Jak wiadomo, klasyczny opis przebiegów komutacyjnych podał już Arnold, a następnie uzupełnił go Dreyfuss. W ostatnich dwóch dziesięcioleciach w literaturze pojawiają się próby stosowania innych, bardziej rozbudowanych opisów teoretycznych komutacji i na tej podstawie wykonywania obliczeń związanych z nią przebiegów [1, 2, 3, 4, 5].

U wszystkich autorów występują jednak pewne cechy wspólne, np. poza dyskusją pozostaje pozytywny wpływ pola biegunów komutacyjnych. W każdej teorii występują pewne elementy *R*, *L*, których dokładna znajomość jest niezbędna dla poprawnego wyznaczenia przebiegu czasowego prądu komutacji. Nie wchodząc w tym miejscu w bliższe szczegóły, można jednak stwierdzić, że teoretyczne lub pomiarowe wyznaczenie tych parametrów natrafia na istotne trudności. Powstaje zawsze sytuacja, że albo przyjmuje się zbyt proste obliczenia lub pomiary, w rezultacie których otrzymuje się przebiegi np. $i_k(t)$ różne od rzeczywistości, albo staje się wobec braku możliwości wykonania dokładniejszych obliczeń lub pomiarów.

Na innych nieco zasadach opiera się energetyczna teoria komutacji [6, 7]. Jej ogólną zasadą jest pomijanie rozważań o tym co się dzieje przez większą część okresu komutacji, pod uwagę bierze się tylko sam koniec przebiegu zmiany prądu, tj. chwilę, gdy szczotka traci już kontakt z wybiegającą spod niej działką. Wtedy przy nieidealnej komutacji powstaje wyładowanie iskrowe pomiędzy szczotką a działką, którego energię można określić

$$E_k = \frac{L_z i_r^2}{2},$$

gdzie:

L_z — zastępcza indukcyjność zwoju komutującego w chwili kończenia komutacji przez ten zwój,

i_r — „prąd rozrywu".

Najistotniejsze jest określenie L_z. Należy tu uwzględnić wszystkie sprzężenia ze zwojami aktualnie zwartymi przez szczotki. Z dużymi uproszczeniami (pomijając rezystancje i możliwości pojawiania się innych dodatkowych napięć) można dla rozpatrywanej cewki napisać

$$\begin{bmatrix} U_{r1} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} L_1, & M_{12} & \dots & N_{1n} \\ \vdots & \cdot & \cdot & \vdots \\ \vdots & & \cdot & \vdots \\ M_{n1}, & M_{n2} & \dots & L_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{r1} \\ i_2 \\ \vdots \\ i_n \end{bmatrix};$$

stąd

$$\frac{di_{r1}}{dt} = \frac{U_{r1} \det(M')}{\det(M)},$$

gdzie $\det(M')$ — minor elementu M_n macierzy indukcyjności.

Wobec tego $L_z = \frac{\det(M)}{\det(M')}$ lub $L_z = \sigma L_1$, przy czym

$$\sigma = \frac{\det(M)}{L_1 \det(M')}$$

można nazwać współczynnikiem tłumienia.

Struktura macierzy indukcyjności, a zatem i wartość współczynnika σ będzie różna dla różnych maszyn i różnych uzwojeń. Chcąc go wyznaczyć, trzeba oczywiście znać wszystkie współczynniki indukcyjności wchodzące do macierzy. Stanowi to podstawową trudność metody. Teoretycznie można bowiem wyznaczyć tylko w przybliżeniu indukcyjności własne, pozostałe natomiast wymagają specjalnych pomiarów na wirniku w trakcie jego uzwojenia. Na gotowej maszynie są one niemożliwe. Trudność tę można jednak częściowo usunąć biorąc pod uwagę fakt, że napięcie powstające pomiędzy działką a szczotką w chwili kończenia komutacji, czyli w chwili utraty kontaktu pomiędzy działką a szczotką, jest zależne od przerywanego prądu oraz od wypadkowej indukcyjności cewki komutującej w tym momencie.

Biorąc pod uwagę zwykły obwód RL o pojemności własnej C_w, otrzymuje się w przybliżeniu maksymalną wartość napięcia powstającego przy przerywaniu tego obwodu

$$U_{max} \approx I_r \sqrt{\frac{L_z}{C_w}}.$$

Stąd wniosek, że miarą warunków w jakich kończy się komutacja w danej cewce jest napięcie pomiędzy szczotką a wybiegającą działką w chwili utraty kontaktu pomiędzy nimi.

Niezależnie oczywiście od omawianych zjawisk elektro-magnetycznych, na komutację mają wpływ czynniki zewnętrzne [8]. Należy więc przy rozważaniu zagadnień komutacji od strony elektro-magnetycznej zachować pewną ostrożność, szczególnie zaś w przypadku prób pomiarowych należy starać się utrzymać warunki zewnętrzne na stałym poziomie.

3. OCENA LUB POMIARY ZEWNĘTRZNYCH ZJAWISK ZWIĄZANYCH Z KOMUTACJĄ

Poza omawianymi wyżej parametrami i przebiegami, które można nazwać „wewnętrznymi" dla cewek komutacyjnych, istnieje możliwość obserwacji lub pomiarów zjawisk zewnętrznych, a więc przede wszystkim widocznego iskrzenia stanu powierzchni komutatora i szczotek, szybkości ich zużycia i innych.

Wiadomo, że najbardziej rozpowszechnionym tego typu pomiarem jest wyznaczenie statycznej strefy komutacji beziskrowej. Można go wykonywać z różnymi modyfikacjami, stosując np. zamiast obserwacji wzrokowej różne czujniki foto-optyczne lub inne, ale ostatecznie zasada pozostaje niezmieniona [9, 10]. Wyznaczenie takiej strefy, przy odpowiednich kwalifikacjach personelu wykonawczego, daje wprawdzie dobrą „kompleksową" ocenę komutacji maszyny, z tym jednak zastrzeżeniem, że nie w każdym przypadku można postawić jednoznaczną diagnozę przyczyn wadliwej komutacji. Pomiar ten, mimo zalet, ma ponadto jedną podstawową wadę: w warunkach przemysłowych na dużych maszynach można go wykonać tylko w nielicznych przypadkach i to na ogół z dużymi trudnościami. Nie ma on też w ogóle sensu w przypadku silników zasilanych prądem zawierającym składowe przemienne (zasilanie prostownikowe), nie ma bowiem prostych możliwości dokonywania zmian prądu biegunów komutacyjnych z uwzględnieniem odpowiednich zmian składowych przemiennych z zachowaniem odpowiednich amplitud i faz. Ten ostatni problem jest często pomijany w praktyce przemysłowej, co prowadzi do uzyskiwania niemiarodajnych wyników pomiarów (milczy na ten temat również PN-72/E-04270).

Poprawnie wyznaczona statyczna strefa komutacji beziskrowej może być podstawą do wyznaczenia dynamicznych stref komutacji beziskrowej, czyli stref w warunkach szybkich zmian prądu twornika [11, 12]. Niekiedy jednak w tych przypadkach potrzebne są dodatkowe obliczenia teoretyczne i postępowanie staje się złożone.

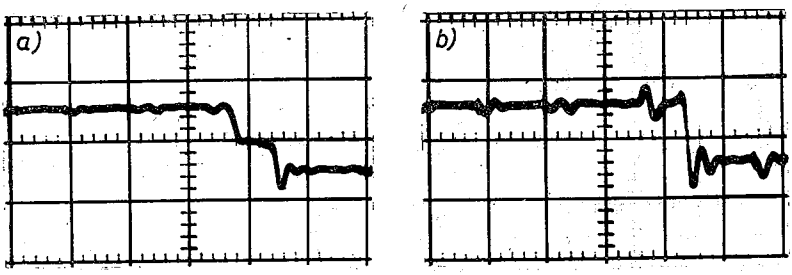
Niezależnie od pomiarów iskrzenia związanego z wyznaczeniem stref komutacji beziskrowej, można spotkać się z próbami stosowania specjalnej aparatury pomiarowej bezpośrednio do pomiaru natężenia świetlnego powstających na zestyku szczotka-komutator iskier i oceny jakości komutacji na tej podstawie. Z dawnych prób w tym kierunku można wymienić metody podane w [9] i [13], a z nowych prace wykonane na Politechnice Śląskiej [14, 15].

4. MOŻLIWOŚCI INNYCH POMIARÓW

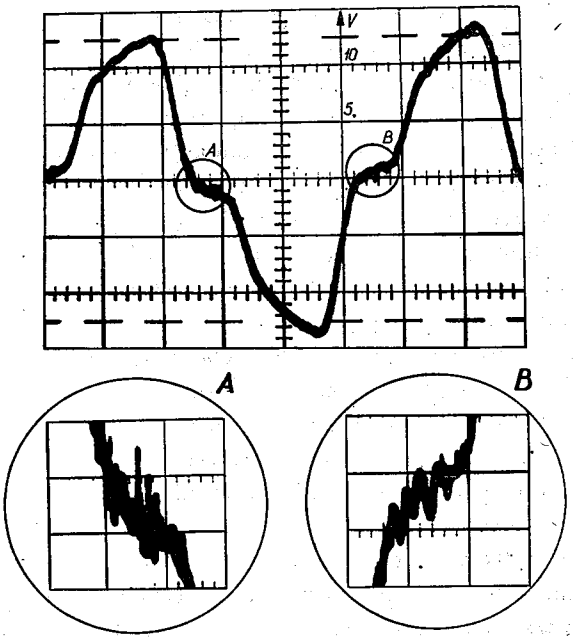
W świetle tego co było wyżej podane, należy rozważyć czy i jakie pomiary można wykonać, aby ocenić warunki komutacji maszyny od strony przebiegów „wewnątrz" cewki komutującej. Należałoby się starać przeprowadzić pomiary przebiegów najbardziej podstawowych, bez względu na to jaką teorię komutacji przyjmie się za prawidłową. Do takich należą: przebieg prądu w cewce komutującej, wypadkowy przebieg napięć indukowanych w cewce oraz ewnetualnie oddzielnie przebieg napięcia wywoływanego polem biegunów komutacyjnych. Wszystkie te pomiary wymagają jednak mniejszej lub większej ingerencji w uzwojenia twornika i wobec tego są możliwe do przeprowadzenia tylko w warunkach specjalnych (laboratorium, stacja prób).

Pomiar prądu komutacji w cewce najprościej (a zatem najpewniej) można wykonać przy pomocy małego bocznika wpiętego w jedną z cewek (lub kilku boczników w kilku kolejnych cewkach), co prowadzi do poważnego uszkodzenia uzwojenia twornika.

Próby stosowania tu niekiedy miniaturowych transformatorków prądowych [16] związane są z kłopotliwą dodatkową obróbką otrzymanego sygnału, co obniża zaufanie co do poprawności otrzymanych wyników. Z drugiej strony bocznik wpięty w cewkę ingeruje w przebiegi komutacyjne w tej cewce i wobec tego należy starać się, aby $R_b \leqslant 0{,}1\ R_c$, co z kolei wymaga bardzo starannego wyprowadzenia słabego sygnału na zewnątrz maszyny. Można w ten sposób otrzymać przebiegi o bardzo różnych kształtach, w wielu przypadkacn trudne do interpretacji. Przykładowo dwa stosunkowo „czyste" oscylogramy pokazane są na rys. 1.



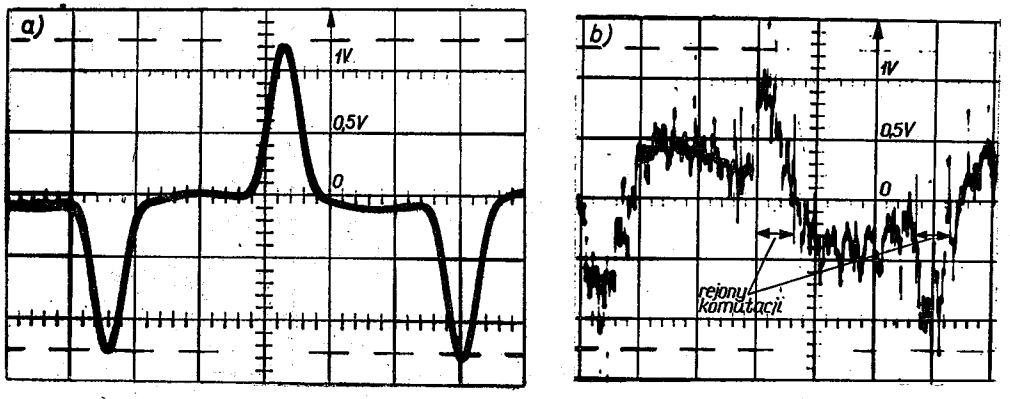
Rys. 1. Przykładowe przebiegi prądu w cewce komutującej
a) normalna praca, b) praca bez prądu w uzwojeniach biegunów komutacyjnych
(Szczotki równe szerokości 1 działki komutatora)



Rys. 2. Oscylogram napięć indukowanych w cewce pomocniczej przy znamionowym obciążeniu maszyny

Aby uzyskać przebiegi napięć indukowanych w cewce komutującej przy normalnej pracy maszyny, można się posłużyć cewką pomocniczą ułożoną koło jednej z cewek twornika. Sygnał otrzymany z takiej cewki nie pozwala jednak na jednoznaczną ocenę zjawisk komutacji — rys. 2. Przyczyną tego jest silne, w stosunku do komutacyjnego, pole biegunów głównych oraz zakłócenia indukowane od innych cewek komutujących.

Chcąc ograniczyć się do rejestracji SEM pochodzących tylko od pola biegunów komutacyjnych, można całkowicie zlikwidować pole biegunów głównych i wtedy rejestrować napięcia w cewce pomocniczej. Czytelny obraz otrzymuje się jednak tylko przy podnie-

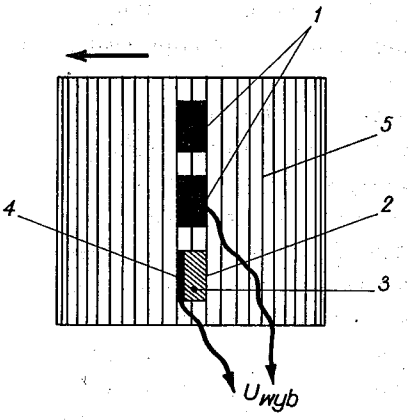


Rys. 3. Próby rejestracji SEM rotacji od pola biegunów komutacyjnych
a) przy podniesionych szczotkach, b) przy położonych szczotkach i otwartych zaciskach twornika
W obu przypadkach zlikwidowane pole biegunów głównych

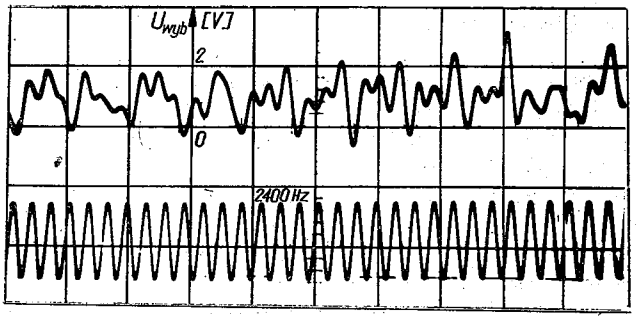
sionych wszystkich szczotkach — rys. 3a; przy szczotkach położonych normalnie, mimo braku prądu w obwodzie głównym twornika, pojawiają się silne zakłócenia uniemożliwiające znowu jakikolwiek odczyt oscylogramu — rys. 3b.

Wobec opisanych trudności z pomiarami przebiegów w cewkach komutujących, jako jedyny możliwy do łatwego wykonania pozostaje pomiar napięcia pomiędzy krawędzią szczotki, a wybiegającą spod niej działką komutatora. Jak było pokrótce wykazane w rozdziale 2, napięcie to jest w przybliżeniu miarą jakości komutacji. Jego pomiar jest łatwy do wykonania nawet w warunkach przemysłowych. Należy bowiem jedną normalną szczotkę na jednym z mostów szczotkowych maszyny zastąpić szczotką wykonaną z materiału izolacyjnego z naklejoną cienką płytką miedziografitową na krawędzi, spod której wybiegają działki komutatora. Płytka ta musi być oczywiście odizolowana od oprawy szczotkowej. Pomijając minimalny spadek napięcia pomiędzy miedziografitem a komutatorem można przyjąć, że napięcie pomiędzy szczotką pomiarową a sąsiednią szczotką normalną jest interesującym nas napięciem pomiędzy szczotką a wybiegającą działką — U_{wyb}. Schematycznie metodę pomiaru pokazuje rys. 4. Napięcie U_{wyb} można odczytać na woltomierzu wskazówkowym o zakresie kilku V, odczytuje się wtedy oczywiście $U_{wyb\,śr}$, lub też rejestrować oscyloskopem katodowym i otrzymywać $U_{wyb}(t)$. Taki przebieg pokazuje przykładowo rys. 5 dla maszyny średniej mocy. Podany zapis $U_{wyb}(t)$ pozwala ocenić nie tylko maksymalne chwilowe wielkości tego napięcia (od których zależy ewentualne iskrzenie), ale też stwierdzić czy poszczególne cewki w maszynie mają takie same warunki komutacji. Zwykle „ostatnia" cewka w żłobku ma większy współczynnik σ i stąd gorsze

warunki komutacji. Na podanym przykładowo oscylogramie widać wyraźnie większy co trzeci impuls napięcia, co wynika z tego, że maszyna miała $K = 3\dot{Z}$. Takie przypadki niejednakowej komutacji poszczególnych cewek spotykać można dość często w warunkach przemysłowych, np. dla maszyn z uzwojeniem żabkowym [17]. Prowadzi to do powstawania charakterystycznej prążkowanej politury na komutatorze.



Rys. 4. Schemat metody pomiaru napięcia pomiędzy szczotką a wybiegającą spod niej działką
1 — szczotki robocze, *2* — szczotka pomiarowa, *3* — mat. izolacyjny, *4* — płytka miedziografitowa, *5* — komutator



Rys. 5. Przykładowy oscylogram $U_{wyb}(t)$

Dla lepszej oceny komutacji maszyny przez pomiar U_{wybmax} należy jeszcze dysponować informacją, jaka wartość tego napięcia jest dla konkretnego typu maszyny dopuszczalna, aby zachować warunki poprawnej pracy zestyku szczotka-komutator. Napięcia te mieszczą się w zakresie kilku woltów. Można przyjąć, że dla typowych maszyn średnich mocy nie powinno ono przekraczać 2 V.

Powyższą metodę pomiarową można jeszcze rozbudować, wykonując równocześnie pomiar napięcia na drugiej krawędzi szczotki (pod którą działki komutatora wbiegają). Porównanie obu rejestrowanych równocześnie napięć w czasie stanów nieustalonych badanej maszyny pozwala na ocenę zachowania się obwodu magnetycznego biegunów komutacyjnych w tych stanach.

5. WNIOSKI

— Pomiary parametrów lub przebiegów decydujących o komutacji są w wielu przypadkach trudne, a otrzymane wyniki niedokładne i prawie niemożliwe do interpretacji.

— W warunkach laboratoryjnych można prowadzić pomiary zjawisk zewnętrznych związanych z komutacją. Podstawowy jest tu pomiar statycznej strefy komutacji bezIskrowej. Pomiar ten jest jednak prawie niemożliwy do wykonania w warunkach przemysłowych i traci na znaczeniu wobec rozwoju zasilania tyrystorowego silników prądu stałego.

— Jako jedynie możliwe do stosunkowo łatwego wykonania w większości przypadków pozostają pomiary zewnętrznych świetlnych efektów iskrzenia oraz pomiary napięć na krawędziach szczotek. Pierwszy sposób pozwala wprawdzie wykrywać iskrzenie pojedynczych działek, nie daje jednak pełnego rozeznania o zdolności komutacyjnej maszyny. Drugi natomiast lepiej oddaje elektromagnetyczne własności cewek komutujących nawet w przypadku braku widocznego iskrzenia. Ponadto nie wymaga on specjalnej aparatury.

— Dodatkową trudność w prowadzeniu pomiarów stanowi fakt, że dotychczas brak jest jednoznacznego poglądu na teorię kolekcji i nie ma możliwości uzyskania dokładnego i miarodajnego teoretycznego opisu zjawisk związanych z komutacją.

LITERATURA

1. A. Drehmann, *Über eine Möglichkeit der genaueren Darstellung des Kommutierungsvorganges*. E.u.M., 1/69.
2. J. W. Pratt, *The influence of design parameters on the sparkless zones of d.c. machines*, GEC Journal of Science and Technology, 45/2, 1979.
3. W. W. Pruss-Żukowskij, *O priblizennom opisanii beziskrowych zon maszin postajannogo toka*, Elektriczestwo, 10/72.
4. O. P. Sidorow, *Kommutacjonnyje priebiegi naprażenja w kollektornych maszinach postojannogo toka*, Elektrotechnika, 9/72.
5. S. Wada, K. Ototake, *Digital calculation of no-spark zones of large D-C machines*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, 65/63.
6. W. P. Tołkunow i inni, *Energeticzeskij kriterij kommutacji maszin postojannogo toka*, IWUZ — Elektromechanika, 7/74.
7. Z. Tetril, *Warunki komutacji w maszynach prądu stałego stosowanych do ciężkich napędów*, Zesz. Nauk. AGH Elektryfikacja i mechanizacja górn. i hutn., z. 69/75.
8. A. Jagiełło, Z. Tetril, J. Krynke, *Próby określenia wpływu czynników zewnętrznych na komutację dużych maszyn prądu stałego*, Zesz. Nauk. AGH Elektryfikacja i mechanizacja górn. i hutn., z. 91/77.
9. M. N. Karasew, *Kommutacja kollektornych maszin postojannogo toka*, Gosenergoizdat, 1961.
10. Ł. Ł. Ławrinowicz, *Nastrojka kommutacji pri pomoszczi izmieritielnych priborow*, Wiestnik Elektroprom., 4/59.
11. T. Glinka, *Własności komutacyjne maszyn prądu stałego przy pulsującym bądź szybko zmieniającym się obciążeniu*, Zesz. Nauk. Politechniki Śląskiej, Elektryka 44.
12. Z. Tertil, *Metoda wyznaczania strefy komutacji beziskrowej maszyny prądu stałego w stanach nieustalonych*, Przegląd Elektrotechniczny, 2/64.
13. O. G. Wegner, *Teoria i praktika kommutacji maszin postojannogo toka*, Gosenergoizdat, 1961.

14. J. Jabubiec, J. Warchoł, P. Wiechuła, *Pomiar intensywności iskrzenia komutatorów*, Zesz. Nauk. Politechniki Śl., 53 Elektryka, 1976.
15. M. Miłek, T. Skubis, *Zagadnienie pomiaru iskrzenia maszyn komutatorowych*, Zesz. Nauk. Politechniki Śl., 33 Elektryka, 1972.
16. S. Kubzdela, T. Kurowski, *Wykorzystanie czujnika transformatorowego współpracującego z integratorem do wyznaczenia przebiegu prądu w zezwoju komutującym*, Prace Inst. Ukł. El.-masz. Politechniki Wrocławskiej, 3/70.
17. K. Kromin, J. Krynke, *Doświadczenia eksploatacyjne w zakresie komutacji dużych maszyn elektrycznych*, Biuletyn Inf. Huty im. Lenina, 13/74.

Z. TERTIL

COMMUTATION MEASUREMENTS IN D.C. MACHINES

Summary

The paper discusses the possibilities of measurements which may be carried out for the assessment of commutation in D.C. machines. A review of the theories describing the operation of the contact: brush — commutator is given very briefly at the beginning, with an indication that there is no unequivocal theoretical description. Various measuring methods are discussed further, with a distinct separation of these methods which are not suitable in working conditions. The method of voltage measurement at the edges of brushes is quoted as the most convenient. Examples of oscillographic measurements are given.

Z. TERTIL

MESURES DE COMMUTATION DANS LES MACHINES ÉLECTRIQUES À COURANT CONTINU

Résumé

L'article est consacré à étudier les possibilités de la réalisation des mesures pour évaluer la commutation des machines. électriques à courant continu. Tout d'abord on a passé rapidement en revue les théories décrivant le travail du contact balai — commutateur, en constatant le manque de description théorique univoque. Ensuite on a traité les différentes méthodes de mesure, en éliminant celles qui ne peuvent être appliquées dans les conditions d'exploitation. On a constaté que la méthode de mesure des tensions sur les bords des balais est la plus avantageuse. On a donné les exemples des mesure oscillographiques.

Z. TERTIL

KOMMUTATIONSMESSUNGEN BEI GLEICHSTROMMASCHINEN

Zusammenfassung

In der Bearbeitung werden die Möglichkeiten der Durchführung von Messungen zwecks Beurteilung der Kommutation bei Gleichstrommaschinen erwogen. Am Anfang wird eine ganz kurze Übersicht über die Theorien der Arbeitsweise des Kontaktes: Bürste-Kommutator beschrieben unter dem Hinweis, daß eine eindeutige theoretische Beschreibung hierzu fehlt. Im weiteren werden verschiedene Meßmethoden diskutiert unter ausdrücklicher Absonderung derjenigen Methoden, die in Betriebsbedingungen nicht angewandt werden können. Die Methode der Spannungsmessung an den Bürsterändern wird als die bequemste angesehen. Beispiele oszillographischer Messungen werden gebracht.

З. ТЭРТИЛЬ

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ КОММУТАЦИИ

Р е з ю м е

Обсуждены возможности проведения измерений для оценки коммутации электрических машин постоянного тока. Во вступлении приведен краткий обзор тории описывающих явления в щеточно-коммутаторном контакте с констатировкой отсутсвия однозначной теоритической описи. Далее обсуждены различные измерительные методы с четким отделением тех, которые неприменимы в эксплуатационных условиях. Метод измерений напряжений на гранях щеток оценен как самый удобный. Приведены примеры осциллографических измерений.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 429– 439

621.3.048:621.3.015.51

Rozkład prawdopodobieństwa napięć przebicia modeli izolacji papierowo-olejowej

FRANCISZEK MOSIŃSKI (ŁÓDŹ), ALINA FRONC (ŁÓDŹ)

Instytut Transformatorów, Maszyn i Aparatów Elektrycznych Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 28.8.1980

Artykuł omawia próbę eksperymentalnego określenia rozkładu napięć wytrzymywanych, uzyskanych tzw. metodą $\alpha-\beta$ dla przypadku izolacji papierowo-olejowej. Podano także porównanie otrzymanych napięć wytrzymywanych z rozkładem napięć przebicia określonym metodą schodkowego wzrostu napięcia. Uzyskane wyniki potwierdzają poprawność proponowanej wersji metody $\alpha-\beta$. W części eksperymentalnej dotyczącej badań metodą schodkową opisano przykład zastosowania tzw. rozkładu mieszanego, o ciekawej własności, polegającej na równości parametrów przesunięcia dwóch rozkładów składowych.

1. WSTĘP

Eksperymentalne oszacowanie parametrów dystrybuanty napięć przebicia interesujących z punktu widzenia wytrzymałości elektrycznej izolacji umożliwiają ogólnie znane i stosowane metody: metoda serii i metoda schodkowa. Określenie średniej wartości napięć przebicia możliwe jest, przy zachowaniu dużej dokładności, nawet dla małej (rzędu $10 \div 20$) liczby modeli zbadanych metodą schodkową. Podstawowym jednak parametrem, który powinien być znany konstruktorowi układu izolacyjnego, jest minimalne napięcie przebicia[1)] układu, czyli napięcie odpowiadające teoretycznie zerowemu lub bliskiemu zeru prawdopodobieństwu zaistnienia przebicia.

Oszacowanie minimalnego napięcia przebicia z dostateczną dokładnością wymaga przebadania znacznie większej liczby modeli niż w przypadku szacowania tylko wartości średniej. Ponieważ badania wytrzymałości elektrycznej izolacji nieregenerującej się, w tym również izolacji papierowo-olejowej, są badaniami niszczącymi, często nie do przyjęcia, ze względów ekonomicznych, jest eksperymentowanie na liczbie modeli tak dużej, jak to wynika z założeń konwencjonalnych metod probierczych. Rozwiązanie tego problemu rokują metody probiercze nie pozwalające wprawdzie oszacować parametrów dystrybuanty napięć przebicia, ale umożliwiające określenie napięcia wytrzymywanego[2)]

[1)] Pod pojęciem minimalne napięcie przebicia rozumie się napięcie o określonym — w oparciu o techniczno-ekonomiczne rozważania — prawdopodobieństwie zaistnienia przebicia. W przypadku izolacji papierowo-olejowej sugeruje się, by prawdopodobieństwo to wynosiło 0,1% lub mniej [9].

[2)] Pojęcie *napięcia wytrzymywane* wprowadzone przez analogię do angielskiego *withstand voltage* służy tutaj do wyraźnego rozróżnienia między wynikami uzyskanymi za pomocą dwóch różnych metod probierczych. W wyniku stosowania metody schodkowej uzyskuje się oszacowanie dystrybuanty napięć

bezpośrednio z próby, bez konieczności stosowania metod statystycznych. Przykładem takiej metody jest zaproponowana przez Fryxella [1] metoda $\alpha-\beta$, która po odpowiedniej adaptacji była stosowana do badań izolacji papierowo-olejowej [2, 3].

Minimalne napięcie przebicia rozumiane jako wartość zmiennej losowej odczytanej z dystrybuanty napięć przebicia dla bliskich lub równych zeru wartości prawdopodobieństw jak i napięcie wytrzymywane U_w uzyskane metodą $\alpha-\beta$ są zmiennymi losowymi (tak jak zmienną losową jest np. mediana czy odchylenie standardowe). Do wnioskowania o możliwości popełnienia błędu przy szacowaniu tych napięć potrzebna jest więc znajomość rozkładu, któremu one, jako zmienne losowe podlegają. Zachodzi więc konieczność weryfikacji hipotez nieparametrycznych wymagająca licznej statystyki zaobserwowanych wartości zmiennej losowej. Nie jest to możliwe przy stosowaniu metody schodkowej, gdzie cykl badań należałoby powtarzać wielokrotnie (np. 100 razy na 100 modelach dla uzyskania 100 dostatecznie dokładnie określonych wartości minimalnego napięcia przebicia). W pracy zastosowano metodę $\alpha-\beta$, która ma duże znaczenie praktyczne, a więc znajomość rozkładu napięć wytrzymywanych szacowanych przy jej pomocy jest niezbędna.

Artykuł opisuje próbę eksperymentalnego określenia rozkładu napięć wytrzymywanych uzyskiwanych metodą $\alpha-\beta$ oraz zawiera porównanie tak określonych napięć wytrzymywanych z dystrybuantą napięć przebicia uzyskaną metodą schodkową, co stanowi sprawdzenie poprawności stosowanego wariantu metody $\alpha-\beta$. Wszystkie rozważania dotyczą prób udarem napięciowym piorunowym 1,2/50 μs.

2. METODA $\alpha-\beta$

Od czasu, gdy w 1956 roku zaproponowano [5] do badań izolacji powietrznej metodę badawczą podobną do metody zwanej dziś metodą $\alpha-\beta$, w literaturze spotkać można całą gamę jej odmian [1, 2, 3, 4] różniących się proponowanym krokiem napięciowym i liczbą impulsów napięciowych na danym poziomie napięcia. Na podstawie wcześniejszych prac [3] ustalono, że do badań izolacji papierowo-olejowej najkorzystniejszym wariantem jest metoda o następującej sekwencji doprowadzania napięcia:

— począwszy od napięcia startu wykonuje się próbę α doprowadzając, do wybranego losowo modelu izolacji, trzy udary napięciowe na danym stopniu napięciowym, stopnie napięciowe zwiększa się o $\Delta U \simeq 5\%\ U_w$ aż do uzyskania przebicia,

— próbę β wykonuje się na poziomie napięcia niższym o $4\Delta U$ od napięcia, przy którym uzyskano przebicie w próbie α,

— próbę kontynuuje się z dziesięcioma impulsami napięciowymi na stopniu napięciowym, podwyższając napięcie o $\Delta U \simeq 5\%\ U_w$, w przypadku braku przebicia na danym stopniu napięciowym, a obniżając napięcie o $4\Delta U$, gdy przebicie uzyskano na pierwszym (najniższym) stopniu napięciowym w tej próbie,

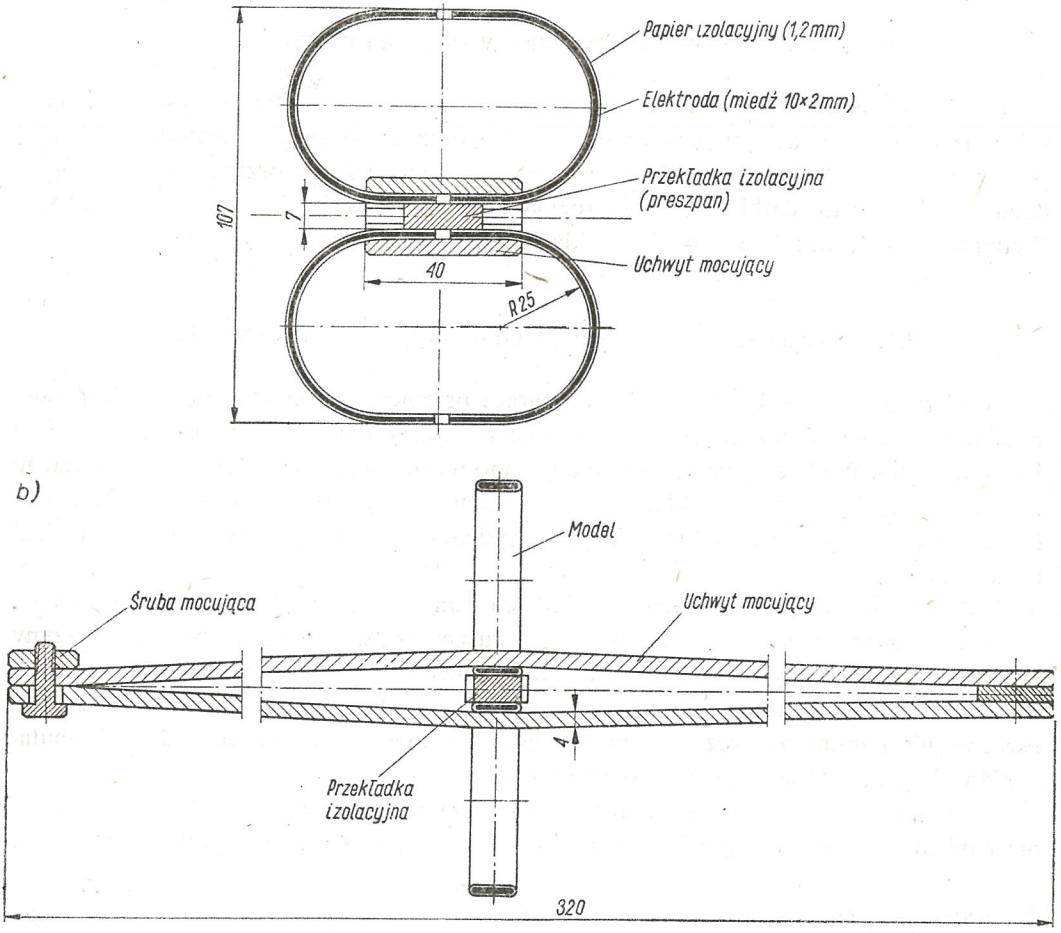
przebicia, z której można określić napięcie o dowolnym prawdopodobieństwie zaistnienia przebicia. Po określeniu dopuszczalnego prawdopodobieństwa przebicia można więc zdefiniować minimalne napięcie przebicia. W wyniku stosowania metody $\alpha-\beta$ określa się tylko jedną wartość napięcia, przy którym przebicie w czasie badań nie występuje i prawdopodobieństwo wystąpienia przebicia nie zostaje określone. Napięcie to umownie nazwano wytrzymywanym.

— próbę β przerywa się wówczas, gdy na danym stopniu napięciowym trzy kolejne (losowo wybrane) modele wytrzymały serię dziesięciu udarów każdy,
— za napięcie wytrzymywane uważa się napięcie U_w niższe, o dwa stopnie napięciowe ΔU stosowane w próbie, od najwyższego poziomu napięcia, na którym nie uzyskano przebicia trzech kolejnych modeli w próbie β.

Tak ustalona procedura probiercza gwarantuje oszacowanie napięcia wytrzymywanego U_w po zbadaniu średnio 7 modeli, przy czym nie wszystkie z nich zostają uszkodzone [3].

3. BADANIA MODELOWE

Badaniom eksperymentalnym poddano modelowy układ izolacyjny odwzorowujący elementarny fragment izolacji międzycewkowej transformatora, jakim jest przekładka dystansująca kanał międzycewkowy. Przekrój modelu oraz sposób jego mocowania po-



Rys. 1. Model izolacji papierowo-olejowej
a) wymiary, b) sposób mocowania

kazano na rys. 1.[3)] Modele te wykonano z fabrycznego przewodu nawojowego w liczbie 500 sztuk i poddano termiczno-próżniowej obróbce według technologii obowiązującej dla transformatorów. Po wysuszeniu i zaimpregnowaniu olejem modele w miarę potrzeb przekładano, bez wyjmowania z oleju, do izolacyjnej kadzi probierczej o objętości około 150 l. Przed próbami olej w kadzi wraz z modelami podlegał odgazowaniu w próżni rzędu 100 Pa (<1 Tr) w czasie nie mniejszym niż 24 h, po czym odstawał się w czasie rzędu 48 h. Napięcie przebicia oleju w znormalizowanym iskierniku kulowym było rzędu 60 kV. Po uzyskaniu około 60 przebić, olej wymieniano i powtarzano cykl odgazowywania i odstawania.

Próby wykonano dwoma metodami:

1. metodą schodkową [6] o napięciu startu $U_s = 160$ kV i kroku napięciowym $\Delta U \simeq 5$ kV przebadano 100 modeli,
2. metodą $\alpha-\beta$ o napięciu startu $U_s = 165$ kV i kroku napięciowym $\Delta U \simeq 5$ kV przebadano 340 modeli uzyskując 52 oszacowania napięcia wytrzymywanego.

4. OPRACOWANIE WYNIKÓW EKSPERYMENTÓW

Uzyskane metodami: schodkową i $\alpha-\beta$ wyniki poddano obróbce statystycznej opierając się na obliczeniach numerycznych [10, 11] oraz korzystając z metody graficznej połączonej z testem istotności Kołmogorowa-Smirnowa [8]. W przypadku metod graficznych stosowano siatki funkcyjne rozkładów: normalnego, logarytmo-normalnego, Weibulla ($k = 2$; 2,5; 3; 3,5; 4) dwuwykładniczego, wykładniczego i potęgowego.

4.1. Oszacowanie rozkładu napięć przebicia

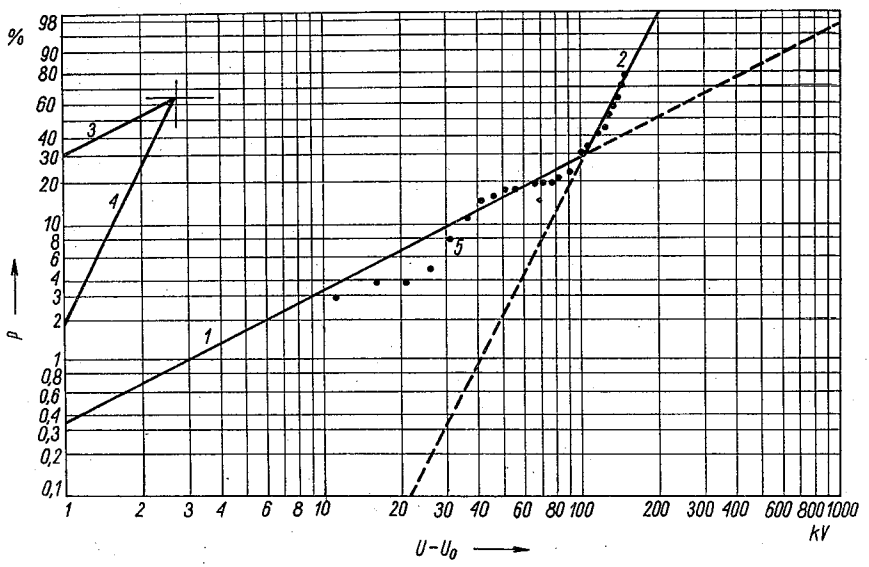
W pierwszej kolejności statystykę 100 napięć przebicia uzyskaną metodą schodkową poddano obróbce numerycznej wykorzystując programy dla rozkładu normalnego [11] i Weibulla [10]. W obydwu przypadkach uzyskano wyniki negatywne pozwalające odrzucić hipotezy o zgodności tych rozkładów z rozkładem empirycznym. Również metoda graficzna wykorzystująca siatki funkcyjne 10 wymienionych wyżej rozkładów dała wyniki negatywne.

Układ punktów pomiarowych na siatkach funkcyjnych rozkładów statystycznych sugerował, iż w rozpatrywanym przypadku słuszny może być tzw. rozkład mieszany [7, 12]. W związku z tym wyniki te poddano ponownie obróbce statystycznej z wykorzystaniem metod graficznych, dzieląc szereg wyników na dwie części. W efekcie uzyskano oszacowania parametrów rozkładu mieszanego, złożonego z dwóch rozkładów Weibulla o różnych parametrach kształtu i skali (rys. 2).

Występowanie rozkładu mieszanego, dwumodalnego, wiąże się z istnieniem dwóch mechanizmów przebicia izolacji [12]. Należy więc przypuszczać, że także w przypadku

[3)] Stosunek grubości izolacji papierowej do całego odstępu izolacyjnego w modelu izolacji jest na tyle mały, że pełnego przebicia izolacji nie poprzedzają wyładowania niezupełne. Stwierdzono to wykonując próby przy napięciu przemiennym.

prezentowanych badań możliwe było występowanie tego zjawiska. Ponieważ jednak nie udało się stwierdzić jakiejkolwiek zależności między wartością napięcia przebicia a miejscem przebicia modelu, trudno jest ustalić przyczyny wywołujące każdy z mechanizmów.



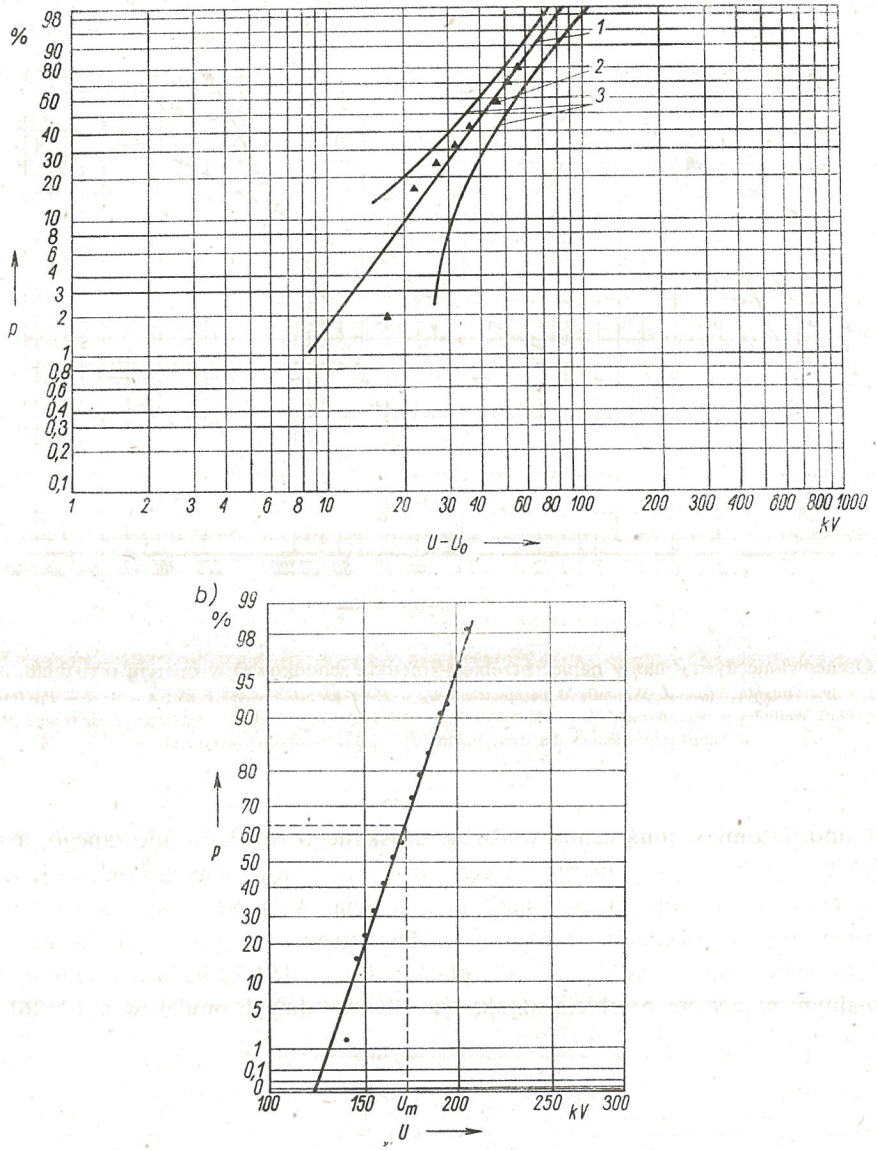
Rys. 2. Oszacowanie dystrybuanty napięć przebicia (metoda schodkowa) w oparciu o rozkład mieszany *1* — $P_I(U)$ — dystrybuanta rozkładu Weibulla o parametrach U_o = 154,1 kV; U_m = 454,1 kV; k = 1, *2* — $P_{II}(U)$ — dystrybuanta rozkładu Weibulla o parametrach U_o = 148,6 kV; U_m = 281,4 kV; k = 4, *3*, *4* — graficzne oszacowanie parametrów kształtu odpowiednio dla dystrybuanty *1* i *2*, *5* — punkty eksperymentalne

Ustalono natomiast inną cenną własność uzyskanego rozkładu mieszanego, a mianowicie, jak to wynika z rys. 2, dwojaki mechanizm przebicia badanych modeli nie zmieniał praktycznie wartości minimalnego napięcia przebicia, którego oszacowaniem są parametry przesunięcia rozkładów składowych. Dla stromej gałęzi rozkładu mieszanego napięcie to wynosi U_{O1} = 148,6 kV, a dla płaskiej U_{O2} = 154,1 kV. Wartości te są zbieżne z minimalnym napięciem przebicia uzyskanym dla podobnych modeli w pracy [6].

4.2. Oszacowania rozkładu napięć wytrzymywanych

Uzyskane metodą $\alpha-\beta$ 52 oszacowania napięcia wytrzymywanego opracowano numerycznie [10, 11] uzyskując, jako najbardziej poprawne oszacowanie, rozkład Weibulla o parametrach: kształtu k = 2,56, skali U_m = 172,2 kV i przesunięcia U_o = 123,1 kV

(rys. 3a). Identyczny wynik uzyskano przy zastosowaniu metody graficznej: z 10 rozkładów najlepsze oszacowanie daje rozkład Weibulla o $k = 2{,}5$; $U_m = 171{,}6$ kV oraz $U_o = 123{,}9$ kV (rys. 3b).



Rys. 3. Oszacowanie dystrybuanty napięć wytrzymywanych (metoda $\alpha - \beta$) w oparciu o rozkład Weibulla a) obliczenie za pomocą EMC: $U_o = 123{,}1$ kV; $U_m = 172{,}2$ kV; $k = 2{,}56$ (siatka dwulogarytmiczno-logarytmiczna), b) oszacowanie graficzne: $U_o = 123{,}9$ kV; $U_m = 171{,}6$ kV; $k = 2{,}5$ (siatka logarytmiczno-liniowa, $k = 2{,}5$); *1* — dystrybuanta teoretyczna *2* — punkty eksperymentalne, *3* — obszary ufności

5. DYSKUSJA WYNIKÓW

Do skomentowania dokładności omawianej w pracy metody $\alpha-\beta$ niezbędne jest porównanie otrzymanych tą metodą wyników z pełną dystrybunatą napięć przebicia badanych modeli. Uzyskany metodą schodkową rozkład mieszany wymaga jednak krytycznej analizy.

W literaturze dotyczącej wytrzymałości izolacji papierowo-olejowej podaje się dowody, iż do opisu jej wytrzymałości najlepiej nadaje się rozkład Weibulla o parametrze kształtu $k = 3{,}5$. Potwierdzeniem tego są dane eksperymentalne uzyskane w [6] dla modeli podobnych do modeli badanych w tej pracy. Górna gałąź rozkładu mieszanego (rys. 2) ma współczynnik kształtu $k = 4$, a więc bliski spodziewanemu. Z drugiej strony wiadomo jest, że usterki technologiczne izolacji papierowo-olejowej mogą gwałtownie zwiększyć rozrzut napięć przebicia tej izolacji. Parametr kształtu $k = 1$ dolnej gałęzi rozkładu mieszanego (rys. 2) jest wskaźnikiem dużego rozrzutu wyników.

W efekcie można wysunąć wniosek, że nieliczne przebicia przy stosunkowo niskich napięciach (165÷180 kV) mogły być spowodowane usterkami technologicznymi, które wywołały odmienny mechanizm przebicia modeli. Można więc, zdaniem autorów, do weryfikacji wyników metody $\alpha-\beta$ użyć jedynie górnej gałęzi rozkładu mieszanego z rys. 2.

Tablica 1

Liczba oszacowań napięć wytrzymywanych w poszczególnych zakresach napięciowych i odpowiadające im prawdopodobieństwa (z rys. 2)

Zakres napięć	kV	145÷170	170,1÷180	180,1÷185	185,1÷190	190,1÷200
Liczba oszacowań U_w	—	30	12	3	3	4
Procentowa liczba oszacowań	%	57,7	23,1	5,8	5,8	7,7
Prawdopodobieństwo P_1 wg rys. 2	%	<0,1	0,1÷0,5	0,5÷1	1÷1,5	>1,5

W tablicy 1 zestawiono zakresy napięciowe, w których uzyskiwano oszacowania napięć wytrzymywanych, procentową zawartość tych oszacowań w poszczególnych zakresach i odpowiadające im prawdopodobieństwa wyznaczone w oparciu o górną gałąź rozkładu mieszanego z rys. 2. Jak wynika z tablicy 1 jedynie siedmiokrotnie uzyskano, odpowiadające oszacowaniom napięć wytrzymywanych, prawdopodobieństwa o wartościach powyżej 1%. Jest to potwierdzeniem wyników podanych w [3]. Mediana napięcia wytrzymywanego określonego metodą $\alpha-\beta$ wynosząca $U_{w50} = 166{,}8$ kV odpowiada prawdopodobieństwu przebicia mniejszemu od 0,1%. Wyniki uzyskiwane metodą $\alpha-\beta$ mogą być opisane rozkładem Weibulla o $k = 2{,}5$ (rys. 3). Powyższe wyniki świadczą, iż proponowana wersja metody $\alpha-\beta$ wymagająca przeciętnie zbadania 7 modeli, bez konieczności zniszczenia wszystkich, pozwala poprawnie szacować wytrzymałość izolacji papierowo-olejowej.

Podaną na rys. 3 dystrybuantę napięć wytrzymywanych uzyskanych metodą $\alpha-\beta$ określono także na drodze rozważań teoretycznych. Założono, że dystrybuanta napięć przebicia uzyskana metodą schodkową, przy jednym udarze na stopniu napięciowym, opisana jest rozkładem Weibulla o parametrze kształtu $k = 3{,}5$ [6]:

$$P_1 = 1-\exp\left[-\left(\frac{U-U_o}{U_m-U_o}\right)^{3,5}\right] \quad \text{dla} \quad U \geqslant U_o, \qquad (1)$$

$$P_1 = 0 \quad \text{dla} \quad U \leqslant U_o,$$

gdzie: U_o i U_m to odpowiednio parametry przesunięcia i skali.

Wykorzystując tzw. prawo wzrostu [7], prawdopodobieństwo przebicia w próbach $\alpha-\beta$ określa się zależnościami:

$$P_\alpha = 1-(1-P_1)^3, \qquad (2)$$

$$P_\beta = 1-(1-P_1)^{30}, \qquad (3)$$

gdzie P_1 — prawdopodobieństwo przebicia modelu atakowanego jednym udarem.

Wykorzystując podaną w rozdziale 2 sekwencję prób $\alpha-\beta$ oraz wzory (1), (2), (3) oszacowano, że napięcia wytrzymywane określone proponowaną metodą podlegają rozkładowi Weibulla o parametrze kształtu $k = 2$, co jest bliskie uzyskanej eksperymentalnie wartości $k = 2{,}5$ (rys. 3).

Z rozważań tych uzyskano również wniosek, że optymalnym stopniem napięciowym, przy którym błędy oszacowań w próbach $\alpha-\beta$ są najmniejsze, jest krok $\Delta U \simeq 0{,}5\sigma$, gdzie σ to odchylenie standardowe dystrybuanty napięć przebicia uzyskanej metodą schodkową z jednym udarem na stopień napięciowy.

6. ZASTOSOWANIE

Oszacowana dystrybuanta napięć wytrzymywanych określanych metodą $\alpha-\beta$ (rys. 3) ma znaczenie praktyczne. Wykorzystując obowiązujące dla rozkładu Weibulla wzory na wartość średnią i odchylenie standardowe:

$$\bar{U} = U_o+(U_m-U_o)\Gamma\left(1+\frac{1}{k}\right), \qquad (4)$$

$$S = (U_m-U_o)\sqrt{\Gamma\left(1+\frac{2}{k}\right)-\Gamma^2\left(1-\frac{1}{k}\right)}, \qquad (5)$$

gdzie: Γ — funkcja gamma, można, znając wartość współczynnika kształtu $k = 2{,}5$, uzyskać zależności:

$$U_o = \bar{U}-2{,}33\ \mathrm{S}, \qquad (6)$$

$$U_m = \bar{U}+0{,}38\ \mathrm{S}. \qquad (7)$$

Wzór (6) pozwala oszacować zakres błędu popełnionego przy określaniu napięć wytrzymywanych metodą $\alpha-\beta$. Przykładowo zakładając, że uzyskana wartość U_w jest bliska wartości średniej (lub zbliżonej do niej mediany) oraz że współczynnik zmienności jest rzędu 10% (w przypadku danych eksperymentalnych z rozdz. 4.2 około 11%) można

określić, z prawdopodobieństwem bliskim jedności, dolną granicę napięcia wytrzymywanego — równego minimalnemu napięciu przebicia zdefiniowanemu zerowym prawdopodobieństwem przebicia — z zależności

$$U_{ow} = U_w - 2{,}33 \cdot 0{,}1 \cdot U_w. \tag{8}$$

Zastosowanie wzoru (8) jest szczególnie efektywne w przypadku, gdy w wyniku badań metodą $\alpha-\beta$ uzyska się wartość U_w wysoką, np. $U_w = 200$ kV z tabl. 1.

Podstawiając tę wartość do wzoru (8)

$$U_{ow} = 200 - 2{,}33 \cdot 0{,}1 \cdot 200 = 153{,}6 \text{ kV},$$

uzyskuje się $U_{ow} = 153{,}6$ kV, co odpowiada prawdopodobieństwu P_1 (tabl. 1) mniejszemu od 0,1%, a więc jest to poszukiwana wartość minimalnego napięcia przebicia.

W zakończeniu można więc stwierdzić, że uzyskana w tej pracy informacja o kształcie rozkładu napięć wytrzymywanych określanych metodą $\alpha-\beta$ pozwala na stosowanie uzyskiwanych tą prostą i ekonomiczną metodą wyników z dużą pewnością w zakresie ich poprawności.

7. WNIOSKI

1. Dystrybuantę napięć wytrzymywanych uzyskaną eksperymentalnie metodą $\alpha-\beta$ opisać można rozkładem Weibulla o parametrze kształtu $k = 2{,}5$, co jest bliskie uzyskanej z obliczeń teoretycznych wartości $k = 2{,}0$.

2. Dane eksperymentalne świadczą, iż proponowana wersja metody $\alpha-\beta$ może być stosowana do szacowania najwyższego napięcia wytrzymywanego modeli izolacji papierowo-olejowej.

3. W przypadku układów modelowych z izolacją papierowo-olejową można się liczyć z występowaniem statystycznego rozkładu mieszanego. Dla uzyskanych w pracy danych doświadczalnych rozkład mieszany złożony był z dwóch rozkładów Weibulla o różnych parametrach kształtu i skali, lecz o wspólnym parametrze przesunięcia, co oznacza, że minimalne napięcie przebicia może być określane zarówno z wypadkowego rozkładu mieszanego jak i z któregokolwiek z rozkładów składowych zachowując tę samą wartość.

LITERATURA

1. J. Fryxell, *Determination of critical withstand voltages*, Cigre Rep,. No 423, 1966.
2. F. Rizk, C. Vincent, *Testing for low breakdown probability with special reference to liquid insulation*, IEEE Trans. on PAS-96, No 6, November-December 1977.
3. F. Mosiński, *Uproszczone metody szacowania najwyższego napięcia wytrzymywanego izolacji papierowo-olejowej*, ZN PŁ Elektryka, Nr 288, z. 60, 1977, s. 35—48.
4. B. Paderta, *Beitrag zur Problematik der Haltespannung*, Acta Technica CSAV, Nr 6, 1968.
5. N. Hylten-Cavallius, *Some aspects about the information gained from high voltage test*, Cigre Rep., No 405, 1956.
6. F. Mosiński, *O celowości stosowania rozkładu Weibulla przy szacowaniu wytrzymałości elektrycznej układów papierowo-olejowych*, Przegląd Elektrotechniczny, Nr 2, 1978, s. 49—50.

7. F. Dokopoulos, *Die Durchschlagwahrscheinlichkeit von Hochspannungsisolierungen*, Elektrotechn. Z., 1968, H. 7.
8. S. Firkowicz, *Statystyczne badanie wyrobów*, WNT, Warszawa 1970.
9. S. Yakov, *Considerations about the impulse test procedure for power transformers*, Electra, No 55, December 1977, s. 5—23.
10. F. Mosiński, K. Żeromska, *Estymacja parametrów rozkładu Weibulla metodą największej wiarygodności w zastosowaniu do wyników prób wytrzymałości udarowej izolacji papierowo-olejowej*, Mat. konf. VII Symp. Zastosow. Maszyn Matemat. w Elektrotechn., Łódź 1977 (październik), s. 159—166.
11. F. Mosiński, J. Warzywoda, *Statystyczne opracowanie wyników pomiarów wytrzymałości izolacji zewnętrznej*, ZN PŁ Elektryka, Nr 212, z. 45, 1975, s. 97—110.
12. P. Fischer, A. Lukaschewitsch, *Elektrische Kurz- und Langzeitfestigeit von polyätylen Niedererdichte*, Intern. Symp. Hochspannungstechnik, Zurich 1975, 9—13 September, s. 686—691.

M. MOSIŃSKI, A. FRONC

CUMULATIVE DISTRIBUTION FUNCTION OF WITHSTAND VOLTAGES IN OIL-PAPER INSULATION SAMPLES

Summary

The article is an attempt to determine theoretically and experimentally the distribution of withstand voltages for oil-paper insulation using $\alpha-\beta$ method, and comparison with the distribution of breakdown voltages obtained using step-by-step method. The results confirm the correctness of the $\alpha-\beta$ method used by the authors. In experimental part the step-by-step method describes the example of using the mixed distribution function with an interesting property: both component cumulative distribution functions have equal displacement parameters.

M. MOSIŃSKI, A. FRONC

RÉPARTITION DE LA PROBABILITÉ DES TENSIONS DE PERÇAGE DES MODÈLES D'ISOLATION EN PAPIER HUILÉ

Résumé

Dans l'article on discute le problème de déterimnation expérimentale de la répartition des tensions supportantes obtenues avec la méthode nommée $\alpha-\beta$ pour l'isolation en papier huilé. On a donné aussi une comparaison des tensions supportantes obtenues avec la répartition des tensions de perçage déterminé avec la méthode de relèvement de tension en échelon. Les résultates obtenus prouvent la validité de la version proposée de la méthode $\alpha-\beta$. Dans la partie expérimentale, se rapportant à l'étude avec la méthode en échelon, on a décrit un exemple de l'application de répartition nommée mixte, se distinguant d'une propriété intéressante consistant en égalité des paramètres de déplacement des deux répartitions composantes.

M. MOSIŃSKI, A. FRONC

VERSTÄRKUNG DER WAHRSCHEINLICHKEIT VON DURCHBRUCHSPANNUNGEN BEI MODELLEN EINER PAPIER-ÖL-ISOLIERUNG

Zusammenfassung

Im Artikel wird der Versuch unternommen, die Verteilung der Stehspannungen, die mittels der sog. $\alpha-\beta$-Methode erzeugt werden, für den Fall einer Papier-Öl-Isolierung experimentell zu bestimmen. Es wurde auch der Vergleich der Stehspannungen mit der Verteilung der mittels der Methode stufenartiger Spannungszunahme bestimmten Durchbruchspannungen getätigt. Die gewonnenen Ergebnisse bestätigen die Richtigkeit der vorgeschlagenen Variante der α-β-Methode.

М. МОСИНЬСКИ, А. ФРОНЦ

ВЕРОЯТНОСТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫДЕРЖИВАЕМЫХ НАПРЯЖЕНИЙ МОДЕЛЕЙ БУМАЖНО-МАСЛЯННОЙ ИЗОЛЯЦИИ

Резюме

Описывается подход к теоритическому и экспериментальному определению статического распределения выдерживаемых напряжений полученного методом $\alpha-\beta$ для бумажно-маслянной изоляции. Дается тоже сравнение полученыих выдерживаемых напряжений с распределением напряжений пробоя полученных из испытания растущим до пробоя напряжением. Полученные разультаты подтверждают правильность предложенного метода $\alpha-\beta$. В экспериментальной части, каторая касается испытаний обыкновенным методом ступеньчатого роста напряжения описывается применения так называемого смешанного распределения имеющего то свойство, что два составляющие распределения имеют тот же параметр сдвига.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 441—455

621.316.9:621.3.013.7

Odporność termomechaniczna przewodów na prądy piorunowe

STANISŁAW SZPOR

Otrzymano 20.8.1980

Przypomina się teorię naskórkowości udarowej, występującej przy prądach udarowych, i obliczenia nagrzewania przewodów prądami udarowymi. Streszcza się badania laboratoryjne odporności termomechanicznej przewodów stalowych i miedzianych według Frühaufa. Przedstawia się badania tej odporności przewodów stalowych na piorunochronach lekkich według Szpora, Dytkowskiego i Suchockiego. Przedstawia się próbę teoretycznego ujęcia obciążenia termomechanicznego. Wyciąga się wnioski, dotyczące zwłaszcza potrzeby dalszych badań laboratoryjnych i teoretycznych.

1. WSTĘP

Nagrzewanie przewodu prądem piorunowym, w piorunochronie lub w urządzeniu elektrycznym, zależy od całki $\int i^2 dt$. W całce tej uczestniczy prawie wyłącznie prąd udarowy, związany z wyładowaniem głównym (powrotnym) pioruna. Pomijalny natomiast jest prąd długotrwały w piorunie wielokrotnym, jakkolwiek może on mieć znaczną przewagę w ładunku pioruna $\int idt$. Obliczenie przewodów na całkę piorunową $\int i^2 dt$ wprowadzono już przed wielu dziesiątkami lat, wzorując je na dawniej opracowanych obliczeniach wytrzymałości termicznej na prądy zwarciowe.

W latach czterdziestych [1] zwrócono uwagę na szczególne właściwości naskórkowości przy prądach udarowych. Później [2, 3] oparto na tej podstawie obliczenia praktyczne i wnioski. W niektórych dawniejszych obliczeniach dopuszczano nagrzewanie przewodu do temperatury topnienia. Frühauf [4] dowiódł na podstawie badań laboratoryjnych, że znacznie poniżej temperatury topnienia zachodzi zniszczenie termomechaniczne przewodu. Badania na polskich piorunochronach typu lekkiego [5, 6] potwierdziły te wyniki w konfrontacji z piorunami naturalnymi i wzbogaciły materiał doświadczalny w tej dziedzinie.

Celem niniejszego artykułu jest krótkie przedstawienie wyników teoretycznych i doświadczalnych oraz zaproponowanie prostej teorii odporności termomechanicznej.

2. NASKÓRKOWOŚĆ PRZY PRĄDZIE UDAROWYM

W roku 1946 opublikowano studia teoretyczne nad naskórkowością udarową [1], z których wyciągnięto szereg ważnych dla ochrony odgromowej wniosków.

Parametry prądów piorunowych udarowych sprawiają, że naskórkowość jest bardzo silna w czasie czoła prądu. Mianowicie grubość powierzchniowej warstwy naskórkowej, w której skupia się prawie cały prąd, jest bardzo mała w porównaniu ze stosowanymi średnicami przewodów. Pozwala to na znaczne uproszczenie obliczeń naskórkowości czołowej, które dają wzór przybliżony na zastępczą grubość warstwy naskórkowej (mm)

$$x_j = \frac{1}{\sqrt{\gamma \mu_w}} \sqrt{T_F}, \tag{1}$$

w którym:

γ — przewodność elektryczna właściwa metalu (Ω^{-1} m/mm^2),

μ_w — przenikalność względna metalu,

T_F — umowny czas trwania czoła (μs).

Z wzoru tego wynikają wartości przybliżone x_j dla spotykanych czół $T_f = 1...10$ μs: dla stali 0,3...1 mm, dla miedzi 0,1...0,4 mm, dla aluminium 0,15...0,5 mm.

Ciekawą właściwością jest przybliżona niezależność energii wydzielanej w jednostce objętości warstwy naskórkowej od przewodności właściwej γ oraz od czasu czoła T_F. Wyjaśnia się to w ten sposób, że przy większej przewodności γ oraz przy krótszym czasie T_F zastępcza grubość x_j wypada mniejsza.

Innym ciekawym szczegółem jest pozostawanie wydzielonego ciepła w warstwie naskórkowej przez stosunkowo długi czas, bez odprowadzania do wnętrza przewodu. Właściwość tę charakteryzuje się zastępczą grubością cieplną (mm), dla której znaleziono wzór

$$x_\Theta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} 10^{-2} \sqrt{\frac{\lambda}{c\delta}} \sqrt{t}, \tag{2}$$

w którym:

λ — przewodność cieplna właściwa (W/cm °C),

c — ciepło właściwe (Ws/cm^3 °C),

δ — gęstość (g/cm^3),

t — czas (μs).

Z wzoru tego wynikają wartości przybliżone x_Θ dla czasów $t = 1...100...10^6$ μs: dla stali 0,005...0,05...5 mm, dla miedzi 0,01...0,1...10 mm, dla aluminium 0,01...0,1...10 mm.

Zbadano też rolę przenikalności stali w naskórkowości udarowej. W niektórych dawniejszych publikacjach można znaleźć twierdzenie, że przenikalność znacznie zmniejsza odporność cieplną przewodów stalowych na prądy piorunowe. Tymczasem okazuje się [1], że nawet przy nie największych prądach piorunowych udarowych nasycenie stali jest wprost idealne, że stal zachowuje się w tych warunkach prawie jak przewodnik niemagnetyczny, o przenikalności względnej μ_w bliskiej 1. Do obliczeń przybliżonych nagrzewania udarowego stali przyjmowano w szeregu publikacji, począwszy od r. 1946 [1], $\mu_w = 1{,}5$, co oznacza niejakie obostrzenie warunków rzeczywistych.

3. OBLICZENIA NAGRZEWANIA UDAROWEGO

W obliczeniach przybliżonych przekroju przewodu na nagrzewanie prądami piorunowymi udarowymi [2, 3] przyjmowano tytułem przybliżenia, że ciepło wydzielone w idealnie cienkiej warstwie naskórkowej jest równe sumie ciepła od czoła prądu — przy uwzględnieniu idealnie silnej naskórkowości (obostrzeniu) oraz ciepła od grzbietu prądu — przy pominięciu naskórkowości (złagodzenia). Pomijano przy tym przenikanie pierwszego składnika do wnętrza przewodu. Obliczenia te wykonano tylko dla przewodów o przekroju okrągłym.

Wzięcie w rachubę samego tylko drugiego składnika — z pominięciem czoła i naskórkowości — prowadzi do wzoru na wymagany przekrój przewodu (mm²)

$$s_0 = \frac{\sqrt{\Sigma(i_{\max}^2 T_p)}}{k_m}, \tag{3}$$

w którym:

$k_m = \sqrt{\gamma c \delta \Delta\Theta}$ — współczynnik materiałowy, (4)

γ, c, δ — jak wyżej,

$\Delta\Theta$ — dopuszczalny przyrost temperatury (°C),

i_{max} — wartość szczytowa prądu udarowego (kA),

T_p — czas do półszczytu prądu udarowego (μs).

Wzięcie zaś w rachubę samego tylko drugiego składnika ciepła — z pominięciem grzbietu udaru — prowadzi do wzoru na wymagany przekrój przewodu (mm²)

$$s_n = \frac{0{,}1\gamma\mu_w}{k_m^2} \sum i_{\max}^2. \tag{5}$$

Biorąc w rachubę obydwa składniki nagrzewania, otrzymuje się wzór na wymagany przekrój wypadkowy (mm²)

$$s = 0{,}5\, s_n + \sqrt{0{,}25 s_n^2 + s_0^2}. \tag{6}$$

Znak sumowania $\sum$ we wzorach (3) i (5) przedstawia sumowanie wszystkich udarów pioruna wielokrotnego. Kryje się w tym obostrzenie obliczenia według wzoru (5), ponieważ pomija się przenikanie ciepła z warstwy naskórkowej do wnętrza przewodu w przerwach między kolejnymi udarami. Nie jest to sprawa ważna, gdyż wartość szczytowa i_{max} w pierwszym udarze jest znacznie większa niż w następnych udarach.

Tablica 1

Wymagane przekroje przewodów s wg wzoru (6)

Materiał	i_{max} = 100kA	250 kA	500 kA
	s mm²		
Stal	11,0	30,8	74,2
Miedź	4,4	13,6	37,6
Glin	6,7	20,6	57,2

Operując czasem T_p we wzorze (3), pominięto opadanie grzbietu udaru, tj. jak gdyby przyjęto prostokątny udar o czasie T_p. Stanowi to obostrzenie, które może uzasadnić pominięcie następnych udarów w piorunie wielokrotnym.

Wyniki takich obliczeń przybliżonych przekroju s według wzoru (6) zestawiono w tablicy 1 dla 3 wartości prądu i_{max}: 100, 250 oraz 500 kA, przy $T_p = 50$ μs, $\Delta\Theta = 200$ °C. Widać tu, że przekrój s rośnie z prądem I_{max} znacznie silniej niż proporcjonalnie do prądu i_{max}. Jest to skutek naskórkowości.

4. BADANIA LABORATORYJNE ODPORNOŚCI TERMOMECHANICZNEJ

W r. 1961 Frühauf ogłosił wyniki badań laboratoryjnych wytrzymałości udarowej przewodów stalowych i miedzianych [4]. W badaniach tych stosowano generator udarowy prądowy, który dawał stosunkowo małe prądy aperiodyczne o dłuższych grzbietach, np. ok. 30 kA, większe prądy aperiodyczne o krótszych grzbietach, np. ok. 130 kA, znacznie większe prądy oscylacyjne, np. ok. 370 kA. Ażeby doprowadzić przewody do zniszczenia takimi prądami, przy stosunkowo niewielkich czasach, wybierano niewielkie przekroje. Badano tylko przekroje kołowe.

Obciążenie termiczne przewodu w próbie udarowej określano energią wydzielaną w jednostce objętości w (Ws/mm³), uwzględniając w prostym obliczeniu wartość szczytową prądu i_{max}, zastępczy czas działania T_{wp}, przekrój s oraz przewodność elektryczną właściwą γ. Dla udarów aperiodycznych pomijano przy tym naskórkowość, dla prądów oscylacyjnych mnożono rezystancję przewodu przez współczynnik naskórkowości

$$k = R_{\sim}/R; \tag{7}$$

R — rezystancja bez naskórkowości,

$R_{\sim}$ — rezystancja z naskórkowością.

Na rys. 1 odtworzono przykładowe fotografie przewodów po próbach według publikacji Frühaufa. Są to częściowo druty stalowe, częściowo miedziane. Procesy termomechaniczne polegają na powyginaniu drutu, a następnie — przy większym wskaźniku termicznym w — na połamaniu (pokruszeniu) drutu. Z rysunku tego można przyjąć graniczne wartości w odporności termomechanicznej: dla stali 2,2 Ws/mm³, dla miedzi 1,8 Ws/mm³.

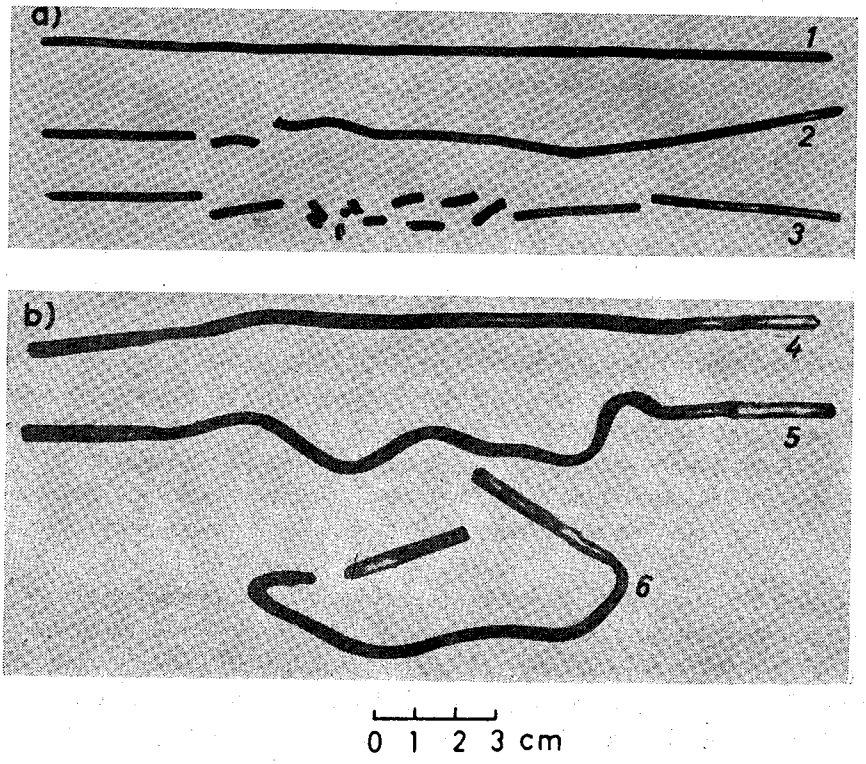
Jest rzeczą ciekawą wyznaczyć przyrosty temperatur $\Delta\Theta_j$ odpowiadające tym granicom w. Posługujemy się w tym celu prostą zależnością

$$\Delta\Theta = 1000 \frac{w}{c\delta}, \tag{8}$$

c, δ — jak wyżej.

Obliczamy w ten sposób wartości $\Delta\Theta$: dla stali 480 °C, dla miedzi 510°C. Są to wyniki znacznie niższe od temperatur topnienia, które wynoszą dla stali ok. 1350 °C, dla miedzi ok. 1080 °C. Te wyniki graniczne w oraz $\Delta\Theta$ nie są całkiem pewne — wobec wątpliwości w sprawie sposobu uwzględnienia naskórkowości w obliczeniach wskaźnika w.

Artykuł Frühaufa przedstawia też wykreślnie lekki wzrost granicy w przy wzroście średnicy drutu d. Mianowicie przy wzroście d od 0,5 mm do 4 mm wartość w rośnie dla



Rys. 1. Skutki laboratoryjnych prób termodynamicznych
a) Drut stalowy o średnicy 2 mm, T_{wp} = 7,4 μs; b) Drut miedziany o średnicy 3,4 mm, T_{wp} = 20,5 μs

Nr	i_{max} kA	w Ws/mm³
1	126	2,1
2	128,5	2,2
3	132,5	2,3

Nr	i_{max} kA	w Ws/mm³
4	324	1,36
5	378	1,7
6	395	1,8

stali od 1,75 do 2,4 Ws/mm³, a dla miedzi od 1,5 do 1,95 Ws/mm³. Otrzymane krzywe zależą oczywiście od sposobu uwzględnienia naskórkowości.

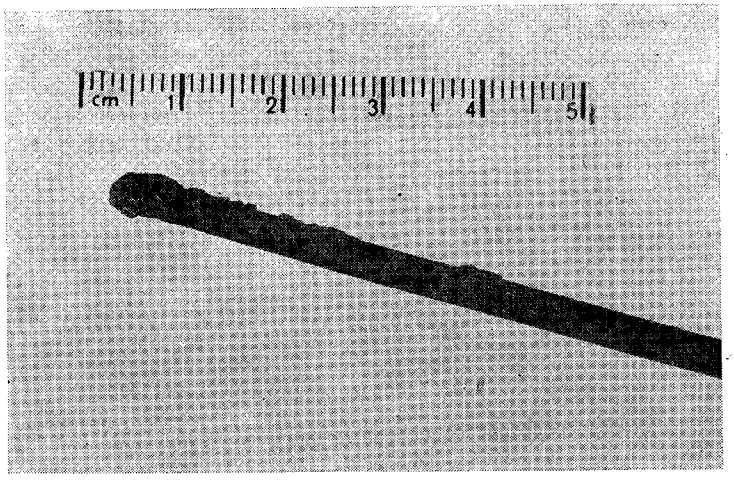
5. BADANIA ODPORNOŚCI TERMOMECHANICZNEJ NA PIORUNOCHRONACH LEKKICH

W r. 1956 Zakład Wysokich Napięć Politechniki Gdańskiej wprowadził w Polsce z inicjatywy Państwowego Zakładu Ubezpieczeń piorunochrony lekkie dla drobnych budynków wielskich. Główną cechą oszczędnościową tego rozwiązania był drut stalowy ocynkowany o przekroju 10 mm², w porównaniu z przekrojem 35 mm² dla normalnych polskich piorunochronów. Drut 10 mm² zastosowano zarówno dla części nadziemnej piorunochronu, jak i dla uziomów, przewidując odporność na prądy udarowe do ok. 100 kA.

W ciągu kilku następnych lat prowadzono na piorunochronach lekkich badania dwóch rodzajów. Pierwszy rodzaj polegał na rejestracji prądów piorunowych udarowych i na obserwacji skutków piorunów przy różnych prądach [5]. Drugi rodzaj obywał się bez rejestracji prądów i polegał na obserwacji skutków piorunów [6]. Obserwacje obu rodzajów dały większe bogactwo zjawisk ograniczających odporność drutu niż badania laboratoryjne omówione wyżej. Przedstawiamy kilka wypadków piorunowych, które można uznać za najciekawsze.

Największy prąd piorunowy zarejestrowany wyniósł -460 kA $\pm 20\%$. Zwód i pojedynczy przewód odprowadzający zniknęły całkowicie bez śladu. Stopiły się więc i wyparowały. Położenie przewodu odprowadzającego na ścianie wyznaczono według skobli, które pozostały nieuszkodzone. Pozostał też rejestrator jednopręcikowy, który uległ silnemu nasyceniu. Pomimo to rejestracja jest dość dokładna dzięki zastosowaniu metody indywidualnego odmagnesowywania [7]. Wynik ma zadawalającą dokładność również dzięki temu, że wyzyskano wzory matematyczne na pole magnetyczne przewodów o skończonych długościach zamiast najprostszego wzoru na pole przewodu prostoliniowego nieskończenie długiego. Ten najprostszy wzór dałby większy prąd piorunowy, ok. -510 kA.

Wyparowała również mała początkowa cząstka uziomu pojedynczego, ok. 20 cm. Jeżeli ocenić minimalny prąd potrzebny na wyparowanie drutu na ok. 300 kA, to możnaby spodziewać się wyparowania uziomu na 1/3 części długości, a więc na odcinku kilkumetrowym. Tę pozorną sprzeczność można wyjaśnić w ten sposób, że znaczna część prądu piorunowego, np. ok. 1/3, odgałęziła się od uziomu do dołu z wapnem gaszonym, jaki



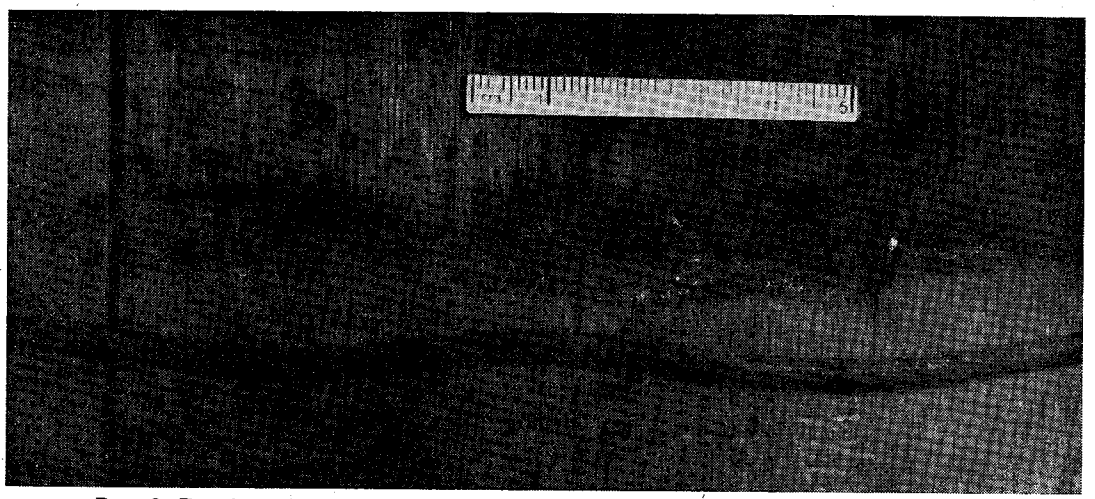
Rys. 2. Początek zachowanego uziomu stalowego 10 mm² po piorunie — 460 kA

znajdował się w odległości trochę większej niż 10 m od ściany szczytowej dźwigającej przewód odgromowy. Za przypuszczeniem tym przemawia zapalenie niewielkiej ilości słomy na ziemi w uderzonym budynku, w rogu koło uziomu, świadczące o wystąpieniu silnych iskier wtórnych wzdłuż powierzchni ziemi. Ogień ten ugaszono szybko, a drewniany budynek kryty słomą (stodoła) nie zapalił się. Rys. 2 przedstawia zachowany po-

czątek uziomu z tego wypadku. Tylko na niewielkiej długości widać ślady zmiażdżenia czy też stopienia i skrzepnięcia.

W innym wypadku zarejestrowano w pojedynczym przewodzie odprowadzającym prąd piorunowy -118 kA $\pm 20\%$. Drut w części nadziemnej został poprzerywany w licznych miejscach na odcinki o różnych długościach, podobnie do rysunku 1, nr 2, 3 i 6 z badań laboratoryjnych Frühaufa. Miejsca przerw drutu mają wygląd zmiażdżenia.

W jeszcze innym wypadku zarejestrowano w pojedynczym przewodzie odprowadzającym za pomocą trzech pręcików magnetycznych prąd piorunowy -103 kA $\pm 10\%$. Drut nie uległ zniszczeniu, lecz tylko wyżarzył się, warstwa cynku zniknęła, drut zardze-



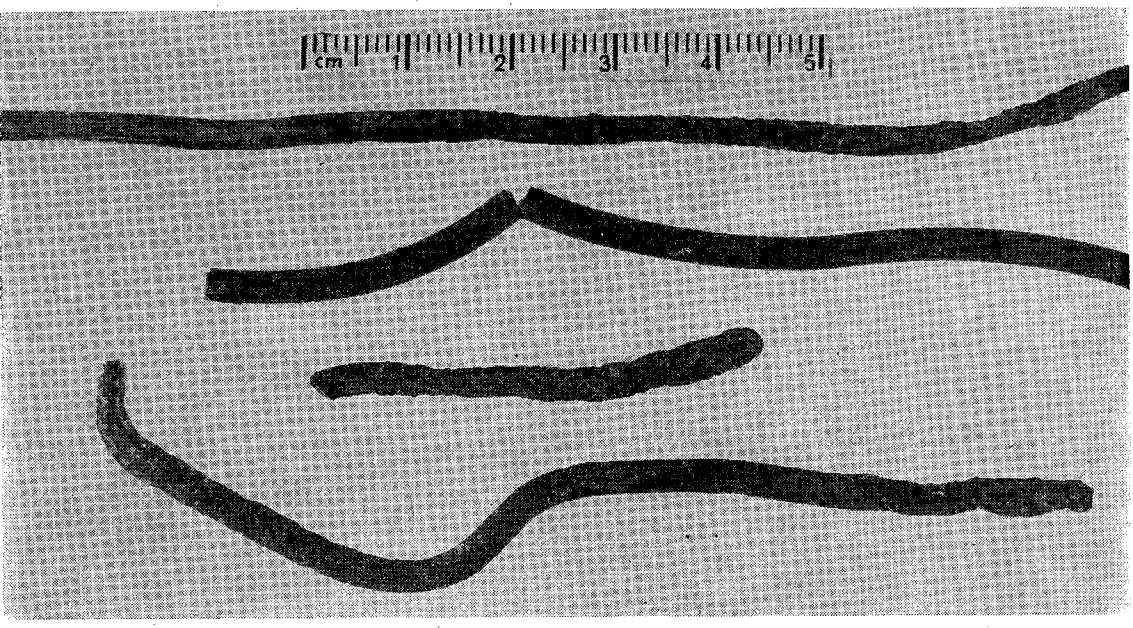
Rys. 3. Zwęglone drewno od nagrzanego drutu stalowego 10 mm² po piorunie — 103 kA

wiał. W miejscach zetknięcia drutu ze ścianą drewnianą nastąpiło zwęglenie drewna. Na rys. 3 jest przedstawiony taki najsilniejszy ślad; głębokość zwęglenia wynosi ok. 0,5 cm, szerokość ok. 2 cm. Jednakże uderzony budynek (stodoła), o ścianach drewnianych i dachu słomianym, nie zapalił się.

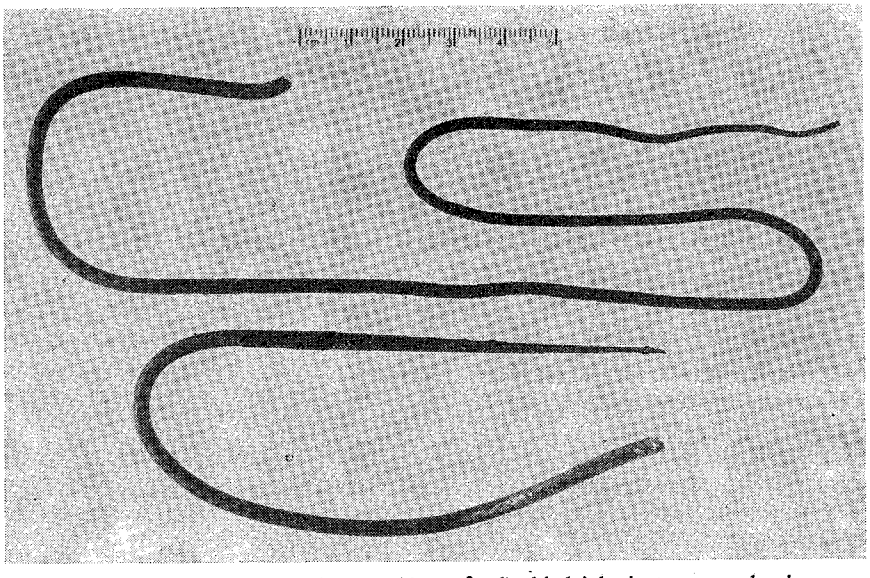
Z tych dwóch rejestracji: -118 kA ze zniszczeniem drutu 10 mm² oraz -103 kA bez zniszczenia drutu, można wyciągnąć wniosek, że odporność termomechaniczna drutu stalowego 10 mm² wynosi ok. 110 kA. Jeżeli obliczeniowy przekrój 11 mm² według tablicy 1 odpowiada przyrostowi temperatury 200 °C, to naszemu wynikowi 110 kA odpowiadałby przyrost temperatury ok. 300 °C, gdyby trzymać się wartości czasu $T_p = 50$ μs. Warto tu przypomnieć temperaturę topnienia cynku ok. 400 °C oraz przyrost temperatury wynikający z badań laboratoryjnych Frühaufa 480 °C.

Rys. 4 przedstawia cząstki zniszczonego drutu 10 mm² bez rejestracji prądu piorunowego. Niektóre fragmenty są poprzerywane przez działanie termomechaniczne, podobnie jak na rys. 1, nr 2 oraz 6. Są też odcinki stopione i następnie skrzepnięte nieregularnie. Inne części stopiły się i skrzepły regularnie w postaci małych kulek. W wypadku tym zniszczenie piorunochronu nie spowodowało zapalenia budynku.

Rys. 5. przedstawia szczątki zniszczonego piorunochronu na stodole, która miała ściany drewniane i dach pokryty papą. Piorunochron miał pojedynczy przewód odpro-



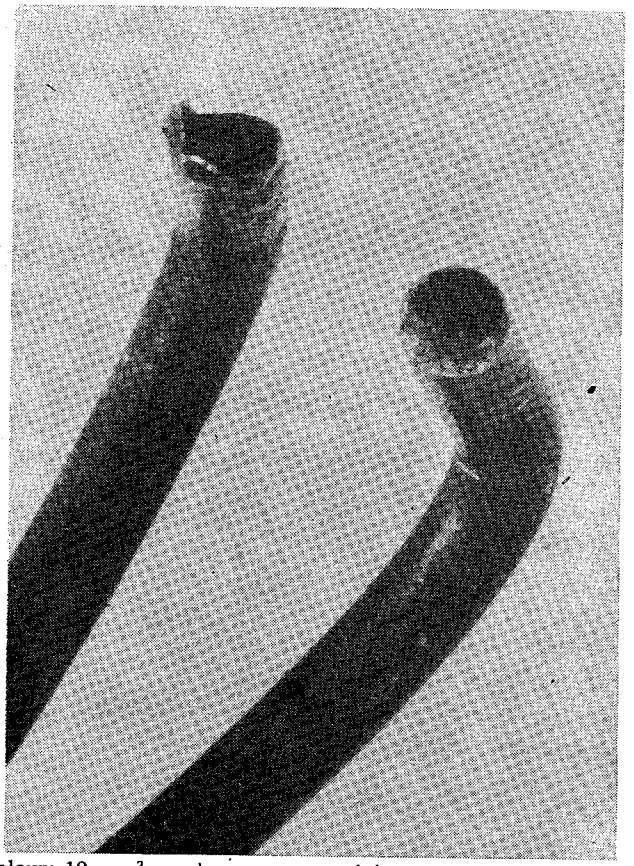
Rys. 4. Szczątki zniszczonego drutu stalowego 10 mm², skutki działania termomechanicznego lub stopienia i skrzepnięcia



Rys. 5. Szczątki zniszczonego drutu stalowego 10 mm², skutki działania termomechanicznego oraz naskórkowości podwójnej

wadzający. Drut uległ połamaniu na szereg odcinków przez działanie termomechaniczne. Ponadto dwa odcinki zostały regularnie zaostrzone, schodząc z grubością do ok. 0,5 mm oraz ok. 1 mm. Jest to unikalne potwierdzenie mechanizmu naskórkowości podwójnej. W wypadku tym zapaliła się słoma wewnątrz stodoły, zapewne raczej na skutek iskry wtórnej niż w wyniku zniszczenia piorunochronu. Dla iskry wtórnej niekorzystną okolicznością jest pojedynczy przewód odprowadzający. Przy dwóch przewodach odprowadzających uniknięcie iskry wtórnej byłoby daleko łatwiejsze.

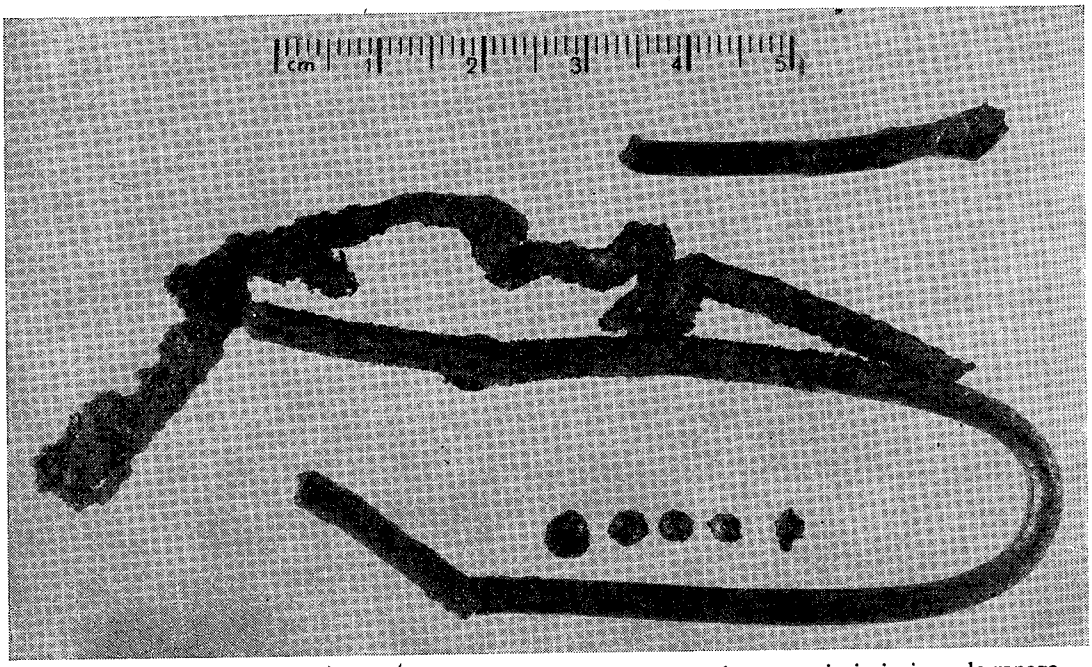
Wyodrębnienie warstwy naskórkowej jest widoczne również na rysunku 6 w dwóch przełomach termomechanicznych, które powstały od prądu pioruna.



Rys. 6. Drut stalowy 10 mm² przełamany, z wyraźnie wyodrębnioną warstwą naskórkowości

Rys. 7 przedstawia skutki silnego stopienia. Drut częściowo zakrzepł mniej lub więcej nieregularnie na znacznych długościach, częściowo utworzył małe cząstki o kształcie zbliżonym do kulistego.

Różne uszkodzenia drutu w poszczególnych punktach instalacji można wyjaśnić częściowo wpływem zmoczenia przez deszcz. Warstewka wody chłodzi powierzchnię drutu zależnie od swej grubości, unieszkodliwiając w niektórych miejscach efekt podwójnej naskórkowości.



Rys. 7. Szczątki zniszczonego drutu stalowego 10 mm², skutki wyraźnego stopienia i nieregulowanego skrzepnięcia

6. TEORIA OBCIĄŻENIA TERMOMECHANICZNEGO

Przyrost temperatury $\Delta\Theta$ wywołałby bez naprężeń mechanicznych przyrost względny długości przewodu

$$\frac{\Delta_1 l}{l} = \alpha\,\Delta\Theta, \tag{9}$$

gdzie:

l — długość pierwotna,

α — współczynnik wydłużalności cieplnej (/°C).

Gdyby wystąpiło równomierne na całej długości naprężenie ściskające K (N/cm²), to w grę wchodziłby przyrost względny długości

$$\frac{\Delta_2 l}{l} = -\frac{K}{E}; \tag{10}$$

E — moduł sprężystości (N/cm²), określający sztywność układu.

Z tych dwóch przyrostów długości wyniknąłby przyrost wypadkowy

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta_1 l}{l} + \frac{\Delta_2 l}{l} = \alpha\Delta\Theta - \frac{K}{E}. \tag{11}$$

Ciekawym przypadkiem jest utrzymanie niezmiennej długości w wyniku gry bezwładności i sztywności przewodu, tj.

$$\frac{\Delta l}{l} = 0, \quad \Delta\Theta = \frac{K}{\alpha E}. \tag{12}$$

Można też zapytać, jaki przyrost temperatury $\Delta_s\Theta$ przy idealnej sztywności układu dałby wytrzymałość na ściskanie K_s (N/cm²). Wzór (12) pozwala napisać

$$\Delta_s\Theta = \frac{K_s}{\alpha E}. \tag{13}$$

Przyrost ten nie określa dopuszczalnego nagrzewania prądem udarowym, jednakże jest ciekawą wielkością charakterystyczną. Dlatego zestawia się w tablicy 2 wyniki obliczeniowe $\Delta_s\Theta$ oraz zastosowane parametry. W wartościach E oraz K_s uwzględniono silną zmienność w funkcji temperatury, nie gwarantując jednak dużej dokładności. Małe wartości $\Delta_s\Theta$ w tablicy 2 nie wyznaczają niebezpieczeństwa praktycznego, ponieważ w rzeczywistości sztywność układu jest ograniczona.

Tablica 2

Obliczenia dopuszczalnej temperatury nagrzewania $\Delta_s\Theta$ przy założeniu idealnej sztywności układu wg wzoru (13)

Materiał	α /°C 10^{-6}	E N/cm² 10^6	K_s N/cm² 10^3	$\Delta_s\Theta$ °C
Stal	10,5	18	30	160
Miedź	17	10	14	80
Aluminium	25	7	7	40

Dla dopuszczalnego przyrostu temperatury $\Delta_d\Theta$ przy ograniczonej sztywności układu można by napisać sformułowania

$$\frac{\Delta_2 l}{l} = -\varkappa \frac{\Delta_1 l}{l}, \quad \Delta_d\Theta = \frac{K_s}{\varkappa\alpha E}; \tag{14}$$

$\varkappa$ — umowny wskaźnik sztywności.

Dopuszczając, jak poprzednio, naprężenie ściskające (miażdżące)

$$K_d = K_s,$$

wyznacza się dopuszczalny przyrost temperatury

$$\Delta_d\Theta = \frac{K_d}{\varkappa\alpha E}, \tag{15}$$

a stosunek dopuszczalnego przyrostu temperatury do obliczeniowego przy założeniu idealnej sztywności

$$\Delta_d\Theta/\Delta_s\Theta = 1/\varkappa. \tag{16}$$

Biorąc w rachubę według wyników laboratoryjnych Frühaufa $\Delta_d\Theta$ dla stali 480°C, dla miedzi 510°C, a wartości obliczeniowe $\Delta_s\Theta$ z tablicy 2 dla stali 160°C, dla miedzi 80°C, oblicza się według wzoru (16) wskaźniki sztywności $\varkappa$ w badaniach Frühaufa dla stali ok. 0,33, dla miedzi ok. 0,16. Widoczna tutaj mniejsza sztywność dla układu miedzianego wynika zapewne głównie z mniejszego modułu sztywności E dla miedzi (p. tablica 2). Biorąc zaś w rachubę z badań na piorunochronach lekkich dla stali $\Delta_d\Theta$ = 300 °C, a z tab-

licy 2 $\Delta_s\Theta = 160°C$, otrzymuje się wskaźnik sztywności $\varkappa$ stalowego piorunochronu lekkiego ok. 0,53.

Wypada przyznać, że wprowadzenie tutaj wskaźnika sztywności $\varkappa$ jest bardzo dalekie od dokładnego ujęcia naukowego. Rozwiązanie problemu wpływu bezwładności i sprężystości układu jest rzeczą bardzo trudną.

Pokrewne badania. Trochę podobne są zjawiska przy topieniu drutu w bezpiecznikach [8, 9]. W ostatnich czasach wiele dziesiątków publikacji było poświęconych tym zjawiskom i koncepcjom teoretycznym. Wyniki te można wyzyskać w dalszych pracach nad przewodami w ochronie odgromowej.

7. WNIOSKI I PROPOZYCJE DALSZYCH BADAŃ

Wywody teoretyczne, badania laboratoryjne i obserwacje na piorunochronach są obecnie dalekie od zamknięcia tych problemów naukowych. W szczególności potrzeba dalszych badań laboratoryjnych na różnych przewodach: drutach o przekroju kołowym i prostokątnym oraz linek, różnych metalach a także w różnych okolicznościach, np. zamocowań, zagięć, deszczu. W Polsce posiadamy możliwości laboratoryjne do takich badań. Można z powodzeniem skierować na tę tematykę rozprawy doktorskie.

Potrzeba też studiów teoretycznych nad efektami bezwładności i sprężystości układu przewodzącego. Pożądane jest powiązanie z badaniami laboratoryjnymi. Jest to dziedzina trudna, również odpowiednia na rozprawy doktorskie.

W obecnym stanie teorii i obserwacji doświadczalnych można przyjmować w obliczeniach przekrojów przewodów stalowych i miedzianych dopuszczalny przyrost temperatury 200°C z dostatecznym bezpieczeństwem. Sprawa przewodów aluminiowych jest bardziej wątpliwa.

LITERATURA

1. S. Szpor, *Effet pelliculaire en courant de choc dû à la foudre*, CIGRE, 1946, r. 323.
2. S. Szpor, *Ochrona odgromowa*, Tom I, Warszawa 1953, s. 270—277.
3. S. Szpor, *Przekroje przewodów do ochrony odgromowej*, Przegląd Elektrotechniczny, 1971, s. 367.
4. G. Frühauf, *Modellmessungen mit Blitzströmen*, Elektrotechnische Zeitschrift A, 1961, s. 265.
5. S. Szpor, E. Dytkowski, J. Suchocki, *Badania prądów piorunowych w piorunochronach typu lekkiego*, Acta Technica Gedanensia, 1963, z. 2, s. 61.
6. S. Szpor, E. Dytkowski, *Badania skuteczności piorunochronów typu lekkiego*, Acta Technica Gedanensia, 1963, z. 2, s. 111.
7. J. Suchocki, A. Cewe, *Methods of magnetic links analysis*, Archiwum Elektrotechniki, 1971, s. 259.
8. S. Arai, *Deformation and Disruption of Silver Wires*, Int. Conf. on Electric Fuses and their Application, Liverpool 1976.
9. T. Lipski, *A Phenomenological Approach to Arcing in W.B.C. Fuses*, Manuscript, Gdańsk 1980.

S. SZPOR

THERMOMECHANICAL RESISTANCE OF CONDUCTORS AGAINST LIGHTNING CURRENTS

Summary

Theoretical studies about the skin effect under lightning currents have been published in 1946 [1]. The most important features are: a very strong skin effect during the surge front, independence of the heat produced in the skin layer of the electrical resistivity and of the front duration, lack of the heat penetration from the skin layer to the inner layers (double skin effect), very small permeability effect in steel thanks to the saturation.

A method of calculating the section of the conductor [2, 3] has been remembered. The calculations introduce two elementary sections: section due to the surge tail, without skin effect

$$s_O = \frac{\sqrt{\sum (i_{\max}^2 T_p)}}{k_m}, \tag{3}$$

section due to the skin effect arising during the surge front

$$s_n = \frac{0{,}1 \gamma \mu_w}{k_m^2} \sum i_{\max}^2; \tag{5}$$

$k_m = \sqrt{\gamma c \delta \Delta\Theta}$,

γ — electrical conductivity (Ω^{-1} m/mm^2),

μ_w — relative permeability,

c — specific heat (Ws/cm^3 °C),

δ — density (g/cm^3),

$\Delta\Theta$ — temperature rise of the surface (°C),

$i_{\max}$ — successive current crests of the lightning strokes (kA),

T_p — tail duration of the surge current (μs).

The section resulting from these two elements is

$$s = 0{,}5 s_n + \sqrt{0{,}25 s_n^2 + s_0^2}. \tag{6}$$

The results of these caclulations are shown in Table 1 for three values i_{max}: 100, 200 and 500 kA, with $T_p = 50$ μs, $\Delta\Theta = 200$°C. The section s increases with the current i_{max} much stronger than proportionately, because of the skin effect.

Laboratory results after Frühauf [4] have been resumed. Fig. 1 represents thermomechanical effects of surge currents on steel and copper conductors. Under some currents the conductors are crushed and divided into parts. The limits of the thermomechanical resistance are determined by the energy produced per unit volume w (Ws/mm^3): for the steel about 222 Ws/m^3, for the copper about 1,8 Ws/mm^3. These limits correspond to temperature rises 480°C for the steel, 510°C for the copper. The parameter w increases slightly with the diameter of the conductor.

Some observations of lightning effects on light—type lightning conductors, used in Poland on small rural buildings, have been presented [5, 6]. The steel section in this solution is 10 mm^2 (galvanised). In some cases lightning currents are known together with lightning effects on the conductor.

The greates lightning current recorded was — 460 kA ±20%. The magnetic link has been saturated, but the precision of the huge value — 460 kA is not bad, thanks to the method of anti-magnetization. Fusion and evaporation of the whole conductor above earth has resulted. The minimum current for the evaporation has been estimated at about 300 kA. Only a small part of the conductor 10 mm^2 in the earth has been fused, because a great part of the current has chosen another way to earth (Fig. 2).

A lightning of — 118 kA ±20% has crushed the 10 mm^2 conductor and divided it into parts, like in Fig. 1, No. 2, 3 and 6. Another lightning of — 103 kA ±10% did not destroy the steel conductor, but has fused the zinc coating and has carbonised a wooden plank touching the conductor (Fig. 3). From these two records a limit of about 110 kA for the thermomechanical resistance may be drawn corresponding to a temperature rise of about 300°C.

Figures 4, 5, 6 and 7 show partly thermomechanical effects of crushing and tearing. In some parts melting and irregular recoagulating may be statee. Formation of needles proves the importance of the double skin effect. The irregularities of the lightning effects on the conductors of 10 mm² may be explained by irregular effects of rain.

Some theoretical formulations have been proposed. An ideal compensation of the thermic elongation and of the elastic compression has been imagined (stiff keeping the length). This concept leads to the formula of an ideal admissible temperature rise

$$\Delta_s\Theta = \frac{K_s}{\alpha E}; \tag{13}$$

α — coefficient of thermic elongation (/°C),
E — module elasticity (N/cm²),
K_s — compressive strength (N/cm²).

The results obtained with formula (13) are shown in Table 2, together with the parameters adopted. The small values of $\Delta_s\Theta$ do not limit in reality the possibility of the conductor.

It is possible to attain higher values $\Delta_d\Theta$ thanks to the inertia and to the elasticity of the system, which factors determine a coefficient $\varkappa$, used to evaluate the ratio

$$\Delta_d\Theta/\Delta_s\Theta = 1/\varkappa. \tag{16}$$

Data obtained by Frühauf give values of $\varkappa$ about 0,33 for steel, about 0,16 for copper, results from the Polish lightning conductors of light type — about 0,53 for steel.

The need has been claimed of further laboratory studies, whose purpose is the explanation of the role of the form of the section: circular or rectangular, of the cable application, of different metals and different circumstances of fixation, bends, rain. Theoretical studies are also needed on the effects of inertia and elasticity, on the coefficient $\varkappa$.

Related studies have been made of the disruption of fuse wires and tens of publications have come out about experiments and theoretical concepts. These results may be partly utilized in the further thermomechanical studies of lightning conductors.

S. SZPOR

RÉSISTANCE THERMOMÉCANIQUE DES CONDUCTEURS AUX COURANTS DE FOUDRE

Résumé

On rappelle la théorie de l'effet pelliculaire du courant de choc et les calculs de l'échauffement des conducteurs par les courants de foudre. On fait un résumé des essais de laboratoire sur la résistance thermomécanique des conducteurs en acier et en cuivre suivant Frühauf. On présente l'étude de cette résistance des conducteurs en acier, faite sur les paratonnerres légers suivant Szpor, Dytkowski et Suchocki. On propose une conception théorique de la présentation du processus thermomécanique. On tire des conclusions en particulier sur la nécessité de la continuation en evanir des essais expérimentaux et théoriques.

S. SZPOR

THERMOMECHANISCHE BLITZSTROMFESTIGKEIT VON LEITERN

Zusammenfassung

Es wird auf die Theorie der Stoßstromverdrängung (des Skineffekts) bei Blitzströmen und auf die Berechnungen der Erwärmung von Leitern mittels Stoßströmen hingewiesen, als auch auf die Laborversuche bei thermomechanischer Festigkeit von Stahl- und Kupferdrähten (nach Frühauf). Diskutiert werden Studien über diese Festigkeit bei Stahldrähten leichter Blitzableiter (nach Szpor, Dytkowski und

Suchocki). Ein Versuch der theoretischen Erklärung thermomechanischer Prozesse wird unternommen. Schlüsse werden gezogen, besonders über die Notwendigkeit, weitere Labor- und theoretische Studien zu führen.

С. ШПОР

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ СТОЙКОСТЬ ПРОВОДНИКОВ НА МОЛНИЕВЫЕ РАЗРЯДЫ

Р е з ю м е

Припоминается теория ударного скин-эффекта, выступающего при ударных токах и расчеты нагрева проводника ударными токами. Изложено содержание лабораторных испытаний термомеханической стойкости стальных и медных проводников по Фрюхауфу. Представлены испытания этой стойкости для стальных проводников легких громоотводов по Шпору, Дытковскому и Сухоцкому. Представлена попытка теоретического обоснования термомеханической нагрузки. Выведены заключения касающиеся в частности необходимости продолжения лабораторных и теоретических исследований.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 457—472

621.3.032.11

Wytrzymałość elektryczna przerwy próżniowej i zjawiska przedwyładowcze w układzie elektrod polerowanych elektrolitycznie

HANNA MOŚCICKA-GRZESIAK (POZNAŃ), JERZY SKIBIŃSKI (SUCHY LAS), HALINA GRUSZKA (POZNAŃ)

Instytut Elektroenergetyki Politechniki Poznańskiej

JAN CHAJDA (POZNAŃ)

Instytut Technologii Budowy Maszyn Politechniki Poznańskiej

Otrzymano 20.8.1980

Praca dotyczy zagadnienia elektrycznej wytrzymałości układów izolacyjnych w próżni. Obiektem badań był układ dwóch płaskich elektrod z przerwą próżniową o długości rzędu 1 mm. Powierzchnię elektrod przygotowano na drodze polerowania elektrolitycznego oraz dla celów porównawczych na drodze obróbki mechanicznej. Jako kryterium chropowatości elektrod stosowano parametr R_a oraz wysokość nierówności R_z obliczane z profilogramów elektrod. Ostatecznej oceny elektrod dokonano w oparciu o ich własności emisyjne wyznaczające współczynnik wzmocnienia pola przy powierzchni elektrody oraz czynną powierzchnię elektronowej emisji polowej. Przedstawiono korelację między wytrzymałością elektryczną układu a wielkościami opisującymi stan elektrod.

1. WPROWADZENIE

Na rozwój wyładowania w próżni bardzo duży wpływ mają prądy przedwyładowcze, głównie prąd polowej emisji elektronowej z elektrod. Wartość prądu przedwyładowczego zależy w dużej mierze od materiału elektrod i od stanu ich powierzchni. Pod pojęciem *stan powierzchni* należy rozumieć zespół czynników określających czystość i gładkość powierzchni. Szczególne znaczenie ma ilość, kształt i wymiary geometryczne mikrowystępów, które w odpowiednich warunkach stają się źródłem elektronów emitowanych polowo. Zmiany stanu powierzchni elektrod pracujących w próżni zachodzą w sposób złożony i skomplikowany na skutek jednoczesnego oddziaływania wielu czynników [1].

Siły elektrostatyczne wynikające z potencjału powierzchniowego metalu elektrod i napięcia zewnętrznego, w zależności od kierunku działania ich wypadkowej, mogą powodować w pewnych warunkach stępianie mikrowystępów przez migrację atomów do podstawy mikrowystępu, a w innych warunkach, przy migracji atomów w kierunku przeciwnym — wydłużanie mikrowystępu. W trakcie wygrzewania elektrod podwyższona temperatura ułatwia dyfuzję cząstek, sprzyja powierzchniowej deformacji, rekrystalizacji,

fazowym przemianom a także parowaniu metalu i jego kondensacji. Tylko w ściśle określonych, optymalnych warunkach termicznych może następować wygładzanie powierzchni i poprawa jej stanu.

Przepływ prądu przedwyładowczego w postaci ciągłego prądu elektronowej emisji polowej powoduje zmiany stanu powierzchni elektrod. Jeśli prąd emisji nie przekracza pewnej granicznej wartości określonej na drodze eksperymentu dla danego obiektu, to obserwuje się kondycjonujące działanie, wyrażające się we wzroście wytrzymałości elektrycznej przerwy międzyelektrodowej w funkcji czasu przepływu prądu polowej emisji elektronowej. Przekroczenie natomiast ustalonej granicznej wartości prądu polowej emisji elektronowej powoduje szybką degradację powierzchni elektrod — erozję i wzrost chropowatości. W tej sytuacji obserwuje się sprzężenie zwrotne pomiędzy prądem emisji elektronowej a chropowatością elektrod. Wzrastająca chropowatość powoduje wzrost prądu emisji, a z kolei zwiększonemu prądowi emisji towarzyszy zwiększanie chropowatości elektrod. Z tej to przyczyny w stanie normalnej eksploatacji wysokonapięciowych układów izolacyjnych pracujących w próżni należy ograniczać do minimum wszelkie prądy przedwyładowcze. Wyjątek stanowi etap kondycjonowania układu, kiedy to celowo powoduje się kontrolowany przepływ ściśle określonej wartości prądu przedwyładowczego. Należy dodać, że proces wzrostu chropowatości powierzchni elektrod przy napięciu przemiennym jest znacznie intensywniejszy niż przy napięciu stałym, gdyż każda elektroda będąc anodą w jednej połówce okresu nagrzewa się, a w drugiej połówce okresu — będąc katodą — ulega zjawisku silnej erozji.

Gęstość prądu elektronowej emisji polowej z katody zależy od gładkości powierzchni elektrod, ale i również od sposobu jej uzyskania. Obróbka mechaniczna polegająca na szlifowaniu i polerowaniu jest dla techniki próżniowej sposobem niedoskonałym. Elektrody polerowane sposobami elektrolitycznymi — jak wskazują poniżej zebrane wyniki badań — posiadają dużą przewagę nad elektrodami polerowanymi mechanicznie.

Istnieje pewna analogia między procesem polerowania elektrolitycznego a procesem kondycjonowania prądem emisyjnym. W obu procesach wielka gęstość prądu występuje tylko na mikrowystępach, co powoduje, na różnych zasadach fizycznych, splanowanie mikrowystępów. Jednak zabieg kondycjonowania prądem emisyjnym działa bardzo wybiorczo, tylko w odniesieniu do kilku — kilkunastu mikrowystępów na 1 cm^2. Uaktywnienie wielu mikrowystępów jednocześnie wymaga wytworzenia wielkiego natężenia pola elektrycznego, a temu na przeszkodzie staje utrata wytrzymałości. Natomiast w procesie polerowania elektrolitycznego biorą praktycznie udział prawie wszystkie występy, szczególnie po splanowaniu największych nierówności. Zabieg kondycjonowania prądem emisyjnym trwa kilkadziesiąt godzin, a zabieg polerowania elektrolitycznego kilka minut, stąd oszczędność czasu.

Ogólnie stosowane metody oceny chropowatości powierzchni, np. stykowo-mechaniczne odwzorowywanie profilu powierzchni, bezstykowe optyczne metody oceny powierzchni, czy pomiar współczynnika odbicia światła są niewystarczające, lub czasem wprowadzające w błąd w przypadku oceniania elementów przeznaczonych na elektrody w wysokonapięciowych układach próżniowych. Błędna ocena powierzchni metalowej wynika stąd, że o wartości prądu elektronowej emisji polowej decyduje nie tylko chropowatość powierzchni, której miarą może być np. wysokość nierówności R_z obliczon

z profilogramu powierzchni, ale i mikrowystępy rozsiane na powierzchni w ilości do kilku na jednym cm². Te mikrowystępy, nazywane w obcej literaturze wprost emiterami, mające swój zasadniczy udział w przedwyładowczym prądzie emisji elektronowej, są nie do wykrycia wymienionymi metodami oceny jakości powierzchni.

Ostatecznej oceny stanu powierzchni elektrod zarówno polerowanych mechanicznie jak i polerowanych elektrolitycznie dokonano w niniejszej pracy w oparciu o pomiary prądów emisyjnych, przy czym obiekty badane zasilano napięciem przemiennym, co było podyktowane możliwością aplikacji wyników w elektroenergetyce.

2. PODSTAWY TEORETYCZNE ZAGADNIENIA

Rozważania na temat sposobów zmniejszenia przedwyładowczego prądu emisji elektronowej można oprzeć na wzorze Fowlera-Nordheima [2]. Wzór ten określa zależność gęstości prądu polowej emisji elektronowej od przykatodowego natężenia pola elektrycznego w sposób następujący

$$j = 1{,}54 \cdot 10^{-6} \frac{E_k^2}{t^2(y)} \varphi^{-1} \exp\left\{-6{,}83 \cdot 10^9 \frac{\varphi^{\frac{3}{2}}}{E_k} \vartheta(y)\right\}, \tag{1}$$

gdzie:

j — gęstość prądu polowej emisji elektronowej w A/m²,
E_k — natężenie pola w przetrzeni przykatodowej w V/m.
φ — praca wyjścia elektronu z metalu w eV,
$t(y) = f(E_k \varphi)$ — funkcja stabelaryzowana dla wartości y od 0 do 1,
$\vartheta(y) = f(E_k \varphi)$ — funkcja Nordheima stabelaryzowana dla wartości y od 0 do 1,

$$y = 3{,}79 \cdot 10^{-5} \cdot E^{0{,}5} \cdot \varphi^{-1} \quad \text{(dla } E \text{ w V/m i } \varphi \text{ w eV)}.$$

Dla wartości natężenia pola E_k oraz pracy wyjścia φ spotykanych w praktyce, wartości funkcji $t^2(y)$ oraz $\vartheta(y)$ są bardzo bliskie lub bliskie jedności i z tych względów we wzorze (1) często opuszcza się te wyrażenia.

Z przytoczonego wzoru (1) widać, że gęstość prądu polowej emisji elektronowej zależy od przykatodowego natężenia pola oraz od pracy wyjścia elektronu z metalu.

Zwykle do analizy zjawiska polowej emisji elektronowej oraz sprawdzania zgodności danych eksperymentalnych ze wzorem Fowlera-Nordheima stosuje się przekształconą postać wzoru (1). Podstawiamy:

$$j = \frac{I}{A_{em}}, \tag{2}$$

$$E_k = E\mu, \tag{3}$$

gdzie:

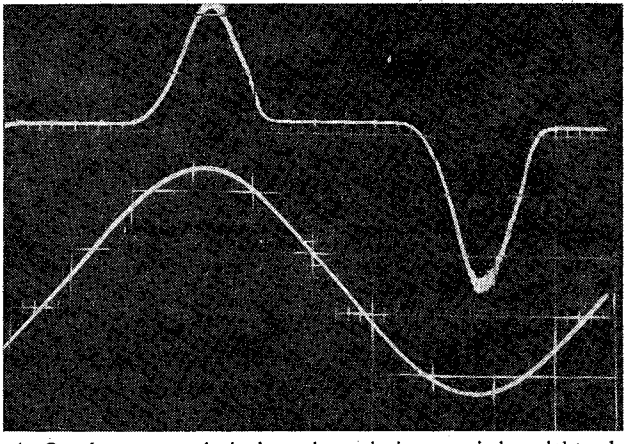
I — natężenie prądu emisji elektronowej w A,
A_{em} — efektywna powierzchnia emisji w m²,
$E = \frac{U}{d}$ — średnie natężenie pola w powierzchni międzyelektrodowej w V/m,
μ — współczynnik wzmocnienia pola przy katodzie.

Po podstawieniu, przekształceniu i obustronnym zlogarytmowaniu otrzymujemy następującą postać wzoru Fowlera-Nordheima

$$\lg(IE^{-2}) = -5{,}81 + \lg(A_{em}\mu^2\varphi^{-1}) - 2{,}98 \cdot 10^9 \cdot \varphi^{3/2}(\mu E)^{-1}. \tag{4}$$

Wzór (4), jak widać, jest równaniem linii prostej, gdzie zmienną niezależną jest E^{-1}, a zmienną zależnością IE^{-2}. Dane z eksperymentu dotyczące natężenia pola E oraz zależnego od niego prądu I można przedstawić w układzie współrzędnych Fowlera-Nordheima, a z uzyskanej charakterystyki $IE^{-2} = f(E^{-1})$, będącej linią prostą, można wyznaczyć współczynnik wzmocnienia pola μ oraz efektywną powierzchnię emisji A_{em}, przyjmując odpowiednią wartość pracy wyjścia elektronu z metalu φ.

Wzory (1) i (4) są słuszne również wtedy, gdy napięcie jest przemienne. Wówczas chwilowa wartość prądu emisji zależy od chwilowej wartości napięcia w sposób zgodny ze wzorem *F-N*. Na rys. 1 przedstawiono przykładowy oscylogram napięcia przemien-



Rys. 1. Oscylogram napięcia i prądu emisyjnego między elektrodami

nego i zależnego od niego prądu elektronowego. Każda z elektrod emituje elektrony wówczas, gdy jej potencjał jest niższy od potencjału elektrody przeciwnej, a więc prąd w jednej połówce okresu charakteryzuje jedną elektrodę, a w drugiej połówce okresu elektrodę drugą.

Jak wynika z powyższych wywodów, materiał elektrod oraz sposób i dokładność ich obróbki rzutujące na wartość przyelektrodowego natężenia pola mają zasadnicze znaczenie dla stanów przedwyładowczych w próżni. Badania eksperymentalne pozwalają określić optymalny sposób obróbki elektrod. Bardzo korzystne z punktu widzenia techniki izolacyjnej jest podniesienie poziomu napięcia międzyelektrodowego, powyżej którego pojawiają się zjawiska stanów przedwyładowyczych prowadzące do wyładowania zupełnego.

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE

Badanym obiektem były elektrody aluminiowe. W zakres eksperymentu wchodziło przygotowanie elektrod na drodze polerowania elektrolitycznego oraz dla porównania

na drodze polerowania mechanicznego. Następnie wykonywano profilogramy powierzchni elektrod i oceniano chropowatość powierzchni posługując się parametrami R_a i R_z. Z kolei elektrody umieszczano w komorze próżniowej i przy różnych odległościach elektrod badano zjawiska przedwyładowcze oraz napięcie przeskoku. W oparciu o wzór Fowlera-Nordheima obliczano współczynnik wzmocnienia pola μ w przestrzeni przyelektrodowej oraz czynną powierzchnię emisji A_{em}, które to wielkości można traktować jako kryteria stanu elektrod. Na drodze eksperymentalnej określano korelację między wytrzymałością elektryczną układu elektrod a wielkościami opisującymi stan elektrod.

3.1. Przygotowanie elektrod

Do badań zastosowano elektrody aluminiowe płaskie, o średnicy wynoszącej 50 mm i odpowiednio ukształtowanych krawędziach. Zasadniczy proces przygotowania elektrod polegał na poddaniu ich zabiegowi polerowania elektrolitycznego [3, 4].

W elektrolizerze wypełnionym odpowiednią kąpielą zanurza się dwie elektrody, z których anoda jest przedmiotem obrabianym. Teoria Jacqueta tłumaczy proces polerowania elektrolicznego w oparciu o zjawisko tworzenia się przy powierzchni anody warstwy o zwiększonej lepkości i rezystywności w stosunku do całej kąpieli. Warstwa ta jest cieńsza przy mikrowystępach, a grubsza przy mikrowgłębieniach, stąd gęstość prądu zależna od lokalnej rezystancji warstwy przyanodowej jest większa na mikrowystępach niż na mikrowgłębieniach. Przy przepływie prądu następuje selektywne wygładzanie mikrowystępów. Na efekt końcowy wpływ oczywisty mają parametry procesu polerowania elektrolitycznego, takie jak: skład i stężenie roztworu, temperatura roztworu, gęstość prądu, czas zabiegu, intensywność mieszania.

Do polerowania elektrod aluminiowych używano wodny roztwór o następującym składzie:

woda	1000 g,
H_2SO_4 98%	1200—1300 g,
CrO_3	20 g.

Drogą kolejnych prób wytypowano następujące parametry procesu:

temperatura pracy	368 K,
napięcie	60 V,
gęstość prądu	3000—7000 A/m^2,
czas	60—150 s.

Stosowano intensywne mieszanie elektrolitu.

Przed zabiegiem polerowania elektrolitycznego elektrody wygładzano papierem ściernym o kilku gradacjach, kończąc na papierze o gradacji 600, a następnie elektrody poddawano chemicznemu odtłuszczaniu w kąpieli o następującym składzie:

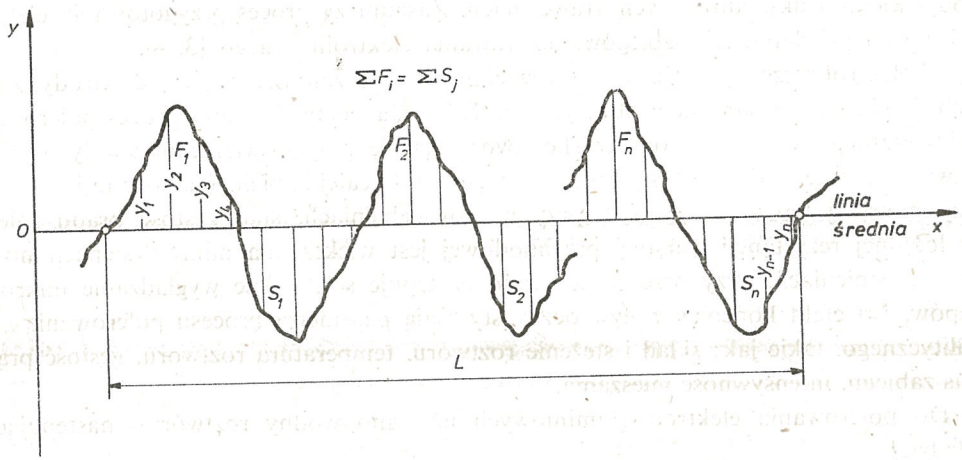
woda	1000 g,
NaOH	5—10 g,
Na_3PO_4	7,5—10 g,
zwilżacz	0,05—0,1 g.

Odtłuszczanie prowadzono przy temperaturze 333 ± 5 K przez czas 180—300 s.

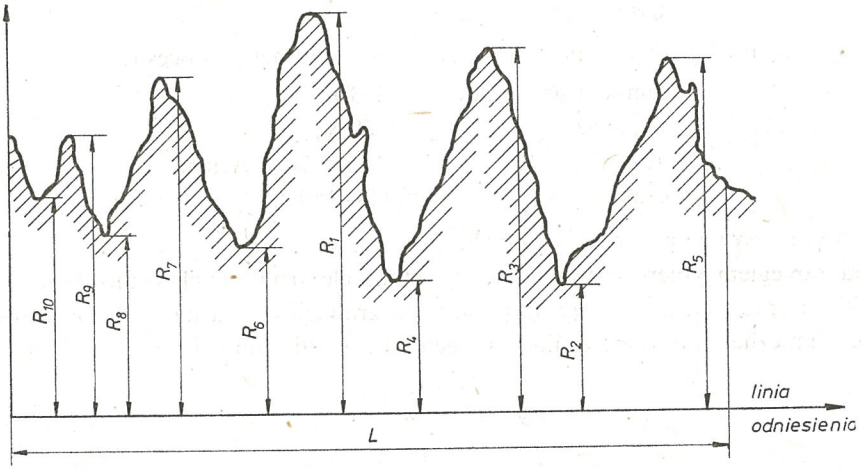
W celach porównawczych przygotowano też elektrody stosując gładzenie papierami ściernymi o gradacji od kilkadziesiąt do 600 oraz proszkiem alundowym Al_2O_3. Polerowania mechanicznego specjalnymi pastami nie można stosować do elektrod przeznaczonych do pracy w próżni ze względu na poważne zanieczyszczenia.

3.2. Ocena chropowatości powierzchni

Po procesie polerowania elektrolitycznego albo polerowania mechanicznego, dla wszystkich badanych elektrod wykonywano profilogramy obrabianych powierzchni przy użyciu profilografometru. Powszechnie stosowanymi kryteriami chropowatości



Rys. 2. Geometryczna interpretacja parametru R_a



Rys. 3. Zasada obliczania parametru R_z

obrabianej powierzchni są parametry R_a oraz R_z. Wielkość R_a jest definiowana jako średnie arytmetyczne odchylenie profilu od linii średniej, co ujmuje wzór (5)

$$R_a = \frac{1}{L}\int_0^L |y_i|\,dx, \tag{5}$$

gdzie y_i — rzędna wysokości nierówności od linii średniej na długości odcinka pomiarowego L (rys. 2).

Wielkość R_z, nazywana wysokością nierówności, jest średnią odległością pięciu najwyższych od pięciu najniższych punktów profilu na długości odcinka elementarnego względem linii odniesienia (rys. 3) i obliczana jest ze wzoru (6)

$$R_z = \frac{(R_1+R_3+R_5+R_7+R_9)-(R_2+R_4+R_6+R_8+R_{10})}{5}. \tag{6}$$

W badaniach używano profilografometr ME10 firmy Carl Zeiss-Jena. Umożliwiał on automatyczny pomiar parametru R_a, natomiast parametr R_z obliczano z profilogramów. Stosowano zwykle powiększenie w osi x równoległej do płaszczyzny ocenianej równe 400, natomiast w osi y prostopadłej do ocenianej płaszczyzny równe 5000 lub 10 000.

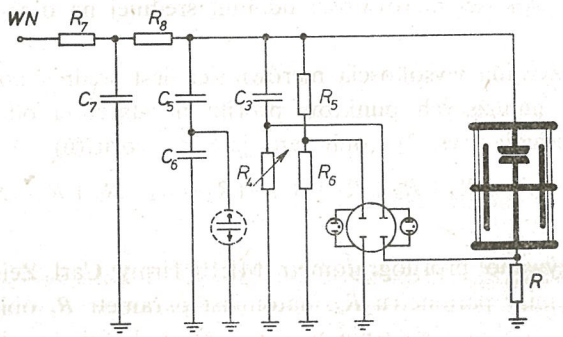
3.3. Komora badawcza, stanowisko próżniowe i układy pomiarowe

Komora badawcza była wykonana z dwóch cylindrów ze szkła kwarcowego o średnicy 190 mm i wysokości 300 mm każdy, złączonych za pomocą uziemionego pierścienia metalowego, który pozwalał odseparować prądy upływnościowe po zewnętrznej i wewnętrznej powierzchni komory od prądu emisji elektronowej między elektrodami. Wewnątrz komory umieszczono cylindryczny uziemiony ekran, który chroni przed zakłóceniami wywołanymi ładowaniem się powierzchni komory.

W trakcie pomiarów stosowano próżnię $1{,}33 \cdot 10^{-3}$ Pa uzyskiwaną za pomocą zestawu olejowych pomp rotacyjnej i dyfuzyjnej. W przewodzie między pompą dyfuzyjną a komorą wmontowano wymrażyrkę par oleju. Wybór rzędu próżni oraz typu pomp był podyktowany możliwością aplikacji wyników badań w przyszłości w elektroenergetyce, gdzie w dużych objętościach, np. w rozdzielnicy próżniowej czy w kablu kriogenicznym, próżnia rzędu 10^{-3} Pa wydaje się optymalna ze względów technicznych i ekonomicznych łącznie traktowanych. Wszystkie pomiary przeprowadzono przy napięciu przemiennym uzyskiwanym z transformatora probierczego o napięciu skutecznym 150 kV i prądzie znamionowym 0,1 A.

Do pomiaru prądu emisyjnego przy napięciu przemiennym stosowano wysokonapięciowy niezrównoważony mostek [5, 6, 7]. Mostek ten pozwala odseparować składową pojemnościową prądu od interesującego nas prądu polowej emisji elektronowej, posiadającego charakter czynny. Schemat mostka przedstawiono na rys. 4. Do kontroli stanu zrównoważenia mostka wykorzystano jeden strumień oscyloskopu różnicowego dwustrumieniowego. Drugi strumień oscyloskopu łącznie z dzielnikiem rezystancyjnym R_5/R_6

użyto do pomiaru napięcia. Rezystory R_7, R_8 oraz kondensator wysokonapięciowy C_7 są elementami filtru wyższych harmonicznych napięcia zasilającego. Zastosowano dodatkowo pomiar napięcia za pomocą woltomierza elektrostatycznego i dzielnika pojemnościowego C_5/C_6. Mostek pracuje jako zrównoważony, aż do wartości napięcia odpo-



Rys. 4. Schemat ideowy układu mostkowego do pomiaru prądu polowej emisji elektronowej [6, 7]

wiadającego pojawieniu się prądu emisji elektronowej. Po utracie równowagi przez mostek, prąd emisyjny jest mierzony za pomocą oscyloskopu. Czułość prądowa mostka wynosi 10^{-6} A i zależna jest głównie od czystości sinusoidy napięcia zasilającego. Z pomocą oscyloskopu w układzie mostkowym można też śledzić mikrowyładowania i określać poziom napięcia odpowiadającego pojawieniu się mikrowyładowań.

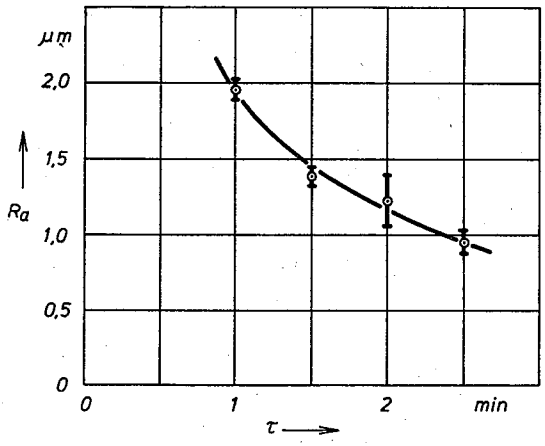
3.4. Wyniki badań i ich interpretacja

Wyboru optymalnej gęstości prądu w trakcie procesu polerowania elektrolitycznego dokonano kierując się kryterium chropowatości elektrod i efektami ubocznymi, takimi jak gwałtowne wydzielanie gazu, osiadanie pęcherzy gazowych na obrabianej powierzchni. Uznając przebieg procesu polerowania elektrolitycznego za poprawny przy wybranej gęstości prądu, wyznaczono optymalny czas polerowania elektrolitycznego w oparciu o kryterium wartości parametrów R_a i R_z oraz w opraciu o wybrane wielkości charakteryzujące właściwości elektroizolacyjne układu z badanymi elektrodami.

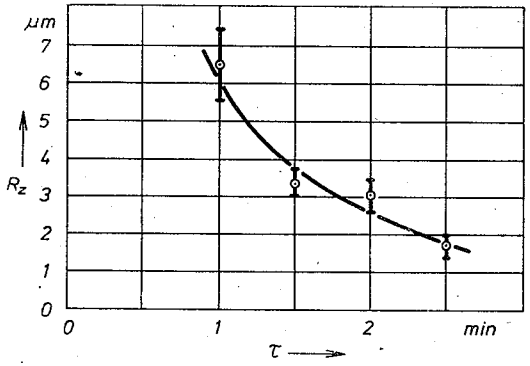
Na rys. 5 przedstawiono zależność parametru R_a w funkcji czasu polerowania elektrolitycznego aluminium. Wartości średnie obliczono dla kilku do kilkunastu wyników pomiaru, a przedziały ufności dla poziomu ufności 0,95.

Na rys. 6 pokazano charakterystykę będącą zależnością wysokości nierówności R_z od czasu polerowania elektrolitycznego.

Interesujący może wydać się rozkład statystyczny prawdopodobieństwa występowania mikrowystępów o różnych promieniach krzywizny w zależności od czasu polerowania. Przeanalizowano wybrane cztery profilogramy elektrod polerowanych elektrolitycznie



Rys. 5. Parametr R_a w funkcji czasu polerowania elektrolitycznego aluminium

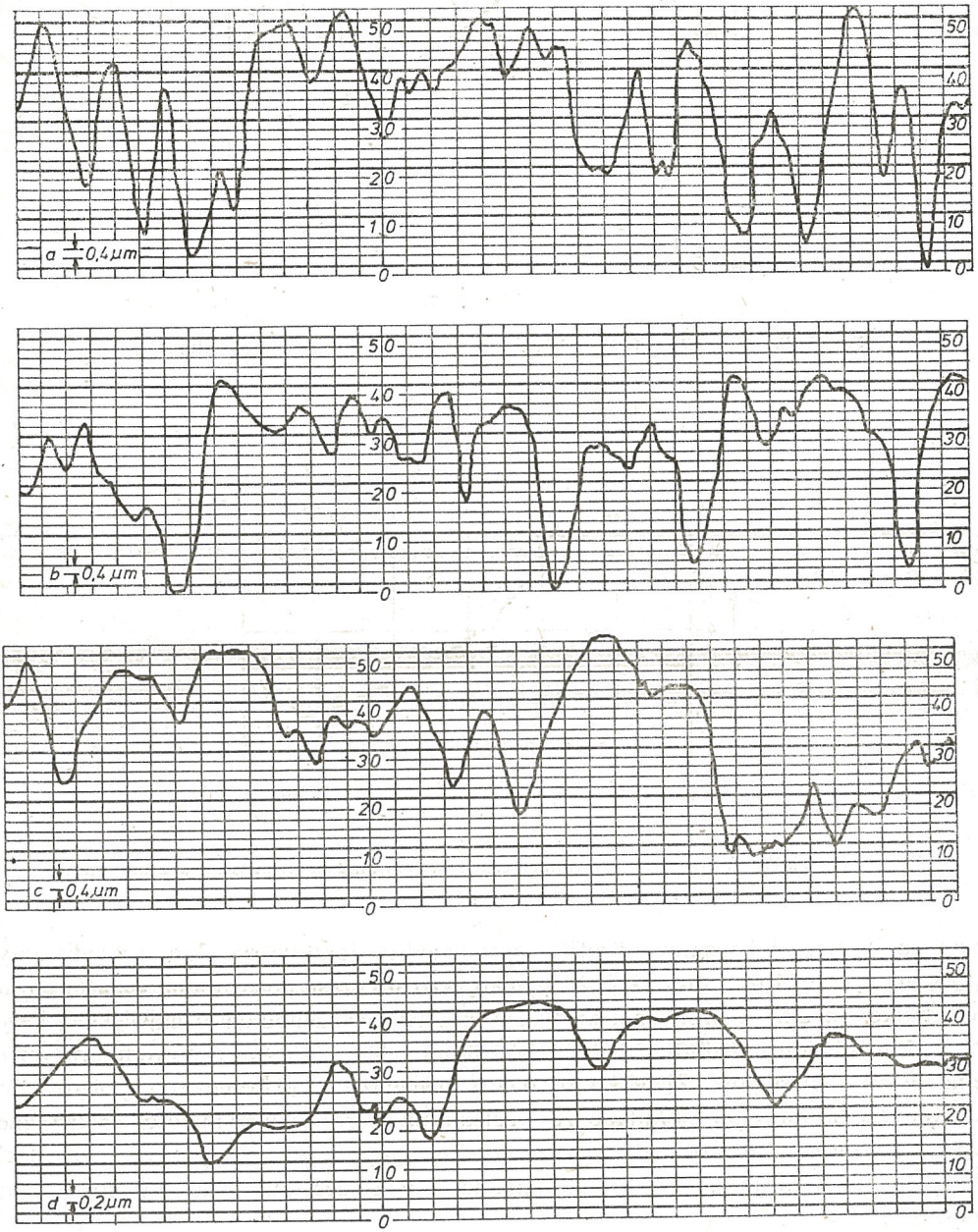


Rys. 6. Wysokość nierówności R_z w funkcji czasu polerowania elektrolitycznego aluminium

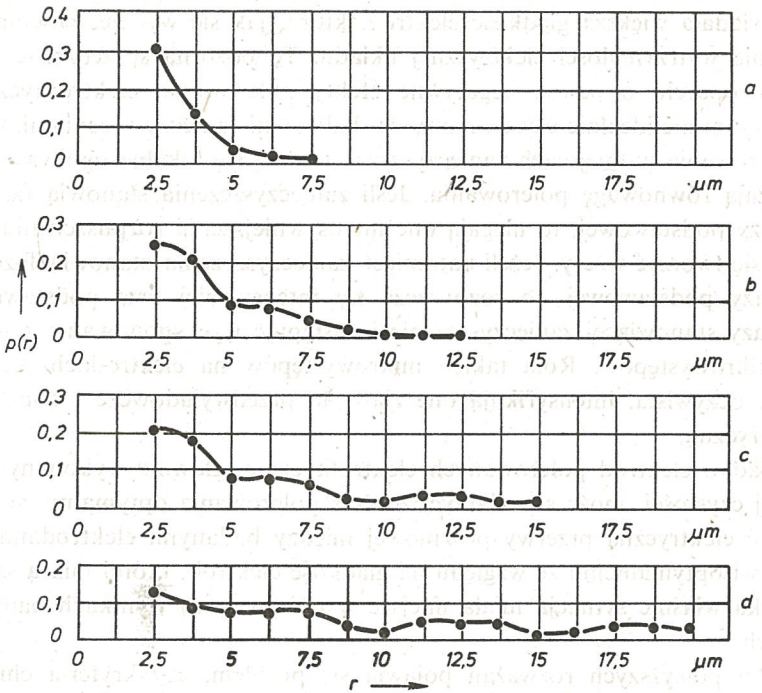
przez czas 1, 1,5, 2 i 2,5 minuty. Profilogramy przedstawiono na rys. 7, a rozkłady statystyczne na rys. 8. Można zauważyć, że w miarę wzrostu czasu polerowania wzrasta udział wierzchołków o dużym promieniu krzywizny kosztem wierzchołków o największej krzywiźnie. Innymi słowy wydłużenie czasu polerowania elektrolitycznego powoduje wyraźne stępianie mikrowystępów. Zjawisko to należy uznać za oczekiwane przy polerowaniu elektrolitycznym oraz za pożądane ze względu na wzrost wytrzymałości elektrycznej przerwy próżniowej między badanymi elektrodami, gdyż o przedwyładowczych prądach emisyjnych prowadzących do wyładowania zupełnego decydują mikrowystępy o największej krzywiźnie.

Na rys. 9 przedstawiono zależność napięcia U_e odpowiadającego pojawieniu się mierzalnego prądu emisji elektronowej 1 μA oraz napięcia pierwszego przeskoku U_p w zależności od czasu polerowania elektrolitycznego aluminium. Odległość między elektrodami

wynosiła 1 mm. Zwraca uwagę fakt występowania maksimów napięć U_e i U_p odpowiadających czasowi polerowania równego 2 minuty. Wynik ten pozostaje w pozornej sprzeczności z wynikami przedstawionymi na rysunkach 5 i 6, gdzie dłuższym czasom polero-

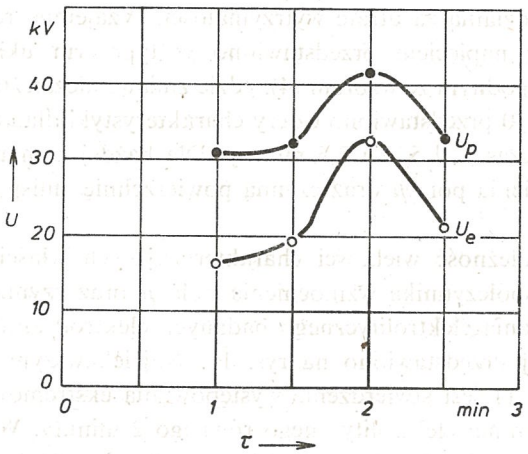


Rys. 7. Profilogramy elektrod aluminiowych polerowanych elektrolitycznie w czasie 1 min (a), 1,5 min (b), 2 min (c), 2,5 min (d)



Rys. 8. Prawdopodobieństwo $p(r)$ wystąpienia mikrowystępu o promieniu krzywizny r w funkcji promienia dla elektrod aluminiowych polerowanych elektrolitycznie w czasie 1 min (a), 1,5 min (b), 2 min (c) i 2,5 min (d)

Diagramy wygładzone sporządzono w oparciu o średnią ruchomą $m_i = \frac{m_{i-1} + m_i + m_{i+1}}{3}$



Rys. 9. Napięcie pojawiania się mierzalnego prądu emisji elektronowej U_e oraz napięcie przeskoku U_r w funkcji czasu τ polerowania elektrolitycznego aluminium

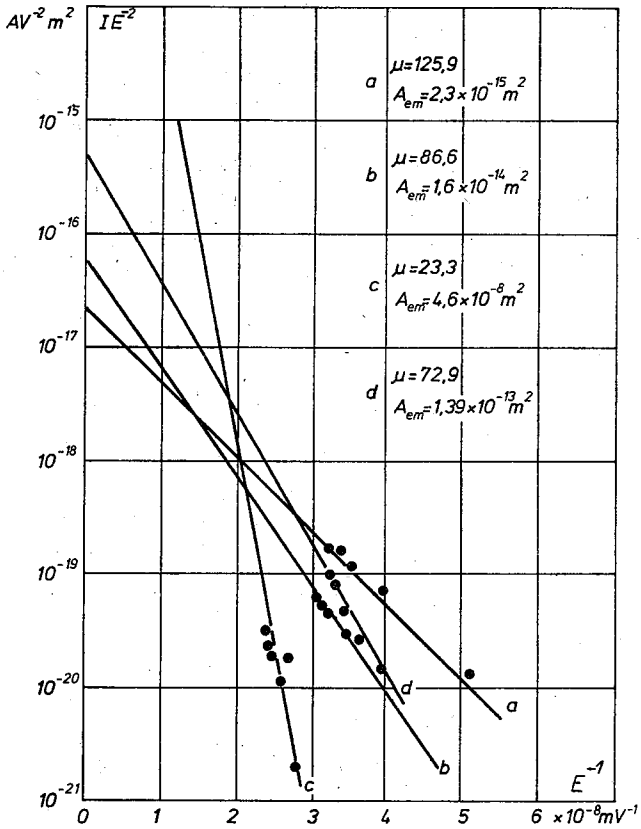
Odległość między elektrodami $d = 1$ mm

wania odpowiadała większa gładkość elektrod, która, jak się wydaje, powinna wpływać na zwiększenie wytrzymałości elektrycznej układu. Tę pozorną sprzeczność można wytłumaczyć w oparciu o pewne negatywne efekty polerowania elektrolitycznego. Jeśli mamy aluminium nie idealnie czyste, nawet ze śladowymi zanieczyszczeniami, to w trakcie procesu polerowania w miejscach zanieczyszczeń tworzą się lokalne ogniwa galwaniczne, które naruszają równowagę polerowania. Jeśli zanieczyszczenia stanowią fazę anodową względem fazy podstawowej, to ulegają one intensywniejszemu rozpuszczaniu, w wyniku czego mogą się tworzyć wżery. Jeżeli natomiast zanieczyszczenia stanowią fazę katodową względem fazy podstawowej, to rozpuszcza się intensywniej faza podstawowa wokół cząsteczek fazy stanowiącej zanieczyszczenie i następuje wyeksponowanie zanieczyszczeń w formie mikrowystępów. Rola takich mikrowystępów na elektrodach przy wysokim napięciu jest oczywista, intensyfikują one zjawiska przedwyładowcze i obniżają wytrzymałość elektryczną.

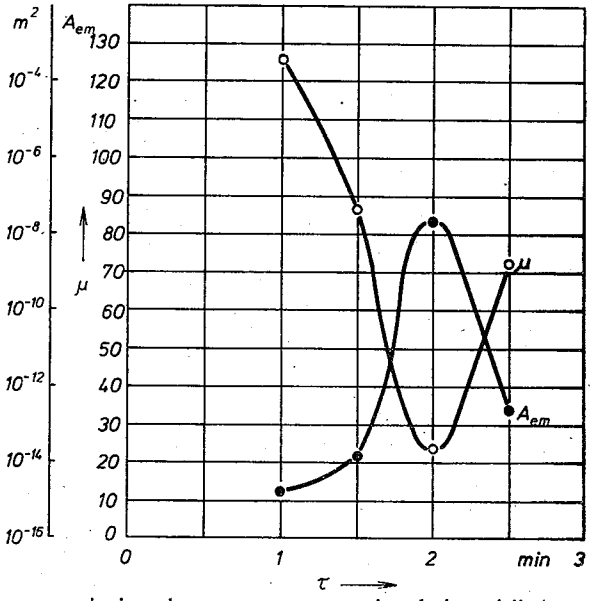
W przypadku elektrod polerowanych elektrolitycznie, głównie wykonanych z metalu o nieidealnej czystości, może się zdarzyć, że czas polerowania optymalny ze względu na wytrzymałość elektryczną przerwy próżniowej między badanymi elektrodami nie będzie równy czasowi optymalnemu ze względu na gładkość elektrod, której miarą są parametry R_a i R_z. Taka właśnie sytuacja miała miejsce w opisywanych wynikach badań elektrod aluminiowych.

W wyniku powyższych rozważań pojawia się problem, czy kryteria chropowatości elektrod, np. parametry R_a i R_z są zawsze właściwe dla potrzeb techniki izolacyjnej w próżni. Poszukując dodatkowych, w pewnych sytuacjach właściwszych kryteriów, wykonano dla wszystkich badanych elektrod charakterystyki prądu elektronowej emisji polowej w funkcji napięcia. Przy stosowanym układzie pomiarowym prądu emisyjnego, można przy napięciu przemiennym sporządzić charakterystyki dla każdej z elektrod badanej pary. Jednak do dalszej analizy właściwości emisyjnych elektrod i korelacji z wytrzymałością elektryczną przyjmowano z każdej pary tę elektrodę, która charakteryzowała się większym prądem emisyjnym poprzedzającym wyładowanie zupełne, gdyż tę elektrodę uznawano za odpowiedzialną za utratę wytrzymałości. Wzajemną relację między prądem emisji elektronowej a napięciem przedstawiono w typowym układzie współrzędnych Fowlera-Nordheima, zgodnym ze wzorem (4), gdzie zmianą niezależną jest E^{-1}, a zmienną zależną IE^{-2}. Na rys. 10 przedstawiono cztery charakterystyki dla elektrod polerowanych elektrolitycznie przez czas 1, 1,5, 2 i 2,5 minuty. Dla każdej z charakterystyk wyliczono współczynnik wzmocnienia pola μ oraz czynną powierzchnię emisji A_{em} charakteryzujące badane elektrody.

Interesująca jest zależność wielkości charakteryzujących właściwości emisyjne elektrod, a mianowicie współczynnika wzmocnienia pola μ oraz czynnej powierzchni emisji A_{em} od czasu polerowania elektrolitycznego badanych elektrod aluminiowych. Zależność tę w formie graficznej przedstawiono na rys. 11. Najciekawszym wnioskiem z analizy charakterystyk na rys. 11 jest stwierdzenie występowania ekstremów funkcji odpowiadających czasowi polerowania elektrolitycznego równego 2 minuty. Występuje tu zgodność logiczna z danymi dotyczącymi wytrzymałości elektrycznej w funkcji czasu polerowania, przedstawionymi na rys. 9. Elektrodę należy uznać za tym lepszą, im ma mniejszy współczynnik wzmocnienia pola μ oraz im ma większą czynną powierzchnię emisji A_{em}.

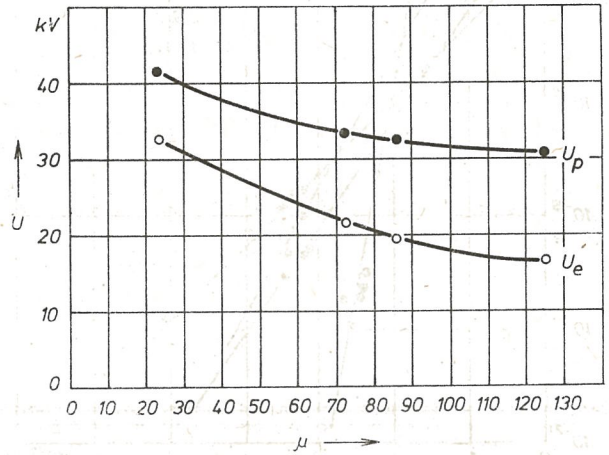


Rys. 10. Charakterystyki w układzie współrzędnych Fowlera-Nordheima dla elektrod aluminiowych polerowanych elektrolitycznie w czasie 1 min (a), 1,5 min (b), 2 min (c), 2,5 min (d).
Odległość elektrod d = 1 mm



Rys. 11. Współczynnik wzmocnienia pola μ oraz czynna powierzchnia emisji A_{em} w funkcji czasu τ polerowania elektrolitycznego aluminium
Odległość między elektrodami d = 1 mm

Zależność między wybraną wielkością charakteryzującą własności emisyjne elektrody, a mianowicie współczynnikiem wzmocnienia pola μ a napięciem przeskoku U_p i napięciem pojawienia się mierzalnego prądu emisji elektronowej U_e, przedstawiono na rys. 12. Wynika w tym miejscu wniosek, że optymalnemu czasowi polerowania elektrolitycznego odpowiada minimalny współczynnik wzmocnienia pola, a jemu z kolei maksymalna wytrzymałość elektryczna przerwy próżniowej między badanymi elektrodami.



Rys. 12. Napięcie pojawiania się mierzalnego prądu emisji elektronowej U_e oraz napięcie przeskoku U_p w funkcji współczynnika wzmocnienia pola μ dla elektrod aluminiowych polerowanych elektrolitycznie
Odległość elektrod d = 1 mm

Kryteria chropowatości elektrod R_a lub R_z są przydatne przy wstępnym ustalaniu warunków polerowania elektrolitycznego. Ustaliwszy parametry polerowania elektrolitycznego w oparciu o ocenę gładkości elektrod proponuje się ostateczne skorygowanie warunków polerowania, głównie czasu zabiegu, w powiązaniu z oceną współczynnika wzmocnienia pola μ określanego na drodze pomiarów prądu emisyjnego.

Przeprowadzono porównanie elektrod polerowanych elektrolitycznie oraz gładzonych mechanicznie. Za punkt wyjścia przyjęto równość parametrów chropowatości powierzchni elektrod przygotowanych dwiema metodami. Do porównania wybrano elektrody polerowane elektrolitycznie przez czas uznany za optymalny 2 minuty oraz elektrody obrabiane mechanicznie o takiej samej chropowatości jak pierwsze. Za miarę chropowatości przyjęto parametr R_a. Porównanie wypadło zdecydowanie korzystniej dla elektrod polerowanych elektrolitycznie. Elektrody obrabiane mechanicznie charakteryzowały się napięciem pojawienia mierzalnego prądu emisji elektronowej U_e oraz napięciem pierwszego wyładowania U_p około dwukrotnie mniejszymi niż elektrody polerowane elektrolitycznie. Współczynnik wzmocnienia pola μ wynosił kilkaset do tysiąca i nie znaleziono wyraźnej korelacji między wytrzymałością elektryczną a współczynnikiem wzmocnienia pola μ lub czynną powierzchnią emisji A_{em}.

4. WNIOSKI

a) Polerowanie elektrolityczne elektrod przeznaczonych do pracy w próżni przy wysokim napięciu jest niezwykle korzystną metodą obróbki wykańczającej.

b) Stwierdzono, że dla elektrod aluminiowych polerowanych elektrolitycznie przy długości przerwy próżniowej rzędu 1 mm napięcie pierwszego przeskoku U_p oraz napięcie pojawiania się mierzalnego prądu emisji elektronowej U_e są około dwukrotnie większe niż dla elektrod obrabianych mechanicznie, charakteryzujących się tym samym parametrem chropowatości R_a.

c) Może zaistnieć taka sytuacja, że wzrastającej gładkości powierzchni elektrod, czego miarą jest malejąca wartość parametru R_a i wysokości nierówności R_z, nie towarzyszy wzrastająca wytrzymałość elektryczna przerwy próżniowej między badanymi elektrodami. Maksymalna wytrzymałość elektryczna może odpowiadać pośredniej gładkości elektrod. W takim przypadku najwłaściwszym kryterium stanu elektrod jest współczynnik wzmocnienienia pola lub czynna powierzchnia emisji, których funkcje posiadają ekstrema występujące dla warunków polerowania elektrolitycznego odpowiadających maksimum wytrzymałości elektrycznej. Dobierając materiał elektrod oraz warunki polerowania należy zawsze sprawdzić, czy parametry chropowatości są wystarczającymi kryteriami stanu powierzchni elektrod.

LITERATURA

1. I. N. Śliwkow, *Elektroizolacja i razriad w wakumie*, Atmizdat, Moskwa 1972.
2. R. H. Fowler, L. Nordheim, *Electron Emission in Intense Electric Fields*, Royal Society Proceedings, A, vol. 119, 1928, s. 173.
3. W. J. Mc G. Tegart, *The Electrolytic and Chemical Polishing of Metals*, England, 1959, Pergamon Press Limited.
4. *Poradnik galwanotechnika*, praca zbiorowa, WNT, Warszawa 1973.
5. G. D. Theophilus, R. G. Van Heeswijk, K. D. Srivastava, *Problems of Prebreakdown Current Measurement in 60 Hz Vacuum Breakdown Studies*, Vacuum, 1969, vol. 20, number 1, s. 11.
6. H. Mościcka-Grzesiak, J. Skibiński, *Metody pomiaru emisji elektronowej w wysokonapięciowych izolacyjnych układach próżniowych*, Biuletyn Informacyjny Instytutu Elektrotechniki, Elektrotechnika, 4, 1973, s. 13.
7. H. Mościcka-Grzesiak, *O zagadnieniu elektrycznej wytrzymałości powierzchniowej materiałów i układów wysokonapięciowych w próżni*, Wydawnictwa Politechniki Poznańskiej, Seria Rozprawy, nr 58, 1973.

H. MOŚCICKA-GRZESIAK, J. SKIBIŃSKI, H. GRUSZKA, J. CHAJDA

DIELECTRIC STRENGTH OF VACUUM GAP AND PREDISCHARGE PHENOMENA IN SYSTEM WITH ELECTROLITICALLY POLISHED ELECTRODES

Summary

Dielectric strength of insulating systems in vacuum is discussed. A system of two plate electrodes with a vacuum gap in order of 1 mm was subject to investigations. The electrode surfaces were prepared by electrolytical polishing and also by machining for comparison purposes. Parameters R_a and R_z — the height of roughness calculated from electrode profilogrames, were used as electrode smoothness criterion.

Final evaluation of electrodes was based on electrode emission properties determining the field intensification factor close to electrode surface and the active emission area. The correlation between the system dielectric strength and parameters describing the electrodes conditions has been presented.

H. MOŚCICKA-GRZESIAK, J. SKIBIŃSKI, H. GRUSZKA, J. CHAJDA

RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DE L'ITERVALLE DE VIDE ET PHÉNOMÈNES PRÉCÉDANT LA DÉCHARGE DANS UN SYSTÈME D'ÉLECTRODES POLIES ÉLECTROLYTIQUEMENT

Résumé

L'article se rapporte au problème de résistance électrique des systèmes d'isolation dans le vide. L'objet de l'étude est constitué par le système de deux électrodes plates à intervalle de vide de durée du rang de 1 mm. La surface des électrodes a été préparée par polissage électrolytique et aussi, en vue de comparaison, par traitement mécanique. On a pris comme critère de rugosité des électrodes le paramètre R_a at la hauteur des inégalités de la surface R_z, qui sont calculés à l'aide des profilographes des électrodes. On a définitivement estimé la valeur des électrodes sur la base de leurs propriétés d'émission, en déterminant le coefficient de l'amplification du champ près de la surface de l'électrode et la surface active de l'émission électronique du champ. On a présenté la correlation entre la résistance électrique du système et les grandeurs décrivant l'état des électrodes.

H. MOŚCICKA-GRZESIAK, J. SKIBIŃSKI, H. GRUSZKA, J. CHAJDA

ELEKTRISCHE FESTIGKEIT DER VAKUUMSTRECKE UND VORENTLADUNGSEFFEKTE IN EINEM ELEKTROLITISCH POLIERTEN ELEKTRODENSYSTEM

Zusammenfassung

Der Artikel behandelt das Problem der elektrischen Festigkeit von Isolationssystemen im Vakuum. Das Forschungsobjekt war ein System von zwei flachen Elektroden mit einer 1-mm-langen Vakuumstrecke. Die Elektrodenoberfläche wurde mittels elektrolitischen Polierens, als auch für Vergleichszwecke mit Hilfe mechanischer Bearbeitung vorbereitet. Als Kriterium der Elektrodenoberflächenrauheit wurden der Parameter R_a und der Unebenheitsfaktor R_z angewandt, die auf Grund von Profilogrammen der Elektroden errechnet worden waren. Die endgültige Einschätzung der Elektroden ergab sich aus ihren Emissionseigenschaften. Es wurden der Feldverstärkungsgrad an der Oberfläche der Elektrode und die aktive Oberfläche der Feldelektronenemission bestimmt. Die Korrelation zwischen der elektrischen Festigkeit des Systems und den Elektrodenzustand beschreibenden Größen wurde dargestellt.

Х. МОСЬЦИЦКА-ГЖЕСЯК, Е. СКИВИНЬСКИ, Х. ГРУШКА, Я. ХАЙДА

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ВАКУУМНОГО ПРОМЕЖУТКА И ПРЕДПРОБОЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ НА ПОЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИ ЭЛЕКТРОДАХ

Резюме

Труд связан с проблемой электрической прочности изоляционных систем в вакууме. Объектом исследований была система плоских электродов с вакуумным промежутком длиной около 1 мм. Поверхность электродов была приготовлена путём электролитического полирования, а так же для сравнения, путём механической обработки. Критерием шероховатости электродов принят параметр R_a и высота неровности R_z, определяемых из профилограмм электродов. Окончательная оценка электродов произведена на основании их эмиссионной способности, при учете коэффициента усиления поля при поверхности электродов, а также активной поверхности автоэлектронной эмиссии. Представлена зависимость между электрической прочностью системы и величинами, описывающими состояние электродов.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 473—488

621.375.826

Wpływ szumu promienistego na własności laserów złączowych

WŁODZIMIERZ NAKWASKI (ŁÓDŹ)

Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 16.10.1980

W pracy przedstawiono wpływ szumu promienistego w laserach złączowych na pogorszenie ich własności, tj. obniżenie zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej, wzrost prądu progowego, wzbudzanie się modów nieosiowych i obniżenie krytycznej mocy promieniowania ze względu na degradację raptowną.

1. WPROWADZENIE

Właściwe zaprojektowanie konstrukcji lasera złączowego ma decydujący wpływ na jego prawidłowe działanie. Niniejsza praca stanowi opis jednej z częstych przyczyn pogarszania się własności szerokokontaktowych laserów złączowych w wyniku przechwytywania części energii pola elektromagnetycznego w rezonatorze (*radiation trapping*) przez szum promienisty.

W skład szumu promienistego w laserze złączowym wchodzi promieniowanie cieplne (nieznaczne w temperaturze pokojowej), promieniowanie spontaniczne, rozproszone promieniowanie stymulowane oraz tzw. promieniowanie wewnętrzne, tj. promieniowanie nie mogące wyjść na zewnątrz lasera złączowego, ponieważ pada na jego ściany pod kątem większym od kąta całkowitego wewnętrznego odbicia.

Niniejsza praca jest kontynuacją poprzednich artykułów autora, traktujących o zjawiskach rekombinacyjnych w półprzewodnikach [1, 2] (z opisem zasady działania lasera złączowego) i o wzmocnieniu promieniowania w laserach złączowych [3].

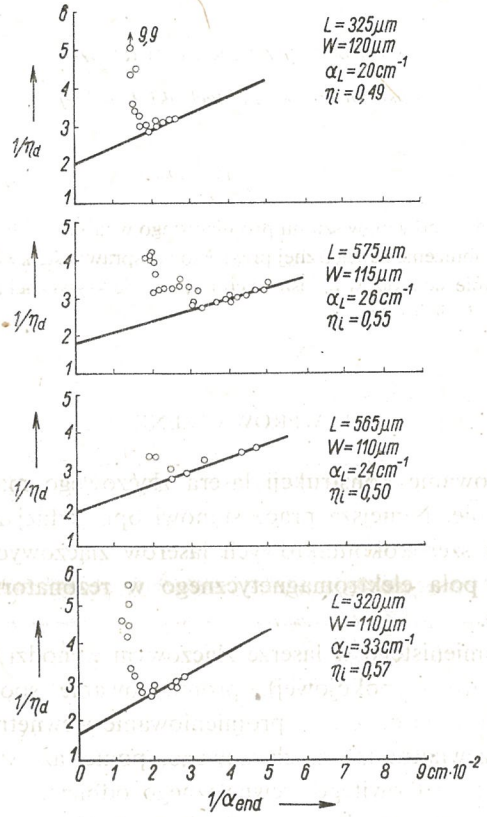
2. WPŁYW MODÓW PROMIENIOWANIA WEWNĘTRZNEGO NA PRZYROSTOWĄ ZEWNĘTRZNĄ SPRAWNOŚĆ KWANTOWĄ LASERA ZŁĄCZOWEGO

Staranne badania własności laserów złączowych dowodzi, że w pewnych przypadkach następuje nieoczekiwane, raptowne zmniejszenie wartości zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej η_d. Weźmy na przykład wyniki pomiarów M. Ettenberga i H. Kressela [4] przedstawione na rys. 1. Cytowani autorzy mierzyli η_d w laserach, w których zmieniano wartość współczynnika odbicia R_1 od jednego ze zwierciadeł rezonatora stosując antyodbiciowe warstwy SiO. Zmiana R_1 pociągała za sobą zmianę strat krawędzio-

wych α_{end} promieniowania

$$\alpha_{end} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right), \tag{1}$$

gdzie przez L, R_1 i R_2 oznaczono odpowiednio długość i współczynniki odbicia od zwierciadeł (*1* i *2*) rezonatora.



Rys. 1. Odwrotność zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej $1/\eta_d$ w funkcji odwrotności współczynnika strat krawędziowych $1/\alpha_{end}$ laserów monoheterozłączowych GaAs-Al$_x$Ga$_{1-x}$As [4]
L i W — długość i szerokość rezonatora, α_L — współczynnik strat wewnętrznych — wzór (11), η_i — wewnętrzna sprawność kwantowa

Na osi odciętych wykresu z rys. 1 odłożono wartości $1/\alpha_{end}$, natomiast na osi rzędnych — $1/\eta_d$. Linia prosta na tym rysunku obrazuje zależność teoretyczną, wyprowadzoną przy założeniu niskich strat krawędziowych [5]

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i}\left[1 + \frac{2\alpha_L L}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}\right] = \frac{1}{\eta_i}\left[1 + \frac{\alpha_L}{\alpha_{end}}\right], \tag{2}$$

gdzie η_i — wewnętrzna sprawność kwantowa, a α_L — współczynnik całkowitych strat promieniowania w rezonatorze z wyjątkiem strat krawędziowych i absorpcji międzypasmowej.

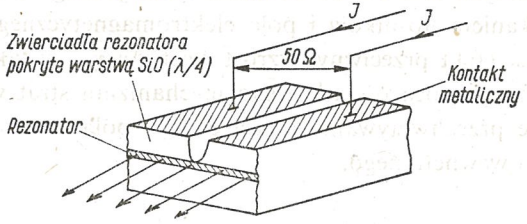
Jak widać na rys. 1, dla $\alpha_{end} \gtrsim 50$ cm^{-1} następuje nieoczekiwany, szybki spadek wartości η_d. Podany wynik otrzymano przy zmianie długości rezonatora L i pozostawieniu współczynników odbicia R_1 i R_2 bez zmian.

Obserwowane odstępstwo od przewidywanej teoretycznie zależności liniowej może być wytłumaczone wzbudzaniem się modów promieniowania wewnętrznego (*internally circulating modes*). Promieniowanie to pada na powierzchnię zwierciadeł rezonatora pod kątem większym od kąta całkowitego odbicia φ_{cr} (dla GaAs $\varphi_{cr} \approx 16°$) i nie wydostaje się na zewnątrz. W efekcie część energii pola elektromagnetycznego jest tracona na wzbudzanie powyższych modów (*radiation trapping*), co powoduje zmniejszenie mocy promieniowania emitowanego na zewnątrz, a co za tym idzie — zmniejszenie wartości η_d.

Wzbudzanie się modów promieniowania wewnętrznego występuje oczywiście tylko w przypadku dużych strat krawędziowych α_{end}, co najmniej równych stratom na ściankach bocznych rezonatora, α_s. Przy wykonywaniu tych ścianek stosuje się celowo piły wolnoobrotowe, aby zwiększyć chropowatość otrzymanych powierzchni i stąd zwiększyć współczynnik strat α_s. Niemniej mikroskopowe badanie ich jakości pozwoliło wykryć obecność małych powierzchni zwierciadlanych, o średnicy rzędu 5 μm [6].

Prace nad otrzymaniem wydajnych, impulsowych laserów złączowych dużej mocy zostały w pewnym okresie zahamowane przez tzw. proces degradacji raptownej, polegającej na nagłym zniszczeniu zwierciadeł rezonatora, najczęściej w wyniku naprężeń piezoelektrycznych. W celu ograniczenia powyższego efektu zaczęto stosować lasery o stosunkowo szerokich rezonatorach lub o zwierciadłach powleczonych warstwą antyodbiciową. W drugim przypadku, jak już wyjaśniono powyżej, nastąpił wzrost strat krawędziowych α_{end}, natomiast w pierwszym wzrosła długość drogi, na której wzmacniane jest promieniowanie wewnętrzne. W efekcie część energii promieniowania zostaje przez nie przechwycona i następuje spadek η_d.

W celu potwierdzenia przypuszczenia o wpływie promieniowania wewnętrznego na własności laserów, M. Ettenberg i in. [6] zastosowali tzw, podwójny laser złączowy (rys. 2). Składa się on z dwóch laserów izolowanych elektrycznie za pomocą nacięcia



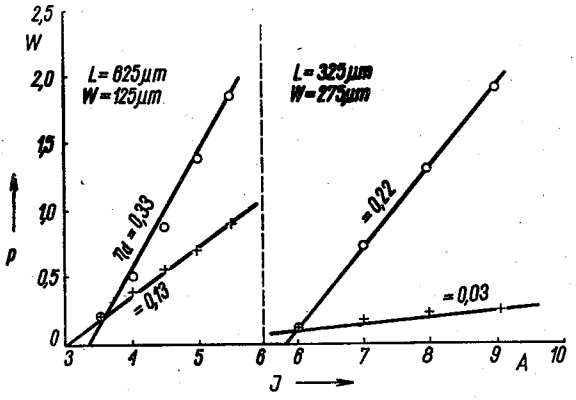
Rys. 2. Podwójny laser złączowy [6]

prostopadłego do zwierciadeł. Nacięcie to zostało wykonane w taki sposób, aby nie zniszczyć wspólnego dla obu laserów rezonatora. Jedno ze zwierciadeł rezonatora zostało powleczone antyodbiciową warstwą SiO.

Cytowani autorzy mierzyli moc promieniowania wydostającego się przez powleczone zwierciadło dla dwóch przypadków pobudzenia przyrządu: w pierwszym oba połówkowe lasery były zasilane jednocześnie, w drugim — na przemian. Zasilanie tylko jednego

lasera powoduje gwałtowny wzrost strat promieniowania wewnętrznego, ponieważ jest ono wzmacniane tylko w czasie połowy swej drogi w rezonatorze, natomiast każde przejście przez obszar niezasilonego lasera powoduje jego absorpcję.

Wyniki pomiarów przedstawiono dla dwóch podwójnych laserów na rys. 3. Jak widać, wartości przyrostowej zewnętrznej sprawności kwantowej η_d dla przypadku zasilania



Rys. 3. Moc promieniowania P emitowanego przez obie połówki podwójnego lasera złączowego w funkcji prądu J, przepływającego przez każdy z laserów [6]

η_d — zewnętrzna przyrostowa sprawność kwantowa. Krzyżykami oznaczono przypadek jednoczesnej pracy obu laserów, natomiast kółkami — przypadek zasilania tylko jednego połówkowego lasera

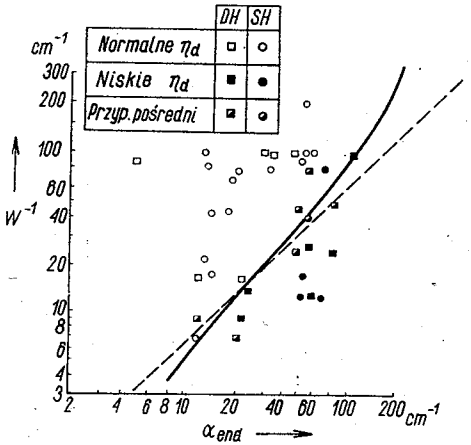
tylko jednego połówkowego lasera są znacznie większe niż dla przypadku zasilania obu połówek przyrządu. Natomiast przed powleczeniem jednego ze zwierciadeł rezonatora warstwą antyodbiciową sprawność kwantowa η_d była dla obu tych przypadków jednakowa w granicach błędu pomiarowego.

Przedstawione powyżej wyniki pomiarów potwierdziły przypuszczenie o wpływie promieniowania wewnętrznego na zewnętrzną sprawność kwantową. Bez uwzględnienia jego udziału należałoby się raczej spodziewać obniżenia wartości η_d przy przejściu od zasilania obu połówkowych laserów do zasilania tylko jednego z nich. Mogłoby to być wytłumaczone przenikaniem nośników i pola elektromagnetycznego poza obszar zasilanego lasera. Natomiast efekt przeciwny, wzrost wartości η_d, w takim przypadku można wytłumaczyć jedynie za pomocą dodatkowego mechanizmu strat w czasie zasilania obu laserów, a mianowicie przechwytywania części energii pola elektromagnetycznego przez mody promieniowania wewnętrznego.

3. OSZACOWANIE WSPÓŁCZYNNIKA STRAT PROMIENIOWANIA NA ŚCIANKACH BOCZNYCH REZONATORA

Do wyeliminowania wpływu modów promieniowania wewnętrznego na własności lasera złączowego pomocna będzie znajomość związku, łączącego straty na ściankach bocznych rezonatora α_s z wartościami parametrów lasera. W tym celu M. Ettenberg i in. [6] zbadali znaczną ilość laserów monoheterozłączowych GaAs-$Al_xGa_{1-x}As$ (lasery SH) i biheterozłączowych (GaAl)As (lasery DH).

Otrzymane wyniki przedstawiono na rys. 4. Na osi odciętych odłożono wartości współczynnika strat krawędziowych α_{end}, natomiast na osi rzędnych — odwrotność szerokości rezonatora $1/W$. Każdy punkt pomiarowy reprezentuje grupę trzech do sześciu laserów. Lasery DH oznaczono za pomocą kwadratów, natomiast lasery SH — za pomocą kółek. Kwadraty lub kółka zaczernione oznaczają, że wszystkie lasery z tej grupy wykazały



Rys. 4. Wykres pokazujący wpływ rozmiarów rezonatora i strat krawędziowych na wzbudzanie się modów promieniowania wewnętrznego [6]
Symbolika oznaczeń została wyjaśniona w treści pracy

wartości zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej η_d mniejsze od połowy wartości przewidywanej dla zastosowanego w obszarze czynnym materiału. Analogicznie kwadraty lub kółka niezaczernione oznaczają lasery o normalnych wartościach η_d, a w połowie zaczernione — przypadek pośredni. Lasery poddane temu testowi były wykonane z materiału wykazującego małe (mniejsze od 15%) zmiany wewnętrznej sprawności kwantowej w swoim obszarze. Stąd niskie wartości η_d są prawdopodobnie wynikiem wzbudzania się modów promieniowania wewnętrznego. Rysunek 4 potwierdza wcześniej już obserwowany fakt, że niskie wartości η_d wykazują głównie lasery o dużych stratach krawędziowych α_{end} lub dużych szerokościach rezonatora W.

Jak już wcześniej wspomniano, mody promieniowania wewnętrznego zaczną się wzbudzać, gdy straty krawędziowe α_{end} rosnąc zrównają się ze stratami na ścianach bocznych rezonatota α_s

$$\alpha_{end} = \alpha_s. \tag{3}$$

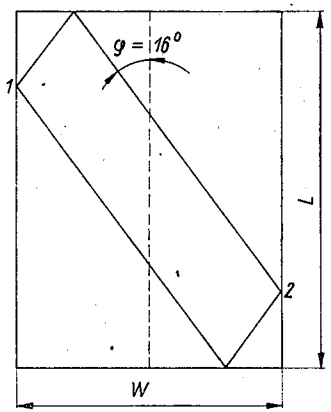
Wówczas jako pierwsze pojawiają się te rodzaje drgań, dla których efektywne wzmocnienie przekroczy wartość α_s. Mody promieniowania wewnętrznego wzbudzą się, jeśli odpowiadające im promieniowanie będzie całkowicie odbijane od zwierciadeł, a więc będzie się rozchodzić pod kątem $\varphi \geqslant \varphi_{cr} \approx 16°$ do osi rezonatora. Ten graniczny przypadek pozwala oszacować najbardziej prawdopodobną długość drogi L_s promieniowania wewnętrznego między odbiciami od ścianek bocznych rezonatora (rys. 5)

$$L_s = \frac{W}{\sin 16°}. \tag{4}$$

Przez prostą analogię z zależnością (1), wyrażono stąd współczynnik strat na ściankach bocznych w sposób następujący

$$\alpha_s = \frac{\sin 16^\circ}{W} \ln\left(\frac{1}{\Gamma_s}\right), \tag{5}$$

gdzie Γ_s jest stałą określającą straty rozproszenia przy odbiciu.



Rys. 5. Droga promieniowania wewnętrznego o największej możliwej długości
Mod ten wzbudzi się, jeśli współczynnik strat na ściankach bocznych α_s będzie nie większy od strat krawędziowych α_{end} : $\alpha_s \lesssim \alpha_{end}$ i jeżeli w punktach 1 i 2 znajdą się odpowiednie powierzchnie zwierciadlane. Promieniowanie rozchodzące się pod mniejszym kątem $\varphi < \varphi_{cr} \approx 16^\circ$ do osi rezonatora (linia przerywana) zostanie w dużej części wypromieniowane na zewnątrz. Z drugiej strony promieniowanie rozchodzące się pod kątem $\varphi > \varphi_{cr}$ będzie między dwoma odbiciami od ścian bocznych wzmacniane na krótszym odcinku

Łącząc wzory (1), (3) i (5) można stąd otrzymać graniczny warunek wzbudzania się modów promieniowania wewnętrznego

$$\frac{\sin 16^\circ}{W} \ln\left(\frac{1}{\Gamma_s}\right) = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right). \tag{6}$$

Powyższa zależność umożliwia oszacowanie wartości Γ_s. Na rys. 4. dla $\alpha_{end} \approx 22{,}5$ cm^{-1} i $\frac{1}{W} \approx 15{,}5$ cm^{-1} znajdują się obok siebie dwa punkty, dla których η_d raptownie się zmienia. Przypuszczając, że ta raptowna zmiana spowodowana jest wzbudzaniem się modów promieniowania wewnętrznego, czyli że został tutaj spełniony warunek (6), otrzymuje się $\Gamma_s \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Stosując tę wartość wykreślono na rys. 4 linią przerywaną granicę dzielącą cały wykres na dwa obszary: o normalnej i o niskiej wartości η_d. Jak widać, podział ten został w przybliżeniu wykonany prawidłowo. Pewne widoczne odstępstwa mogły być spowodowane arbitralnym przyjęciem wartości 50% przewidywanej zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej jako kryterium podziału laserów przedstawionych na rys. 4.

Analiza teoretyczna strat na ściankach bocznych pozwoliła wyprowadzić wzór uzależniający wartość parametru od szerokości rezonatora lasera [6]

$$\Gamma_s = \frac{D^2 \sin^3 16^\circ}{W\lambda}, \tag{7}$$

gdzie λ — długość fali promieniowania, a D — wymiar zwierciadlanej powierzchni na ściance bocznej rezonatora.

Biorąc pod uwagę znowu ten sam punkt na wykresie z rys. 4 $\left(\alpha_{end} \approx 22{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}, \frac{1}{W} \approx 15{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}\right)$ otrzymuje się $D \approx 6\ \mu\mathrm{m}$. Wielkość ta jest tego samego rzędu co średnice największych powierzchni zwierciadlanych na ściankach bocznych zaobserwowane za pomocą mikroskopu.

Otrzymana powyżej (wzór (7)) wartość Γ_s została wykorzystana do wykreślenia nowej, dokładniejszej od poprzedniej linii dzielącej wykres z rys. 4 na dwa obszary różniące się wartościami η_d (linia ciągła).

4. WPŁYW SZUMU PROMIENISTEGO NA WARTOŚĆ PRĄDU PROGOWEGO

Zjawisko przechwytywania energii pola elektromagnetycznego przez szum promienisty wpływa nie tylko na wartość przyrostowej zewnętrznej sprawności kwantowej η_d, ale i na prąd progowy lasera złączowego, ponieważ zmniejsza on inwersję obsadzeń w obszarze czynnym. Wpływ ten można przedstawić w następującej postaci [7]

$$j_{th} = j_{th,0}\left[1 + \eta_i \frac{\int \frac{g(\nu)}{\alpha_{tr} - g(\nu)} r_{sp}(\nu)\,d\nu}{\int r_{sp}(\nu)\,d\nu}\right], \tag{8}$$

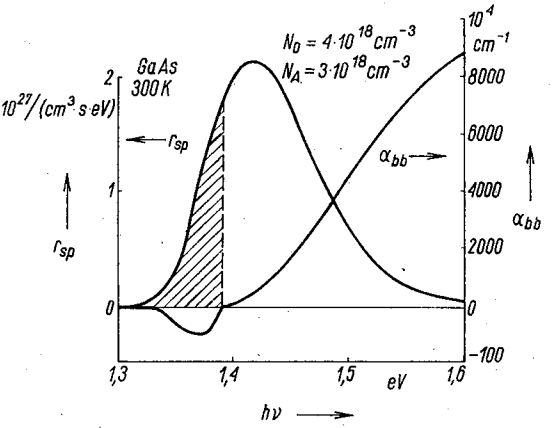
gdzie: j_{th} i $j_{th,0}$ — gęstości prądów progowych odpowiednio z uwzględnieniem i bez uwzględnienia wpływu szumu promienistego, $g(\nu)$ i $r_{sp}(\nu)$ — spektralne rozkłady lokalnego wzmocnienia promieniowania i szybkości rekombinacji spontanicznej, α_{tr} — współczynnik strat szumu promienistego, uśredniony w obszarze czynnym i po wszystkich kierunkach rozchodzenia się tego promieniowania, a ν — częstotliwość promieniowania.

Wzór (8) uwzględnia wpływ na inwersję obsadzeń w obszarze czynnym jedynie jednego składnika szumu promienistego, a mianowicie promieniowania spontanicznego, ponieważ promieniowanie cieplne i rozproszony strumień promieniowania stymulowanego rozchodzą się poza tym obszarem, a wpływ modów promieniowania wewnętrznego można znacznie zmniejszyć stosując odpowiednią konstrukcję rezonatora (np. w laserach paskowych).

Udział wymuszanej przez promieniowanie spontaniczne emisji stymulowanej i absorpcji promieniowania w obszarze czynnym w gęstości prądu progowego zależy, jak wynika ze wzoru (8), od wartości α_{tr} oraz od spektralnego rozkładu $g(\nu)$ i $r_{sp}(\nu)$. Drugi wyraz w tym wzorze w zależności od znaku $g(\nu)$ rozkłada się na dwie części: dodatnią i ujemną. Pierwsza z nich powoduje zwiększenie prądu progowego z powodu wzrostu szybkości rekombinacji, stymulowanej szumem promienistym. Człon ujemny charakteryzuje rolę tej części promieniowania spontanicznego, która jest absorbowana w obszarze czynnym, zwiększając inwersję obsadzeń, spełnia więc niejako rolę dodatkowego pompowania obszaru czynnego.

Na wpływ reabsorpcji promieniowania spontanicznego na wartość prądu progowego zwrócili uwagę F. Stern i J. M. Woodall [8]. Z przeprowadzonych przez nich obliczeń dla wybranej konstrukcji lasera DH o grubości obszaru czynnego $d = 0{,}4$ μm i wymiarach rezonatora $L = 500$ μm i $W = 20$ μm wynika, że gęstość prądu progowego jest w nich w ten sposób obniżana o około 20%. Podobna analiza powyższego zjawiska przeprowadzona przez P. Asbecka [9] wykazała pozorne wydłużenie czasu życia nośników mniejszościowych ze względu na rekombinację promienistą (*radiative lifetime*) w wyniku reabsorpcji promieniowania spontanicznego w obszarze czynnym.

Dokładniejsze zrozumienie powyższych efektów ułatwia rys. 6, na którym przedstawiono zależności współczynnika absoprcji międzypasmowej α_{bb} i szybkości rekombinacji spontanicznej r_{sp} od energii fotonów $h\nu$. Zależności te zostały obliczone dla kompenso-



Rys. 6. Współczynnik absorpcji międzypasmowej α_{bb} i szybkość rekombinacji spontanicznej r_{sp} w arsenku galu ($N_D = 4 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}, $N_A = 3 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}) w temperaturze pokojowej w funkcji energii fotonów $h\nu$ [8] w przypadku pobudzenia półprzewodnika do poziomu zapewniającego uzyskanie maksymalnej ujemnej absorpcji $\alpha_{bb} = -52$ cm^{-1}.

Zakreskowana część widma odpowiada promieniowaniu spontanicznemu wzmacnianemu w obszarze czynnym

wanego arsenku galu o koncentracji donorów $N_D = 4 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} i akceptorów $N_A = 3 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} znajdującego się w temperaturze pokojowej ($T = 300$ K) w przypadku pobudzenia półprzewodnika do poziomu zapewniającego uzyskanie maksymalnej ujemnej absorpcji $\alpha_{bb} = -52$ cm^{-1}. Zakreskowana część widma promieniowania spontanicznego będzie wzmacniana w obszarze czynnym, ponieważ tym wartościom energii fotonów odpowiada ujemna absorpcja. Obecność więc tej części promieniowania spontanicznego będzie niekorzystna, ponieważ indukując przejścia wymuszone będzie ono zmniejszać inwersję obsadzeń w obszarze czynnym. Natomiast niezakreskowaną część widma stanowią fotony spontaniczne o energiach większych od energii odpowiadającej krawędzi absorpcji. Będą więc one absorbowane w obszarze czynnym dając w efekcie wynik przeciwny (wzrost inwersji obsadzeń). Dodatni lub ujemny wpływ promieniowania spontanicznego na prąd progowy zależy od względnego udziału powyżej opisanych zjawisk. Wpływ ich zwiększa się poza tym przy podwyższeniu wartości wewnętrznej sprawności kwantowej η_i.

Jeżeli w obrębie pasma promieniowania spontanicznego spełniona jest nierówność $\alpha_{tr} \gg g(\nu)$ i α_{tr} słabo zależy od ν, wyrażenie (8) upraszcza się do postaci

$$j_{th} = j_{th,0}\left[1+\eta_i\frac{\bar{g}}{\alpha_{tr}}\right], \tag{9}$$

gdzie $\bar{g}$ — efektywny współczynnik wzmocnienia, otrzymany w wyniku uśrednienia $g(\nu)$

$$\bar{g} = \frac{\int g(\nu)r_{sp}(\nu)d\nu}{\int r_{sp}(\nu)d\nu}. \tag{10}$$

Wzór (9) pozwala ocenić względny wpływ wzmocnienia i absorpcji promieniowania spontanicznego na prąd progowy. Jeżeli $\bar{g} > 0$, dominuje wzmocnienie (czyli $j_{th} > j_{th,0}$), natomiast jeśli $\bar{g} < 0$ — przeważa absorpcja promieniowania spontanicznego ($j_{th} < j_{th,0}$).

Reabsorpcja fotonu promieniowania spontanicznego w obszarze czynnym powoduje powrót do pasma przewodnictwa poprzednio rekombinującego (z emisją rozpatrywanego fotonu) elektronu i jego powtórną rekombinację po pewnym czasie. Jest to już oczywiście inny elektron lecz ze względu na ich nierozróżnialność otrzymuje się w efekcie pozorne wydłużenie promienistego czasu życia elektronów w obszarze czynnym lasera złączowego.

5. PORÓWNANIE WARUNKU PROGOWEGO DLA MODÓW OSIOWYCH I NIEOSIOWYCH

Progowa wartość współczynnika wzmocnienia $g(\nu)$ dla częstości generacji ν_{gen} jest równa sumie współczynników strat wewnętrznych α_L i krawędziowych α_{end} promieniowania

$$g_{th}(\nu_{gen}) = \alpha_L+\alpha_{end} = \alpha_{fc}+\alpha_d+\alpha_{sL}+\alpha_D+\frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right), \tag{11}$$

gdzie α_{fc}, α_d, α_{sL} i α_D oznaczają współczynniki strat związanych odpowiednio z absorpcją na swobodnych nośnikach i niedoskonałościach sieci krystalicznej, rozpraszaniem promieniowania rozchodzącego się w rezonatorze i ucieczką promieniowania poza obszar rezonatora (straty dyfrakcyjne).

Gdy wartość α_{tr} zbliża się do wartości $\alpha_L+\alpha_{end}$, gęstość prądu progowego szybko rośnie z powodu obniżania się inwersji obsadzeń w obszarze czynnym w wyniku wzrostu szybkości elektronowych przejść pasmo przewodnictwa — pasmo walencyjne stymulowanych szumem promienistym, głównie promieniowaniem spontanicznym. Dla

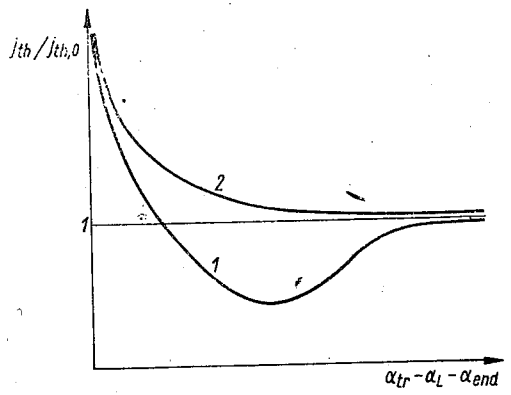
$$\alpha_{tr} = \alpha_L+\alpha_{end} = g_{th}(\nu_{gen}) \tag{12}$$

prąd progowy osiąga nieskończenie wielkie wartości (wzór (8)) i generacja modów osiowych staje się niemożliwa.

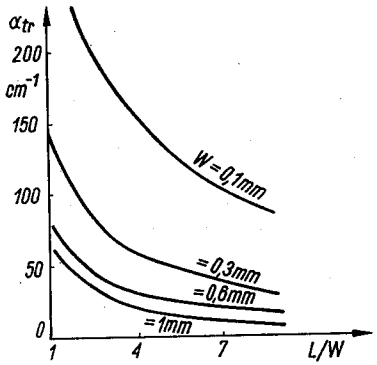
Zależność gęstości prądu progowego od współczynnika strat α_{tr} szumu promienistego przedstawiono na rys. 7. Krzywa *1* odpowiada przypadkowi małych, dodatnich wartości $g(\nu_{gen})$. Wówczas $\bar{g} < 0$ i dodatkowe optyczne pompowanie obszaru czynnego w wyniku reabsorpcji promieniowania spontanicznego przeważa nad efektem wzmocnienia tego promieniowania. Krzywa *2* przedstawia przypadek dużych wartości $g(\nu_{gen})$, przy którym dominuje efekt wzmocnienia promieniowania spontanicznego i zmniejszenia inwersji

obsadzeń. Wówczas w miarę wzrostu współczynnika strat wartość gęstości prądu progowego monotonicznie maleje do $j_{th,0}$.

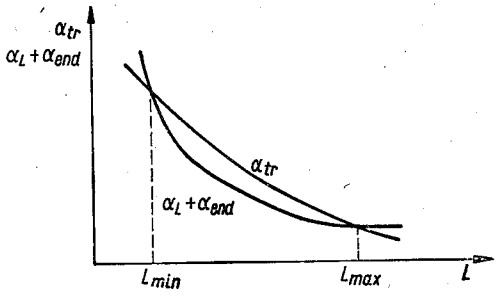
Wykresy obliczonych przez V. K. Kononenko i V. P. Gribkovskiego [7] zależności współczynnika strat α_{tr} od L i W przedstawiono na rys. 8. Jak widać, wartość współczyn-



Rys. 7. Gęstość prądu progowego j_{th} w funkcji współczynnika strat α_{tr} szumu promienistego [7]
Przez $j_{th,0}$, α_L i α_{end} oznaczono odpowiednio gęstość prądu progowego bez uwzględnienia wpływu promieniowania wewnętrznego oraz współczynniki strat wewnętrznych i krawędziowych



Rys. 8. Zależność współczynnika strat α_{tr} szumu promienistego od rozmiarów rezonatora [7]



Rys. 9. Porównanie zależności współczynnika strat α_{tr} szumu promienistego i sumy współczynników strat wewnętrznych α_L i krawędziowych α_{end} od długości rezonatora L [7]
Wyraźnie widać przedział $L \in \langle L_{min}, L_{max} \rangle$, w którym możliwe jest wzbudzanie modów osiowych

nika α_{tr} zmniejsza się w miarę zwiększania rozmiarów rezonatora w przybliżeniu następująco

$$\alpha_{tr} \sim \frac{1}{\sqrt{LW}}. \tag{13}$$

Badając zależność mocy promieniowania emitowanego przez ścianki boczne rezonatora od gęstości prądu, V. P. Gribkovskii i in. [10] sformułowali dokładniejszy wzór na α_{tr}

$$\alpha_{tr} = \frac{\Delta}{\sqrt{LW}}, \tag{14}$$

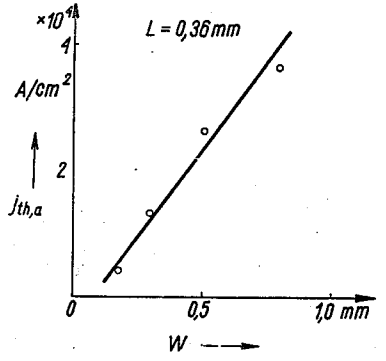
gdzie $\Delta = 3{,}2$ dla rezonatora Fabry-Perot i $\Delta = 3{,}4$ dla rezonatora prostokątnego.

Ponieważ $\alpha_{end} \sim 1/L$, można porównując zależności $\alpha_{tr}(L)$ i $\alpha_{end}(L)$ określić przedział długości rezonatora, dla którego spełniony jest warunek $\alpha_L + \alpha_{end} < \alpha_{tr}$. Obrazuje to rys. 9. Wynika z niego, że pod względem możliwości generacji modów osiowych wpływ szumu promienistego prowadzi do ograniczenia stosowanych długości rezonatorów laserów złączowych zarówno od strony małych, jak i dużych L [11]

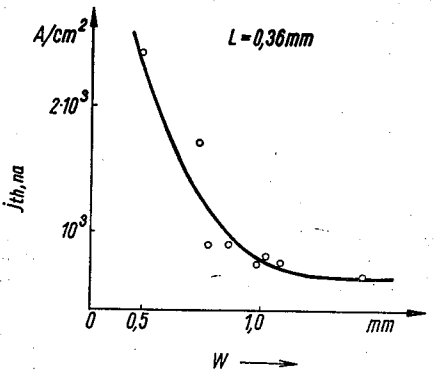
$$L_{min} < L < L_{max}. \tag{15}$$

Wzrost j_{th} w miarę zwiększania długości rezonatora obserwowano także eksperymentalnie [12, 13]. Z rys. 8 wynika, że zjawisko przechwytywania energii pola elektromagnetycznego przez szum promienisty nakłada również ograniczenia na szerokość rezonatora.

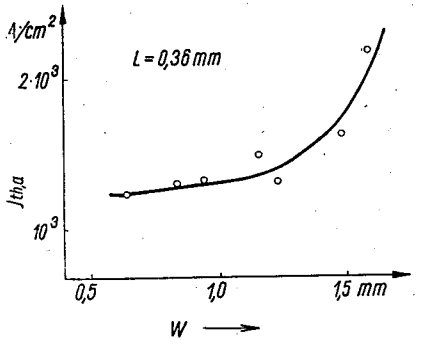
W celu potwierdzenia przewidzianego teoretycznie wpływu szumu promienistego na własności laserów złączowych G. I. Rjabcev i in. [14] przeprowadzili pomiary prądów progowych laserów złączowych z rezonatorami prostokątnymi i Fabry-Perot. W pierwszym przypadku obserwowano mody osiowe i nieosiowe, w drugim tylko osiowe. Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 10, rys. 11 i rys. 12.



Rys. 10. Zależność gęstości prądu progowego $j_{th,a}$ dla modów osiowych promieniowania od szerokości W rezonatora prostokątnego [14]



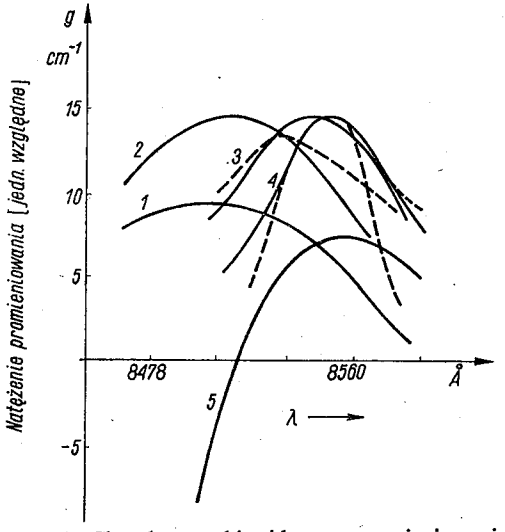
Rys. 11. Zależność gęstości prądu progowego $j_{th,na}$ dla modów nieosiowych promieniowania od szerokości W rezonatora prostokątnego [14]



Rys. 12. Zależność gęstości prądu progowego $j_{th,a}$ dla modów osiowych promieniowania od szerokości W rezonatora Fabry-Perot [14]

W miarę zwiększania szerokości rezonatora wartości prądów progowych dla modów osiowych ($j_{th,a}$) rosną monotonicznie dla obu typów rezonatorów (rys. 10 i rys. 12), a dla modów nieosiowych $j_{th,na}$ (rys. 11) maleją. Jeżeli długość rezonatora staje się mniejsza od jego szerokości ($L < W$), wartości $j_{th,a}$ przewyższają dla rezonatora prostokątnego wartości $j_{th,na}$ więcej niż o rząd wielkości. Dla $\frac{W}{L} \approx 3$ mody osiowe nie występują, a $j_{th,na}$ maleje do wartości minimalnej.

V. P. Gribkovskii i in. [10] oraz V. A. Zjul'kov i in. [15] przeprowadzili z kolei pomiary widm emitowanych przez zwierciadła oraz przez ścianki boczne rezonatorów Fabry-Perot laserów złączowych. Wyniki tych pomiarów przedstawiono na rys. 13. Widać na



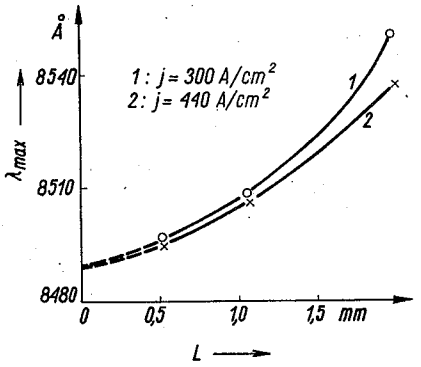
Rys. 13. Charakterystyki widmowe promieniowania

1 — promieniowanie emitowane przez ścianki boczne rezonatora ($W = 0{,}1$ mm); *2*, *3*, *4* — promieniowanie emitowane przez zwierciadło rezonatora Fabry-Perot o szerokości $W = 0{,}3$ mm i długości odpowiednio $L = 0{,}36$ mm, 0,73 mm i 1,06 mm; *5* — widmo wzmocnienia g (λ) promieniowania [10]. Liniami przerywanymi zaznaczono krzywe teoretyczne. λ — długość fali promieniowania

nim, że maksima pasm promieniowania wychodzącego przez zwierciadła rezonatora są przesunięte w stosunku do maksimum pasma promieniowania emitowanego przez ścianki boczne w stronę długofalową widma, przy czym przesunięcie to zwiększa się w miarę wzrostu długości rezonatora L.

Wytłumaczenie tego zjawiska jest następujące. Straty promieniowania rozchodzącego się w obszarze czynnym w kierunku równoległym do zwierciadeł są dla rezonatora o $L > W$ znacznie większe niż dla promieniowania rozchodzącego się w rezonatorze w kierunku osiowym. Z tej przyczyny gęstość strumienia promieniowania przenoszonego równolegle do zwierciadeł jest bardzo niska i promieniowanie emitowane przez ścianki boczne rezonatora niewiele się różni od promieniowania spontanicznego. Maksimum współczynnika wzmocnienia g przypada w obszarze długofalowym pasma promieniowania spontanicznego. Dlatego też pasmo promieniowania wychodzącego przez zwierciadła rezonatora jest przesunięte względem pasma promieniowania wychodzącego przez ścianki boczne w stronę długofalową.

Zależność położenia maksimum pasma promieniowania od długości rezonatora może być wyjaśniona niejednakowymi wartościami współczynnika strat α_{tr} szumu promienistego. Zgodnie ze wzrorem (14) $\alpha_{tr} \sim L^{-1/2}$. Ze wzrostem długości rezonatora wartości α_{tr} maleją, zmniejsza się inwersja obsadzeń w obszarze czynnym i pasmo promieniowania przesuwa się (rys. 14) w stronę długofalową widma (przy tej samej wartości wzmocnienia). Wzrost prądu powoduje rozsunięcie quasi-poziomów Fermiego i stąd przesunięcie pasma promieniowania ze wzrostem L staje się mniejsze.



Rys. 14. Przesuwanie położenia maksimum (λ_{max}) charakterystyki widmowej promieniowania emitowanego przez zwierciadło rezonatora Fabry-Perot ze wzrostem długości rezonatora L dla dwóch gęstości prądu j [15]

Promieniowanie skupione w modach osiowych w laserach złączowych o długich rezonatorach ma oprócz tego mniejsze straty krawędziowe: $\alpha_{end} \sim 1/L$. Jest to więc też konkurencyjna przyczyna zmniejszania inwersji obsadzeń w obszarze czynnym i przesunięcia pasma promieniowania w stronę niskoenergetyczną widma.

6. WPŁYW MODÓW PROMIENIOWANIA WEWNĘTRZNEGO NA DEGRADACJĘ RAPTOWNĄ

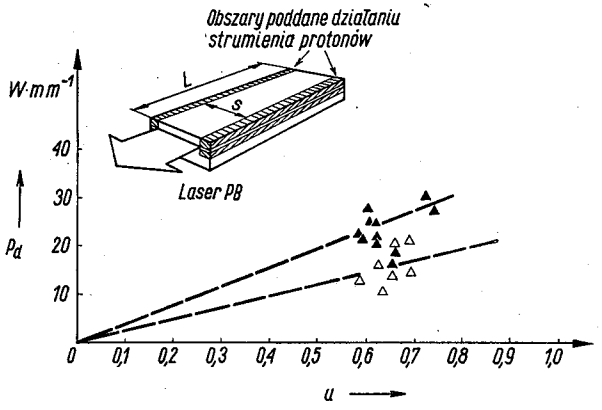
Degradacja raptowna lasera złączowego polega na nagłym przerwaniu przez niego generacji drgań połączonym najczęściej ze zniszczeniem zwierciadła rezonatora. Moc promieniowania, dla której występuje powyższe zjawisko, tzw. moc krytyczna P_d ze względu na degradację raptowną, jest zwykle liczona na jednostkę szerokości rezonatora i mierzona w $\mathrm{Wmm^{-1}}$.

Na rys. 15 przedstawiono zależność mocy krytycznej P_d od wartości parametru u, będącego miarą jednorodności pola elektromagnetycznego w strefie bliskiej w płaszczyźnie złącza. Parametr ten definiuje się jako stosunek gęstości mocy emitowanego promieniowania p_{av}, uśrednionej na szerokości rezonatora, do maksymalnej gęstości mocy promieniowania p_{max} na tym odcinku

$$u = \frac{p_{av}}{p_{max}} = \frac{\frac{1}{W}\int_0^W p(x)\,dx}{p_{max}}, \tag{16}$$

gdzie przez x oznaczono współrzędną skierowaną w płaszczyźnie złącza wzdłuż zwierciadła rezonatora, a przez $p(x)$ — rozkład gęstości mocy promieniowania.

Rys. 15 został wykreślony dla laserów szerokokontaktowych ($W = 230$ μm, $L = 296$ μm — trójkąty niezaczernione) i dla laserów PB (*proton bombarded stripe laser*) [17],



Rys. 15. Zależność krytycznej mocy promieniowania P_d ze względu na degradację raptowną od parametru u zdefiniowanego w treści pracy [16]

W rogu wykresu zamieszczono rysunek wyjaśniający budowę lasera PB

wytworzonych za pomocą bombardowania strumieniem protonów ($s = 260$ μm, $L = 259$ μm — trójkąty zaczernione). Lasery obu rodzajów wykonano z tej samej płytki kryształu. Przez s oznaczono szerokość paskowego obszaru czynnego, tj. szerokość obszaru osłoniętego przed działaniem strumienia protonów w trakcie wytwarzania lasera.

Krytyczne wartości mocy promieniowania P_d są wyraźnie wyższe w laserach PB niż w laserach szerokokontaktowych. Z drugiej strony wiadomo, że konstrukcja laserów paskowych praktycznie eliminuje pojawianie się modów promieniowania wewnętrznego. Dowodzi to istnienia znacznego, niekorzystnego wpływu tych modów na przebieg degradacji raptownej w laserach szerokokontaktowych. Promieniowanie wewnętrzne nie jest obserwowane w strefie bliskiej, ponieważ nie jest emitowane na zewnątrz rezonatora. Niemniej jednak zwiększa ono maksymalną wartość natężenia pola elektrycznego na powierzchni zwierciadła rezonatora i w ten sposób przyczynia się do jego zniszczenia [18].

7. PODSUMOWANIE

Zastosowanie paskowéj konstrukcji laserów złączowych znakomicie poprawia szereg ich własności, głównie związanych z ich zastosowaniem w światłowodowej telekomunikacji optycznej. Jednakże lasery paskowe cechują się znacznie niższymi od laserów szerokokontaktowych dopuszczalnymi mocami promieniowania. Z tego względu te ostatnie są obecnie wytwarzane głównie jako wydajne źródła promieniowania laserowego dużej mocy. Należy w tym przypadku tak zaprojektować ich konstrukcję, aby uniknąć pogorszenia własności laserów w wyniku niekontrolowanego wpływu szumu promienistego.

A jest on, jak wynika z niniejszej pracy, w niektórych przypadkach znaczny i powoduje zmniejszenie zewnętrznej przyrostowej sprawności kwantowej, zwiększenie prądu progowego, wzbudzanie się modów nieosiowych i obniżenie krytycznej mocy promieniowania ze względu na degradację raptowną.

LITERATURA

1. W. Nakwaski, *Zjawiska rekombinacyjne w półprzewodnikach. I. Rekombinacja promienista i niepromienista, emisja spontaniczna i stymulowana*, Rozprawy Elektrotechniczne, **25**, 4, 1979, 887—921.
2. W. Nakwaski, *Zjawiska rekombinacyjne w półprzewodnikach. II. Rekombinacja w obszarze złącza p-n, laser złączowy*, Rozprawy Elektrotechniczne, **25**, 4, 1979, 923—943.
3. W. Nakwaski, *Wzmocnienie promieniowania w laserach złączowych*, Rozprawy Elektrotechniczne, **26**, 3, 1980, 683—705.
4. M. Ettenberg, H. Kressel, *Dependence of threshold current density and efficiency on Fabry-Perot cavity parameters: Single heterojunction (AlGa)As/GaAs laser diodes*, J. Appl. Phys. **43**, 3, 1972, 1204—1210.
5. J.R. Biard, W.N. Carr, B.S. Reed, *Analysis of a GaAs laser*, Trans. AIME, 230, 1964, 286—290.
6. M. Ettenberg, H.F. Lockwood, H.S Sommers, Jr., *Radiation trapping in laser diodes*, J. Appl. Phys., **43**, 12, 1972, 5047—5051.
7. V.K. Kononenko, V.P. Gribkovskij, *Vlijanie radiacionnogo šuma na porog i moščnost, generacii inžekcionnogo lazera*, Fizika i Technika Poluprovodnikov, **5**, 10, 1971, 1875—1881.
8. F. Stern, J.M. Woodall, *Photon recycling in semiconductor lasers*, J. Appl. Phys., **45**, 9, 1974, 3904—3906.
9. P. Asbeck, *Self-absorption effects on the radiative lifetime in GaAs-GaAlAs double heterostructures*, J. Appl. Phys., **48**, 2, 1977, 820—822.
10. V.P. Gribkovskii, V.K. Kononenko, G.I. Ryabtsev, V.A. Samoilyukovich, *Trapped radiation in injection lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **QE-12**, 6, 1976, 322—326,
11. V.P. Gribkovskij, *Teorija pogloščenija i ispuskanija sveta v poluprovodnikach*, Nauka i Technika, Minsk 1975.
12. V.G. Karnauchov, I.V. Krjukova, A.I. Petrov, *Vlijanie struktury p-n-perechoda na parametry lazernych diodov iz arsenida gallija*, Fizika i Technika Poluprovodnikov, **1**, 9, 1967, 1362—1366.
13. V.P. Gribkovskii, V.K. Kononenko, V.A. Samojlyukovich, *The internal parameters of injection lasers*, Phys. Stat. Sol. (a), **3**, 2, 1970, 353—363.
14. G.I. Rjabcev, V.P. Gribkovskij, V.A. Samojljukovič, *Éksperimental'noe issledovanie vlijanija radiacionnogo šuma na porog generacii inžekcionnych lazerov*, Žurnal Techničeskoj Fiziki, **45**, 4, 1975, 919—920.
15. V.A. Zjul'kov, G.I. Rjabcev, V.A. Samojljukovič, *O spektrach luminescencii lazernych diodov*, Žurnal Prikladnoj Spektroskopii, **21**, 2, 1974, 337—338.
16. G.D. Henshall, *The suppresion of internally circulating modes in (GaAl)As/GaAs heterostructure lasers and their effect on catastrophic degradation-and efficiency*, Appl. Phys. Lett., **31**, 3, 1977, 205—207.
17. J.C. Dyment, L.A. D'Asaro, J.C. North, B.I. Miller, J.E. Ripper, *Proton-bombardment formation of stripe-geometry heterostructure lasers for 300 K cw operation*, Proc. IEEE, **60**, 6, 1972, 726—728.
18. B.W. Hakki, F.R. Nash, *Catastrophic failure in GaAs double- heterostructure injection lasers*, J. Appl. Phys., **45**, 9, 1974, 3907—3912.

W. NAKWASKI

INFLUENCE OF TRAPPED RADIATION ON PROPERTIES OF INJECTION LASERS

Summary

The influence of the trapped radiation in injection lasers on a deterioration of their properties, i.e. a lowering of the external differential quantum efficiency, an increase of the threshold current, a generation of nonaxial modes as well as a lowering of the burn-off power of radiation in the catastrophic degradation, is presented in this work.

W. NAKWASKI

INFLUENCE DU BRUIT RADIANT SUR LES PROPRIÉTÉS DES LASERS À JONCTION

Résumé

Dans l'étude on a présenté l'influence du bruit radiant dans les lasers à jonction sur l'empirement de leurs propriétés, à savoir diminution du rendement quantique accroissant extérieur, relèvement de courant de seuil, excitation des modes non-axiaux et abaissement de puissance critique de radiation vu la dégradation rapide.

W. NAKWASKI

EINFLUß DES STRAHLRAUSCHENS AUF DIE EIGEHSCHAFTEN DER VERBINDUNGSLASER

Zusammenfassung

In der vorliegenden Bearbeitung wurde der Einfluß des Strahlrauschens bei Verbindungslasern auf die Verschlechterung ihrer Eigenschaften erwogen d.h. auf den verminderten äußeren anwachsenden Quantumwirkungsgrad, die Anwachszunahme des Schwellenstroms, die Erregung der nichtaxialen Moden und die Verminderung der kritischen Strahlleistung, und zwar zufolge einer plötzlichen Degradation.

В. НАКВАСКИ

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ШУМА НА СВОЙСТВА ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Резюме

Представлено влияние радиационного шума в инжекционных лазерах на ухудшение их свойств: снижение дифференциальной эффективности, увеличение порогового тока, генерацию неаксиальных мод и снижение критической мощности излучения в ускоренной деградации.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 489—517

681.327.8

Ochrona informacji w systemach komputerowych

JÓZEF PIEPRZYK (BYDGOSZCZ)

Instytut Telekomunikacji Akademii Technicznej

DOMINIK RUTKOWSKI (SOPOT)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 30.7.1980

Praca stanowi przegląd zagadnień związanych z ochroną informacji w środowisku komputerowym. W pracy szczególną uwagę zwrócono na ochronę operacyjną informacji, przy czym omówiono dwie zasadnicze koncepcje wprowadzania takiej ochrony do systemu komputerowego, a mianowicie koncepcje katalogów oraz list dostępu. W oparciu o te koncepcje zaprezentowano podstawowe problemy pojawiające się podczas projektowania ochrony operacyjnej oraz sposoby ich rozwiązywania.

1. WSTĘP

Rozwój techniki komputerowej, a w szczególności pojawienie się wielodostępnych systemów komputerowych spowodowało powstanie nowych problemów związanych z ochroną informacji. Jest ona konieczna szczególnie tam, gdzie w grę wchodzi wspólne wykorzystywanie przez wielu użytkowników tych samych zasobów komputerowych. W szczególności ochrona informacji jest niezbędna w systemach rezerwacji miejsc w komunikacji lotniczej [8], bankowych systemach rozliczeń finansowych [56], w systemach przetwarzania dla potrzeb naukowo-badawczych i obliczeń inżynierskich [87], systemach informacji naukowej, technicznej, ekonomicznej oraz medycznej [25, 87] itp. Ochrona ta polega na odpowiedniej organizacji dostępu oraz określeniu jego zakresu dla poszczególnych użytkowników. Jak wykazują badania przeprowadzone przez Stanford Research Institute w USA [69, 71, 72] straty wywołane nieupoważnionym dostępem do informacji są znaczne i ciągle rosną. Niekiedy nieupoważniony dostęp do systemu komputerowego ma charakter przestępstwa komputerowego[1)] (chodzi tutaj o zamierzoną i świadomą działalność w celu zarówno osiągnięcia nielegalnego zysku, jak też dokonania sabotażu). W krajach, gdzie technika komputerowa jest wysoko rozwinięta, liczba znanych przestępstw komputerowych jest duża [84] i należy sądzić, że większość przestępstw nie jest ujawnianych przez firmy z tego powodu, że ujawnienie przestępstwa spowodowałoby

[1)] Ang. *computer crime*.

spadek zaufania klientów oraz co za tym idzie dodatkowe straty. Upowszechnienia zastosowań techniki komputerowej spowodowały, że powstaje pilna potrzeba zdefiniowania co rozumie się przez przestępstwo komputerowe oraz określenie odpowiedzialności karnej za ich popełnienie. I tak np. w Stanach Zjednoczonych tego typu ustawa ukazała się w 1974 roku [83, 26, 8].

Na podstawie wyników badań przestępstw komputerowych można wyróżnić kilkadziesiąt różnych rodzajów przestępstw [2, 11, 17, 68, 69, 82]. Jednakże wszystkie te przestępstwa można podzielić na cztery podstawowe kategorie, które wiążą się z nieupoważnionym:

— odczytaniem informacji,
— modyfikacją informacji,
— skasowaniem informacji,
— zablokowaniem dostępu dla upoważnionego użytkownika.

Dodatkową przeszkodą w realizacji skutecznego zabezpieczenia informacji jest fakt, że przestępstwa komputerowego może dokonać nieupoważniony użytkownik nie będący użytkownikiem systemu komputerowego, jak również upoważniony użytkownik działający poza zakresem przyznanych mu uprawnień. Aby pokazać, jak szeroki wachlarz zagadnień obejmuje ochrona zbiorów informacji, wymienimy kilkanaście metod ochrony, najczęściej spotykanych w systemach komputerowych z podziałem czasu i ze zdalnym dostępem:

M1. Kontrola osób wchodzących do pomieszczenia, w którym znajduje się urządzenie końcowe systemu komputerowego [32, 102, 105],
M2. Identyfikacja użytkownika przez urządzenie końcowe (końcówkę) [8, 59, 97],
M3. Wzajemna autoryzacja końcówki i komputera [21, 36, 64],
M4. Identyfikacja użytkownika przez komputer [108, 109, 110],
M5. Stosowanie przekształcenia kryptograficznego[2] w celu szyfrowania wiadomości przesyłanej między końcówką a komputerem [28, 29, 36, 47, 51, 88, 89, 73],
M6. Tworzenie list użytkowników wraz z określeniem ich uprawnień w korzystaniu z zasobów systemu komputerowego [46, 50, 57, 58, 60, 79, 90],
M7. Ekranowanie sprzętu komputerowego w celu zapobieżenia przechwytywaniu przez nieupoważnionego użytkownika promieniowania elektromagnetycznego generowanego przez sprzęt [8, 54],
M8. Umieszczenie komputera w strzeżonym budynku [12, 97, 98, 102],
M9. Dobór i kontrola osób, które mają bezpośredni dostęp do komputera (do sprzętu i oprogramowania) [54, 96],
M10. Określenie strategii powrotu systemu komputerowego do normalnego zakresu działania w przypadku, gdy zdarzyła się klęska żywiołowa [13, 14, 92, 54],
M11. Skonstruowanie sprzętu i opracowanie oprogramowania dla celów diagnostycznych [59, 77, 54],
M12. Kontrola poprawności działania nowo wprowadzanego sprzętu i oprogramowania [10, 42, 67],
M13. Rejestracja zgłoszeń poszczególnych użytkowników i celu dostępu [8, 95].

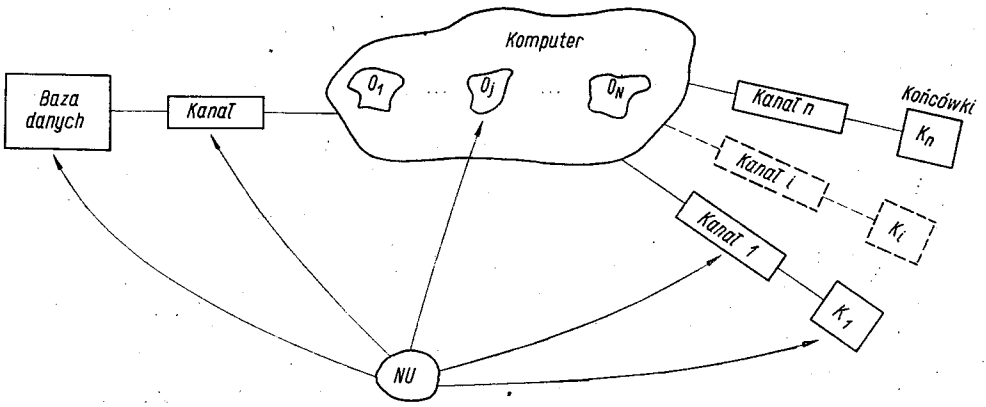
[2] Przekształcenie kryptograficzne polega na przyporządkowaniu parze: wiadomość — klucz kryptograficzny odpowiedniego kryptogramu.

Widzimy więc, że sprzętowe metody ochrony wiążą się z programowymi, a te z kolei z kryptograficznymi. Wszystkie zaś są uzupełniane przez odpowiednią fizyczną ochronę systemu komputerowego. Metody te umiejętnie dobrane i wzajemnie sprzężone tworzą ochronę systemu komputerowego [38, 41, 70, 54]. Przy projektowaniu ochrony należy uwzględniać ryzyko związane z poszczególnymi zagrożeniami [17, 54, 107] i dobierać ochronę w taki sposób, aby koszt pokonania ochrony przez nieupoważnionego użytkownika był nieporównywalnie większy od zysku wynikającego z posiadania chronionej informacji [4, 24, 45, 52, 99].

Sprawy ochrony komplikują się jeszcze bardziej, gdy mamy do czynienia z siecią komputerową, która służy do korzystania, między innymi, z rozproszonej bazy danych (zasoby znajdują się w wielu systemach komputerowych rozmieszczonych na pewnym obszarze geograficznym [9, 18, 33, 106]). Tworzenie takich sieci ma na celu bardziej efektywne wykorzystanie zasobów poszczególnych systemów komputerowych wchodzących w skład sieci oraz udostępnienie użytkownikom zasobów całej sieci. Ochrona informacji w takich sieciach, ze względu na znaczne odległości między komputerami a końcówkami oraz rozmieszczenie zbiorów informacji w różnych miejscach i wynikające z tego opóźnienia przesyłania informacji, wymaga uwzględnienia relacji czasowych oraz zapewnienia integralności zbiorów. W niniejszej pracy przedstawiony jest przegląd metod ochrony informacji w systemie komputerowym, przy czym szczególna uwaga zostanie zwrócona na metody operacyjne[3)] (ang. *operating system*).

2. KLASYFIKACJA METOD OCHRONY INFORMACJI W SYSTEMIE KOMPUTEROWYM

Nieupoważniony użytkownik (NU) w systemie komputerowym może mieć dostęp do różnych obiektów tego systemu. Na rys. 1 przedstawiony jest system komputerowy i określone są rodzaje obiektów, do których może on mieć dostęp. Ochrona tych obiek-

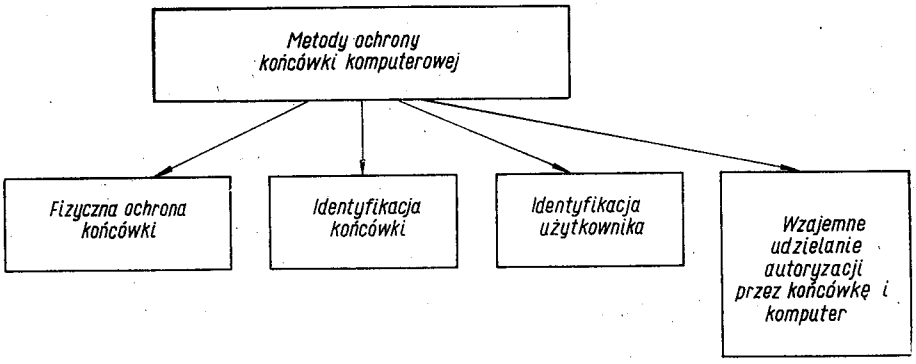


Rys. 1. Rodzaje obiektów systemu komputerowego, do których może mieć dostęp nieautoryzowany użytkownik (NU), przy czym $O_1, \ldots, O_N$ są obiektami wewnętrznymi, takimi jak: pamięć operacyjna, arytmometr, programy, pakiety danych, itp.

[3)] Metody operacyjne wiążą się z kontrolą dostępu użytkownika do poszczególnych obiektów systemu komputerowego (programy, zbiory informacji, urządzenia).

tów przed nieupoważnionym dostępem zależy od rodzaju obiektów i możemy wśród nich wyróżnić ochronę
— końcówek,
— kanałów transmisyjnych,
— komputera.
Zasadniczo ochrona ma do spełnienia dwa podstawowe cele: ochronę przed działalnością NU oraz przed działaniem sił przyrody. Zatem metody ochrony można podzielić na dwie podstawowe kategorie:
— metody czynne (ochrona przed NU, np. identyfikacja użytkownika przez system komputerowy),
— metody bierne (ochrona przed siłami przyrody, np. ochrona przeciwpożarowa).

Rozważmy dokładniej metody ochrony końcówki (rys. 2). Metody bierne dotyczą fizycznej ochrony końcówki przed działaniem sił przyrody. Metody czynne natomiast wiążą się z kontrolowanym przez odpowiednie urządzenie elektroniczne dostępem do pomieszczenia, w którym znajduje się końcówka, jej identyfikacją oraz wzajemnym udzie-



Rys. 2. Podział metod ochrony końcówki komputerowej przed NU

laniem autoryzacji przez końcówkę i komputer, jak również identyfikacją użytkownika. Identyfikacja użytkownika z kolei polega na porównaniu z wzorcem przechowywanym w komputerze lub końcówce
— pewnych charakterystycznych cech użytkownika (jego podpis, odciski palców, barwa głosu itp. [100, 105]),
— pewnych wyróżnionych informacji, które użytkownik przechowuje na odpowiednim nośniku (nazwa, hasło, itp. [15, 61, 80, 110]).

Końcówka komputerowa z drugiej strony współpracuje z komputerem, musi więc przed każdym seansem łączności odbywać się wzajemne udzielanie autoryzacji przez końcówkę i komputer. Może ono odbywać się w dwojaki sposób, według
— metody hasła [35, 43],
— metody powitania [35, 36].

Do podstawowych metod ochrony przed nieupoważnionym użytkownikiem kanału

transmisyjnego łączącego końcówkę z systemem komputerowym należą następujące metody:

— metoda przekształcenia kryptograficznego [7, 88, 89],

— metoda tworzenia zmiennych formatów[4] dla przesyłanych bloków informacji [33].

Z powyższych dwóch metod pierwsza jest bardziej elastyczna i częściej spotykana w zastosowaniach praktycznych. Druga metoda natomiast jest najczęściej stosowana w sieciach komputerowych, gdzie informacje są przekazywane w postaci bloków o odpowiednich formatach.

Omówimy teraz metody ochrony komputera. Problem ten jest szczególnie ważny dlatego, że w komputerze i w sprzężonej z nim bazie danych znajdują się zbiory informacji, które mogłyby interesować nieupoważnionego użytkownika. Do ochrony tych informacji stosowane są zarówno metody czynne, jak również bierne. Do metod czynnych ochrony komputera należą:

C1. Wzajemne udzielanie autoryzacji przez końcówkę i komputer (metoda powitania lub hasła [36, 64, 80]),

C2. Tworzenie listy użytkowników z ich uprawnieniami dostępu do poszczególnych obiektów komputera (realizowane sprzętowo lub programowo [6, 23, 55, 81]),

C3. Prowadzenie ewidencji przeprowadzonych seansów łączności,

C4. Ochrona przed sabotażem lub wtargnięciem nieupoważnionej osoby do pomieszczenia, w którym znajduje się komputer [8],

C5. Odpowiedni dobór personelu zatrudnionego przy obsłudze komputera i jego ciągłe szkolenie [54],

C6. Testowanie pracy komputera (podzespołów już użytkowanych jak również nowo dołączanych [8]).

Metody bierne stosowane do ochrony komputera obejmują:

B1. Ochrona przed skutkami klęsk żywiołowych (pożar, powódź, huragan, trzęsienie ziemi, itp. [8]),

B2. Wyposażenie komputera w rezerwowe zasilanie energią elektryczną ([8,54]),

B3. Strategię powrotu komputera do działania po zniszczeniu jego części [92].

Z pewnością nie są to wszystkie metody, które wykorzystuje się do ochrony systemu komputerowego przed czynnikami naruszającymi przypadkowo pracę komputera, jak również przed nieupoważnionym użytkownikiem działającym w sposób zamierzony. Metoda wymieniona w punkcie C1 jest bezpośrednio powiązana z przekształceniami kryptograficznymi. Metoda wymieniona w punkcie C2 w literaturze [37, 39, 44, 48] jest nazywana ochroną operacyjną komputera przed dostępem nieupoważnionego użytkownika. Ponieważ może być ona realizowana sprzętowo lub programowo, więc można mówić o operacyjnej ochronie programowej lub sprzętowej komputera [16, 85, 91, 94]. Ochrona operacyjna doczekała się prób formalnego ujęcia matematycznego [19, 50], których wynikiem było opracowanie matematycznego modelu ochrony operacyjnej [57, 62, 75, 91, 104].

[4] Przez format bloku informacji rozumiemy jego strukturę organizacyjną, na którą składa się informacja sterująco-kontrolna oraz informacja właściwa (patrz Seidler [86]).

3. ZASADY OCHRONY OPERACYJNEJ

Jak wiadomo, system operacyjny (SO) sprawuje nadzór nad całością pracy komputera. W dalszym ciągu interesować nas będzie, w jaki sposób SO zarządza dostępem użytkowników (dokładniej ich programów) do obiektów[5] systemu komputerowego. Biorąc pod uwagę rodzaj wprowadzanej przez SO kontroli dostępu można systemy komputerowe podzielić na następujące kategorie.

— Systemy bez ochrony operacyjnej. Użytkownicy mogą w dowolny sposób wykorzystywać zasoby systemu komputerowego. Ochrona ogranicza się do wykrywania lub zapobiegania skutkom ewentualnych błędów, które mogą pojawiać się w czasie przetwarzania,

— Systemy z ochroną typu „wszyscy albo nikt". W takich systemach mamy do czynienia z tzw. wzajemną izolacją użytkowników (ich programów). Czyli pomiędzy nimi nie jest możliwa wymiana ich własnych programów i zbiorów danych. Istnieje jednak zbiór programów (biblioteka programów), z którego mogą korzystać wszyscy użytkownicy na takich samych prawach. Przykładem praktycznego rozwiązania tej koncepcji ochrony jest Dartmouth Time-Sharing System [49],

— Systemy z kontrolowanym podziałem zasobów. Przy tego rodzaju rozwiązaniu ochrony użytkownicy (ich programy) mają dostęp do określonych przez operatora, administratora lub SO obiektów systemu komputerowego, przy jednoczesnym wyróżnieniu rodzaju dostępu do nich (np. czytanie, wpisywanie, kasowanie, wykonywanie, itp.). Na bazie takiej koncepcji zostały zbudowane systemy CTSS (Compatible Time-Sharing System [65]) oraz ADEPT (Advanced Development Prototype [103]),

— Systemy z kontrolowanym przez użytkowników podziałem zasobów. W takich systemach użytkownicy mogą określać rodzaje dostępu dla innych użytkowników w odniesieniu do własnych programów i zbioru danych. Przy tego typu ochronie operacyjnej można wprowadzić dwa rodzaje chronionych elementów, a mianowicie obiekty oraz podsystemy, gdzie przez podsystem rozumiemy określony dla danego użytkownika zbiór jego programów oraz zbiór jego danych. Dostęp programów do zbioru danych wewnątrz podsystemu odbywa się w posób bezpośredni i bez ograniczeń, natomiast rodzaj dostępu innych użytkowników do podsystemu jest określony przez właściciela (patrz systemy Multics [79], CAL [93], UNIX [76], CAP [66], HYDRA [111]),

— Systemy z kontrolą wykorzystywania udostępnionej informacji. Systemy tej kategorii wyróżniają się spośród innych tym, że można nałożyć pewne ograniczenia na przetwarzanie informacji po jej udostępnieniu. Taki sposób ochrony jest szczególnie pożądany w systemach wojskowych, gdzie istnieje potrzeba określenia stosownego sposobu przetwarzania w zależności od tego, czy informacja jest poufna, tajna lub ściśle tajna [81].

Zanim przejdziemy do omówienia przykładowych rozwiązań ochrony operacyjnej, podamy w skrócie metody ochrony informacji przekazywanej pomiędzy pamięcią operacyjną a procesorem.

---

[5] Obiektami systemu komputerowego są programy, pakiety danych, urządzenia wyjścia i wejścia, itp.

3.1. Ochrona pamięci operacyjnej

Podczas przetwarzania następuje wymiana informacji pomiędzy procesorem a pamięcią operacyjną (PAO). Wiadomo [30], że można wyróżnić dla pamięci operacyjnej dwa typy adresów: adres rzeczywisty oraz adres wirtualny. Zatem w dalszym ciągu zajmiemy się ochroną w pamięci rzeczywistej oraz wirtualnej. Zasadniczymi rodzajami dostępu na poziomie sprzętu PAO są czytanie i zapisywanie. Jednakże dla niektórych, bardziej wyrafinowanych rozwiązań sprzętowych określane są dodatkowe rodzaje dostępu, takie jak wykonywanie, niedostępność oraz kontrola przetwarzania[6]. Dostęp do programu i możliwość jego wykonania powoduje, że użytkownik może otrzymać tylko wynik końcowy, przy czym nie zna on struktury logicznej programu (nie ma do niego bezpośredniego dostępu). Programy niedostępne dla użytkownika są przeznaczone z reguły do powiadamiania operatora lub przerwania przetwarzania w momencie, gdy nastąpiło przekroczenie zakresu dostępu przez użytkownika. Natomiast programy kontroli przetwarzania pozwalają uzyskać informacje o przetwarzanych programach, czyli nazwy programów, czas i cel wymiany danych pomiędzy poszczególnymi programami, itd. Tymi programami posługuje się administrator systemu komputerowego w celu analizy przetwarzania [54].

3.1.1. Ochrona pamięci rzeczywistej

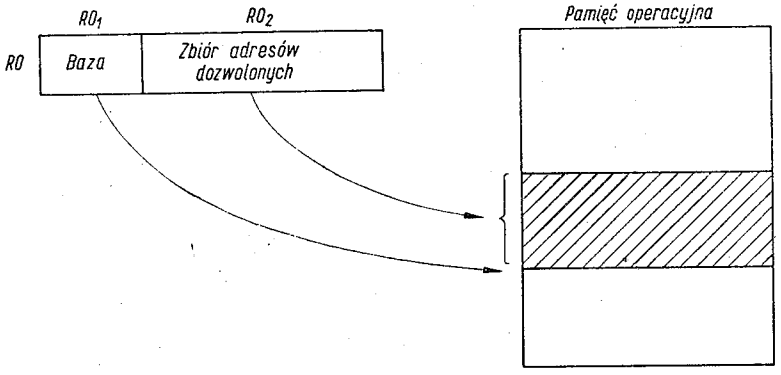
Pamięć operacyjna jest podzielona na wzajemnie rozłączne obszary [34, 101]. Ochrona wydzielonych obszarów pamięci operacyjnej jest zorganizowana w czasie rzeczywistym poprzez kontrolę dostępu do tych obszarów. Każdy rozkaz programu umieszczony w rejestrze rozkazów jest interpretowany przez jednostkę centralną. Badając zawartość rejestru rozkazów, jednostka centralna może określić efektywny adres w pamięci operacyjnej konieczny do wykonania rozkazu. Wykonywany program ma dostęp do tych komórek pamięci, które mieszczą się wewnątrz określonego dla niego obszaru i dla którego zakresy dostępu, żądanego przez program i przydzielonego dla niego, są takie same. W przypadku gdy żądanie dostępu nie spełnia powyższych warunków, następuje przerwanie wykonywania programu i powiadomienie operatora o próbie przekroczenia zakresu dostępu przez program (przez użytkownika). W dalszym ciągu zajmiemy się metodami podziału pamięci operacyjnej na rozłączne obszary oraz wpływem tych metod na ochronę informacji.

A. Metoda rejestrów ograniczających. Jedną z metod kontroli dostępu do obszarów pamięci operacyjnej jest użycie rejestrów ograniczających (RO), które znajdują się w jednostce centralnej. To rozwiązanie z pewnymi modyfikacjami zależnymi od rodzaju komputera jest stosowane w średnich i dużych komputerach. I tak w komputerze CD 6000 stosuje się jeden rejestr dla określenia początku chronionego obszaru (baza) oraz drugi dla określenia zbioru adresów dozwolonych (objętość obszaru, rys. 3). Przedstawiona metoda ochrony obszarów pamięci operacyjnej ma następujące wady:

— w przypadku wieloprocesorowego lub wieloprogramowego przetwarzania programów konieczne jest dostarczenie odpowiedniego zbioru par RO. W przeciwnym przypadku

[6]) Ang. *journal-taking*

konieczne jest kasowanie i ładowanie pojedynczej pary rejestrów ograniczających zawsze wtedy, gdy jednostka centralna przerywa wykonywanie jednego a rozpoczyna przetwarzanie drugiego programu. Taka organizacja pracy komputera powoduje wprowadzenie znacznego opóźnienia przetwarzania. Zatem liczba istniejących par RO określa liczbę wykonywanych jednocześnie programów,



Rys. 3. Schemat adresowania z użyciem rejestrów ograniczających (RO)

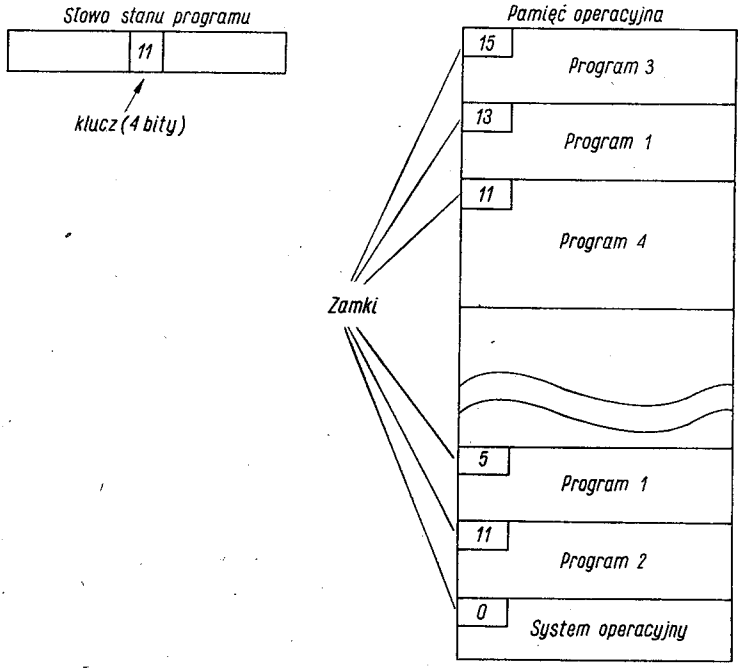
— dla każdej pary RO konieczne jest dołączenie dodatkowego rejestru zakresu dostępu (uprawnień dostępu). Przy czym długość tego rejestru zależy od liczby rodzajów dostępu; im więcej rodzajów dostępu tym dłuższy rejestr,
— wszystkie informacje zawarte wewnątrz obszaru wyznaczonego przez parę rejestrów ograniczających są dostępne w jednakowy sposób, czyli nie ma możliwości zróżnicowania zakresu dostępu dla poszczególnych elementów pamięci zawartych w pojedynczym obszarze.

B. Metoda „zamków i kluczy" (*ang. locks and keys*). Zamkiem nazywamy numer identyfikacyjny obszaru pamięci rzeczywistej określony dla celów ochrony. W ustalonym czasie ten sam zamek może być przydzielony dla jednego lub kilku obszarów pamięci. Metoda ta pozwala na to, że kilka różnych obszarów pamięci może być wykorzystywanych przez jeden program użytkownika. Program ten w celu osiągnięcia dostępu do tych obszarów pamięci musi dostarczyć jednostce centralnej odpowiedni klucz. Klucz ten jest używany przez jednostkę centralną do jego identyfikacji. W przypadku pozytywnego wyniku identyfikacji jednostka centralna udziela programowi dostępu do tych obszarów. Przydział klucza dla programu jest dokonywany przez operatora systemu, administratora lub SO. Przykładowe rozwiązanie metody „zamków i kluczy" jest pokazane na rys. 4 (IBM 360 [54]). Metoda zamków i kluczy ma tę przewagę nad metodą rejestrów ograniczających, że dostęp do obszarów pamięci jest bardziej elastyczny, ponieważ dla tego samego programu mogą być dostępne różne obszary. Omawiana metoda pozwala na określenie odpowiedniej hierarchii wśród zamków i kluczy. I tak np. klucz zerowy otwiera wszystkie zamki, natomiast żaden klucz oprócz zerowego nie otwiera zerowego zamku. Z kolei dla programów można wprowadzić rodzaje dostępu do obszarów pamięci operacyjnej, przy czym określone uprawnienia dostępu mogą być przechowywane łącznie

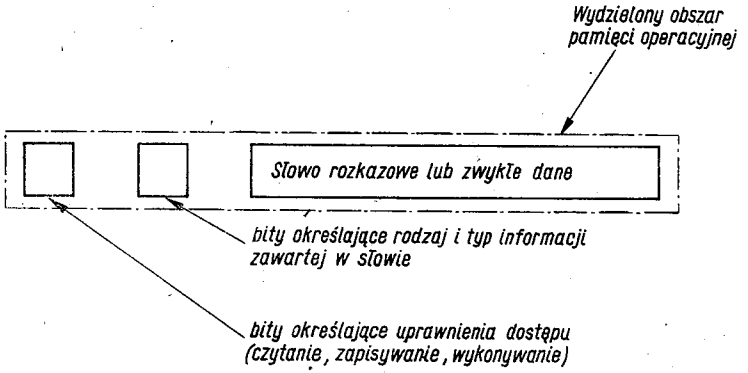
z odpowiednimi kluczami. Jednak omawiana metoda ma następujące wady:

— liczba możliwych zamków i kluczy jest określona przez liczbę bitów przeznaczonych na numer identyfikacyjny obszaru pamięci (na rys. 4 tych kluczy i zmaków może być $2^4 = 16$),

— w przypadku, gdy pamięć rzeczywista jest duża a liczba zamków (kluczy) mała, wtedy obszarów pamięci też jest mało i jednocześnie obszary te są stosunkowo duże. Fakt ten nie pozwala ani na skuteczną ochronę ani na elastyczne przydzielanie obszarów pamięci zgłaszającym się programom.



Rys. 4. Schemat podziału pamięci operacyjnej za pomocą zamków i kluczy (jeżeli użytkownik posiada klucz o wartości 11, to ma dostęp do programów 2 i 4)

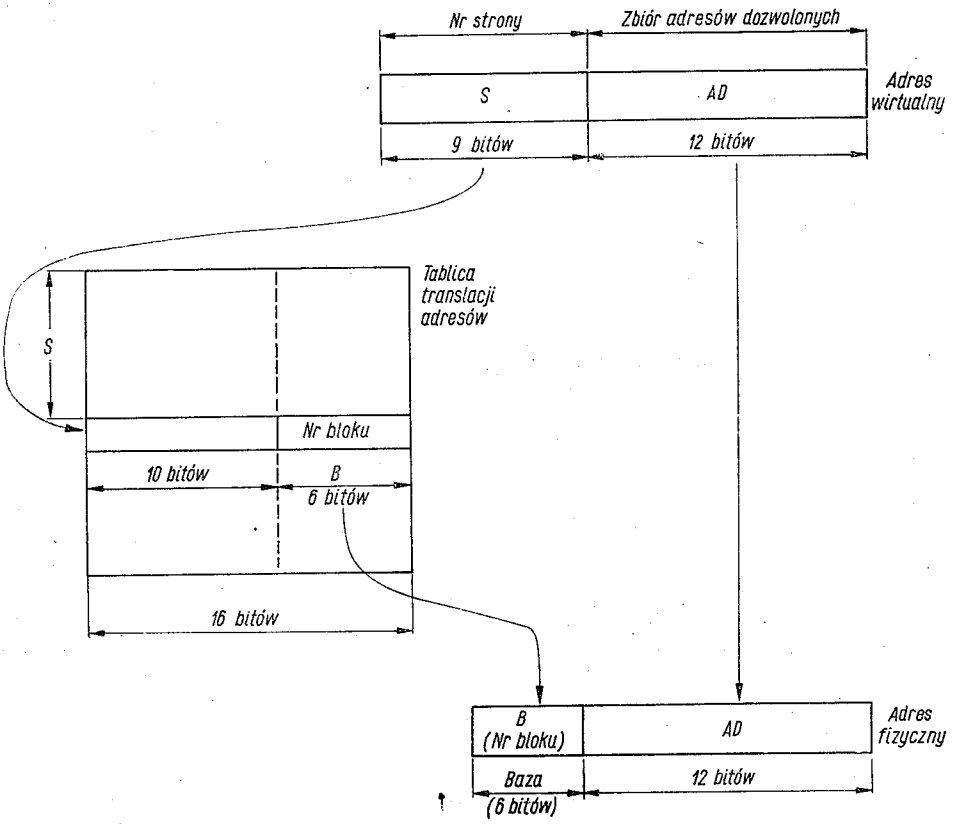


Rys. 5. Przykład budowy słowa przy wprowadzeniu bitów kontroli dostępu

C. Metoda bitów kontroli dostępu. Okazuje się [81], że w wielu praktycznych rozwiązaniach do każdego elementu pamięci (najczęściej jest to ciąg komórek zawierających słowo) dołącza się dodatkowy ciąg komórek zawierających dane o rodzaju informacji zawartej w słowie (czy jest to słowo rozkazowe, czy słowo zawierające zwykłe dane), o typie informacji (czy są to liczby zmiennoprzecinkowe, stało przecinkowe, itp), lub o innych własnościach informacji zawartej w danym elemencie pamięci. Wydaje się zupełnie zrozumiałe, że można te dodatkowe komórki pamięci wykorzystać również dla celów ochrony informacji (rys. 5).

3.1.2. Ochrona pamięci wirtualnej

W poprzednio omówionych metodach ochrony pamięci rzeczywistej występuje jeden poważny problem, który nie został jeszcze omówiony. Problem ten jest szczególnie ostro widoczny w przypadku, gdy kilka programów żąda dostępu do tego samego obszaru pamięci w tym samym czasie, a polega on na konieczności zróżnicowania dostępu tych programów do tego obszaru pamięci zgodnie z założonymi dla tych programów zakresami dostępu (w ogólnym przypadku zbiory uprawnień w wykorzystywaniu określonego ob-



Rys. 6. Schemat translacji adresów w systemie UNIVAC Spectra 70/46

szaru przez różne programy mogą być różne). Jak można zauważyć, takie zróżnicowanie nie jest możliwe w omawianej metodzie zamków i kluczy.

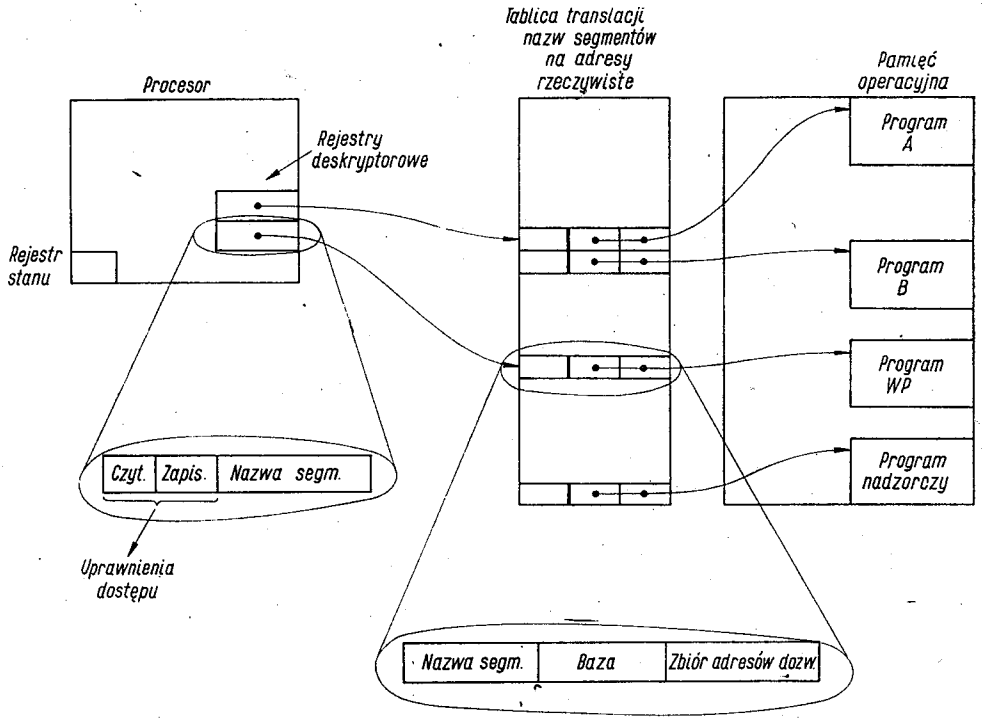
Poniżej podamy ogólne rozwiązanie tego problemu w oparciu o koncepcję pamięci wirtualnej. Jak wiadomo [101], wprowadzenie tej koncepcji wymaga określenia tablicy translacji adresów wirtualnych na adresy rzeczywiste pamięci operacyjnej. Adresowanie w programach użytkowników odbywa się z reguły za pomocą adresu wirtualnego. Wirtualne adresy rozkazu znajdującego się w rejestrze rozkazów są tłumaczone przez jednostkę centralną na adres rzeczywisty zgodnie z tablicą translacji adresów. W praktyce mogą zaistnieć dwa przypadki: gdy pojemność wszystkich pamięci wirtualnych systemu komputerowego jest równa pojemności pamięci rzeczywistej oraz gdy pojemność pamięci wirtualnych systemu komputerowego jest większa od pojemności pamięci rzeczywistej. Zatem w drugim przypadku istnieje potrzeba zaopatrzenia komputera w pamięć pomocniczą (pamięć dyskowa, bębnowa, taśmowa, masowa, itp.) do przechowywania aktualnie nie wykonywanych programów i nie wykorzystywanej części tablicy translacji adresów. Natomiast wykorzystywana część tej tablicy jest zapisana w szybkiej pamięci typu RAM. Okazuje się, że łatwo można rozszerzyć tablicę translacji adresów w taki sposób, aby dołączyć do niej obszar do przechowywania odpowiednich zbiorów uprawnień w celu ochrony informacji. Omawiany sposób ochrony pamięci wirtualnej jest przedstawiony na rys. 6. Na schemacie widać, że lewa strona tablicy translacji adresów (10 bitów) może być wykorzystana do określenia zakresu dostępu (uprawnień) dla poszczególnych użytkowników (ich programów).

3.2. System operacyjny z rozdziałem adresowania i ochrony

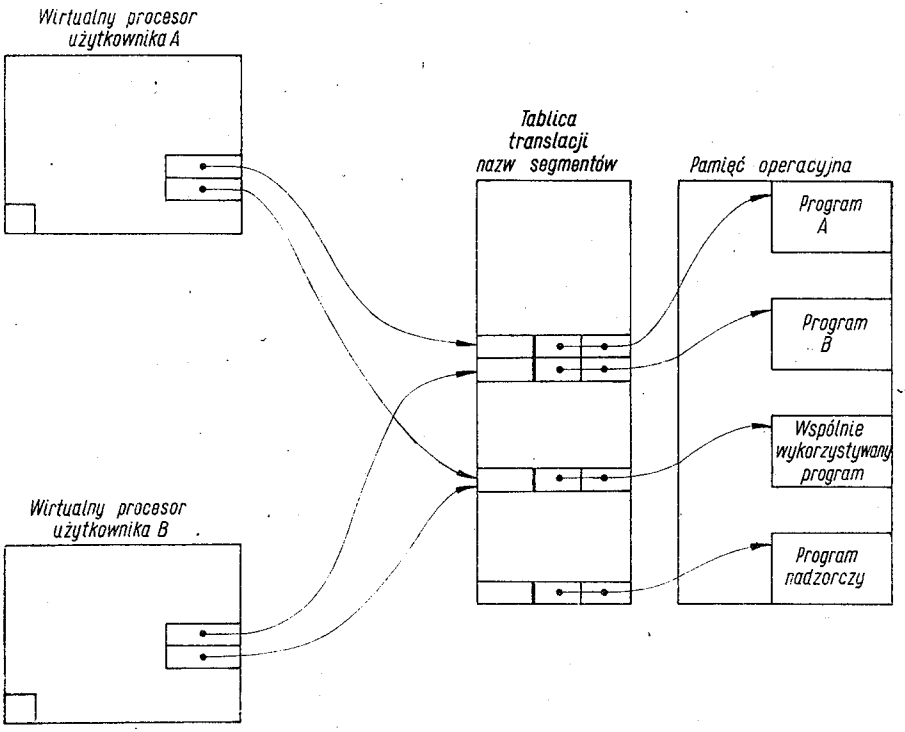
W dalszych rozważaniach przyjmujemy, że pamięć operacyjna jest podzielona na rozłączne obszary, które nazywać będziemy segmentami. Każdy z segmentów ma określony adres (rys. 7). Dostęp do każdego segmentu (programu) odbywa się w sposób pośredni z użyciem nazwy segmentu (adresu wirtualnego segmentu), przy czym wzajemnie jednoznaczne odwzorowanie nazwy na adres rzeczywisty segmentu dokonuje się za pomocą odpowiedniej tablicy umieszczonej na rys. 7 z lewej strony pamięci operacyjnej. Procesor zawiera dodatkowo jednobitowy rejestr stanu oraz dwa rejestry deskryptorowe.

Przypuśćmy, że przetwarzany jest program użytkownika A oraz że żąda on dostępu do programu WP. W tym celu program użytkownika A wywołuje program nadzorczy (część SO) poprzez umieszczenie w rejestrze stanu bitu zezwolenia. Umieszczenie bitu zezwolenia jest równoznaczne z faktem, że procesor jest pod kontrolą programu nadzorczego[7]. Program nadzorczy wpisuje do rejestrów deskryptorowych nazwę żądanego przez użytkownika A segmentu wraz z uprawnieniami dostępu tego użytkownika. Warto podkreślić, że ładowanie rejestrów deskryptorowych może dokonywać tylko program nadzorczy. Po załadowaniu rejestrów deskryptorowych program nadzorczy wpisuje do rejestru stanu bit zakazu, może więc być wykonywany program użytkownika A. Każde żądanie dostępu użytkownika A (programu A) jest sprawdzane, czy dotyczy segmentów,

[7] Program nadzorczy jest wykonywany tylko wtedy, gdy w rejestrze stanu znajduje się bit zezwolenia. Pozostałe programy są wykonywane, gdy rejestr stanu zawiera bit zakazu.



Rys. 7. Organizacja adresowania i ochrony z użyciem rejestrów deskryptowych (procesor wykonuje program użytkownika A)



Rys. 8. Schemat wirtualnych procesorów użytkowników A oraz B

których nazwy zapisane są w rejestrach deskryptorowych, oraz czy rodzaj żądanego dostępu jest zgodny z uprawnieniami umieszczonymi w tych rejestrach. Jeżeli oba warunki są spełnione, jednostka centralna określa na podstawie nazwy segmentu i tablicy jego adres rzeczywisty oraz zezwala na dostęp do określonego segmentu (programu). W przeciwnym przypadku następuje powiadomienie operatora lub systemu operacyjnego o próbie nielegalnego dostępu. Jeżeli programy A oraz B korzystają z programu WP, to wtedy schemat dostępu do pamięci operacyjnej jest taki, jak na rys. 8.

W powyższym rozwiązaniu ochrona informacji wynika z zastosowania dodatkowego sprzętu oraz odpowiedniej organizacji przetwarzania. Program użytkownika może uzyskać dostęp tylko do tych segmentów (programów), których nazwy łącznie z zakresami dostępu są umieszczone w rejestrach deskryptorowych. Ochrona informacji oparta jest na podstawowym założeniu, że użytkownik (jego program) nie może zmieniać zawartości rejestrów deskryptorowych (nie ma do nich bezpośredniego dostępu). Może jednak uzyskać dostęp w sposób pośredni, poprzez wpisanie do rejestru stanu bitu zezwolenia, co jest równoznaczne z wywołaniem programu nadzorczego. Program nadzorczy w imieniu użytkownika (jego programu) dokonuje zapisu w rejestrach deskryptorowych. Przedstawione rozwiązanie jest podobne do zastosowanego w systemie komputerowym Burroughs B5700/6700 [54, 81].

4. PRAKTYCZNE ROZWIĄZANIA OCHRONY OPERACYJNEJ INFORMACJI

Przy projektowaniu ochrony operacyjnej zasobów systemu komputerowego można wyróżnić dwie zasadnicze strategie. Pierwsza polega na określeniu dla danego użytkownika (programu) listy z nazwami dostępnych mu obiektów wraz z jego uprawnieniami w ich wykorzystywaniu. Taka lista będzie w dalszym ciągu nazywana katalogiem użytkownika (rys. 9). Druga strategia opiera się na ustaleniu dla określonego obiektu jego

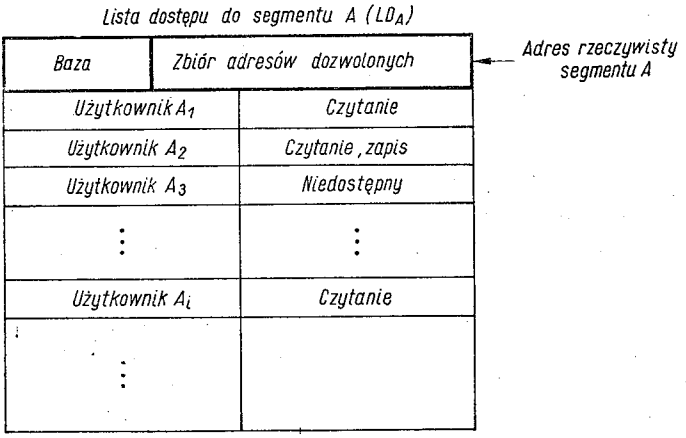
Katalog użytkownika

Nazwa segmentu (programu)	*Uprawnienia dostępu*
A_1	*Czytanie*
A_2	*Zapis, czytanie*
⋮	⋮
A_i	—
⋮	⋮

Rys. 9. Przykład katalogu użytkownika

listy nazw użytkowników, którzy mogą mieć dostęp do niego. W liście tej obok nazwy użytkownika zapisane są jego uprawnienia dostępu do obiektu. Taka lista nosi nazwę listy dostępu (rys. 10). Zatem można mówić o dwóch koncepcjach ochrony operacyjnej

informacji wprowadzonej z pomocą:
— katalogów użytkowników,
— list dostępu.
Przechodzimy teraz do omówienia tych koncepcji ochrony operacyjnej informacji.



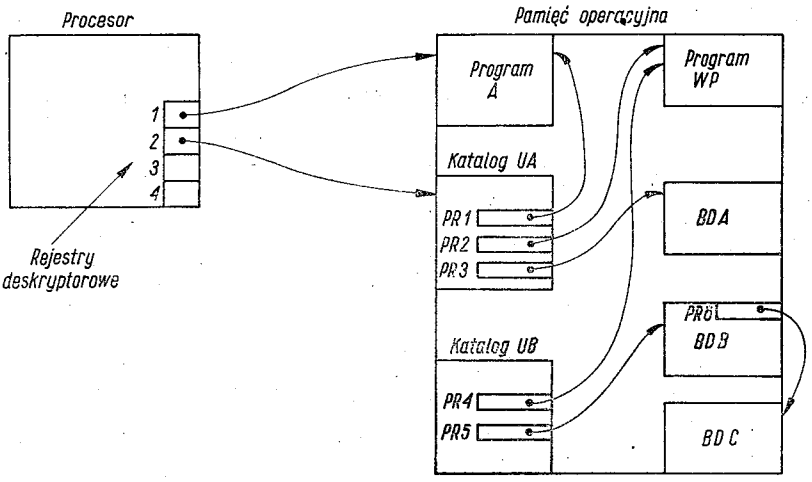
Rys. 10. Przykład listy dostępu

4.1. Ochrona operacyjna z wykorzystaniem katalogów użytkowników

Przypomnijmy, że wprowadzony w poprzednio rozważanym przykładzie rejestr stanu wyróżnia program, który może dokonywać zmiany zawartości rejestrów deskryptorowych. Tym programem w poprzednim rozwiązaniu był program nadzorczy. W omawianym rozwiązaniu ochrony operacyjnej przyjmujemy, że wpis do rejestrów deskryptorowych może być wykonywany przez każdy z programów (użytkowników), ale tylko z pewnych wyznaczonych w tym celu miejsc pamięci operacyjnej. Przypuśćmy, że do każdego elementu pamięci (słowa) dołączamy dodatkowo tzw. bit zgodności[8]. Jeżeli bit ten jest w stanie zakazu, to słowo zawarte w tym elemencie pamięci jest zwykłą daną lub rozkazem, w przeciwnym przypadku słowo to może być załadowane do rejestru deskryptorowego. Zatem w pamięci operacyjnej mamy do czynienia z dwoma rodzajami słów; są to treści deskryptorów (wpisywane do rejestru deskryptorowego) oraz zwykłe dane i rozkazy. Można też wyróżnić dwa rodzaje rozkazów dla deskryptorów oraz dla zwykłych danych [40, 81]. Powszechnie w literaturze słowo z bitem zgodności w stanie zezwolenia jest nazywane przywilejem[9], czyli do rejestrów deskryptorowych wpisywane są przywileje.

Prosty system ochrony operacyjnej zbudowany w oparciu o katalogi użytkowników jest pokazany na rys. 11. Dla przejrzystości rysunku pominięto tablicę translacji nazw segmentów na ich adresy rzeczywiste. Przypuśćmy, że procesor zawiera 4 rejestry deskryptorowe oraz niech w pierwszych dwóch znajdują się deskryptory programu oraz katalogu

[8]) Ang. *tag*.
[9]) Ang. *capability*.

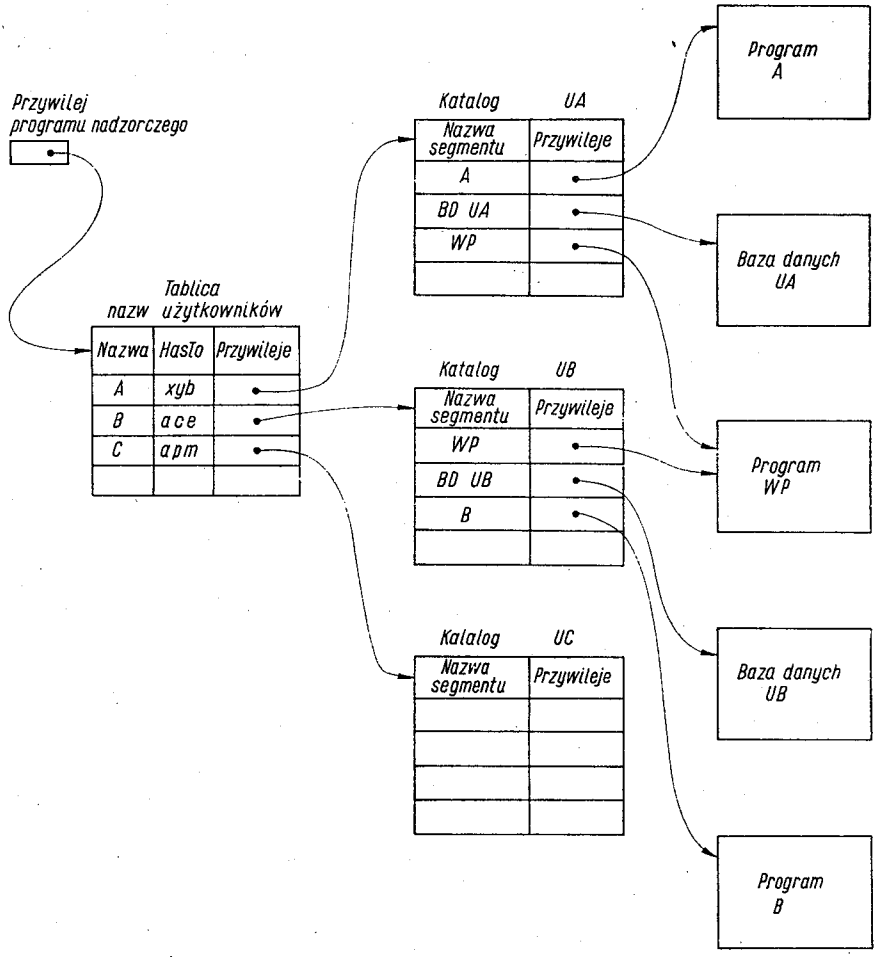


Rys. 11. Schemat wirtualnego procesora użytkownika A przy wykorzystaniu koncepcji katalogów

użytkownika A, czyli procesor wykonuje program A. Z rysunku wynika, że katalog użytkownika A zawiera trzy przywileje PR1, PR2 oraz PR3. Zakładamy, że użytkownik A żąda dostępu do programu WP. Wtedy program A wywołuje katalog UA, a ten z kolei załadowuje trzeci rejestr deskryptorowy przywilejem PR2. Zatem program A ma dostęp do programu WP zgodnie z deskryptorem PR2. Podobnie zarówno program A, jak również program WP, wywołując katalog UA, mogą załadować przywilej PR3 do czwartego rejestru deskryptorowego, dzięki czemu użytkownik A może korzystać ze swojej bazy danych (BD A). Warto zauważyć, że określenie adresu rzeczywistego segmentu na podstawie przywileju (deskryptora) następuje w taki sam sposób, jak to pokazano na rys. 7 z użyciem pominiętej na rys. 11 tablicy translacji nazw segmentów.

Jak już stwierdziliśmy dla każdego użytkownika określony jest odpowiedni katalog w wyróżnionymi w nim adresami dostępnych segmentów (programów) oraz z uprawnieniami dostępu do nich (czytanie, zapisywanie). Każdy użytkownik może tworzyć nowy segment pośrednio poprzez wywołanie programu nadzorczego. Program ten określa zgodnie z góry określoną strategią przywileje dostępu dla nowego segmentu.

W powyższych rozważaniach pominięto fazę początkową związaną ze zgłoszeniem się użytkownika w celu wykonania określonego zadania numerycznego. Aby wypełnić tę lukę przypuśćmy, że zgłasza się użytkownik A. System komputerowy odpowiadając na zgłoszenie tworzy nowy wirtualny procesor, który wykonuje program nadzorczy. Program ten ma bezpośredni dostęp do tablicy nazw użytkowników (zgodnie z odpowiednim przywilejem, patrz rys. 12). Jeżeli użytkownik przedstawia się jako użytkownik A oraz dostarcza hasło, wtedy program nadzorczy porównuje otrzymane hasło z hasłem zapisanym w tablicy nazw użytkowników. W przypadku zgodności haseł program nadzorczy ładuje do pierwszego rejestru deskryptorowego przywilej dostępu do katalogu użytkownika A. Na tym kończy się rola programu nadzorczego, procesor wykonuje program użytkownika A. Warto zauważyć, że w tym rozwiązaniu istnieją dwa powiązane z sobą mechanizmy ochrony. Pierwszy polega na identyfikacji użytkownika przez program



Rys. 12. Dostęp do obiektów systemu komputerowego z użyciem katalogów

nadzorczy oraz wpisaniu adresu katalogu wraz z uprawnieniami dostępu do jednego z rejestrów deskryptorowych. Natomiast drugi mechanizm ochrony związany jest z wykorzystaniem przywilejów istniejących w katalogu.

W praktyce powstają często problemy związane z wymianą programów między użytkownikami, a co za tym idzie z udzielaniem dostępu innym użytkownikom do własnych programów. Temu właśnie zagadnieniu poświęcimy w dalszym ciągu uwagę. Załóżmy, że użytkownik A tworzy nowy segment i chce upoważnić użytkownika B do korzystania z tego segmentu. Najbardziej oczywistym rozwiązaniem tego problemu byłoby przydzielenie użytkownikowi A przywileju zapisu w katalogu użytkownika B. Wtedy użytkownik A mógłby umieścić w katalogu użytkownika B odpowiednią kopię przywileju dostępu do swojego segmentu. To podejście ma jednak zasadniczą wadę, gdyż użytkownik A może również zmienić lub zniszczyć wszystkie przywileje zapisane w katalogu użytkownika B. Odwrotne rozwiązanie, polegające na udzieleniu użytkownikowi B przywileju czytania zawartości katalogu użytkownika A, daje użytkownikowi B możliwość dostępu do wszy-

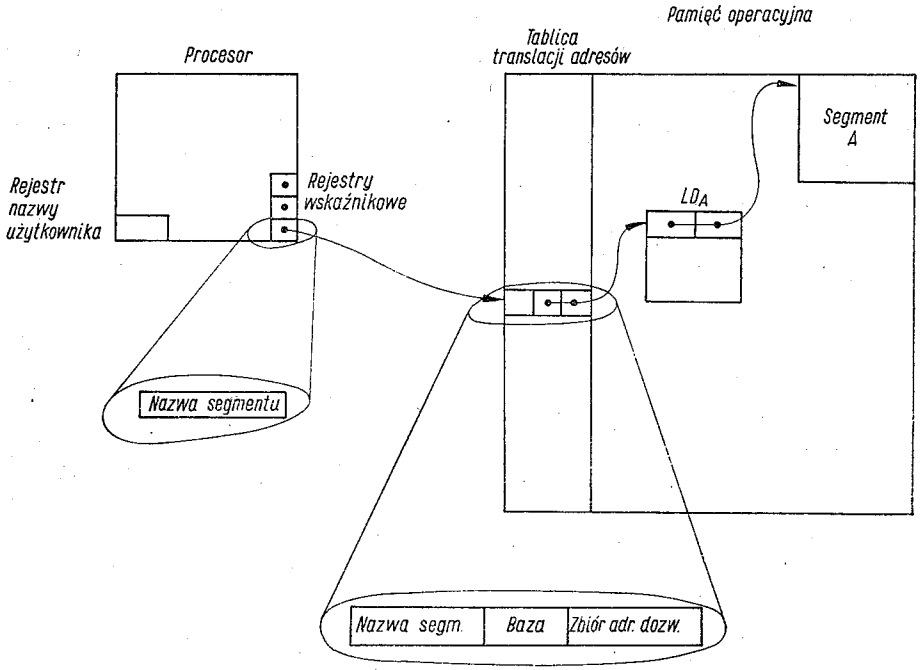
stkich segmentów użytkownika A. Konieczne jest więc znalezienie trzeciego, lepszego rozwiązania. Polegać ono będzie na użyciu przez obu użytkowników wspólnego segmentu przeznaczonego wyłącznie do wymiany przywilejów między tymi użytkownikami, do którego oboje mają jednakowy dostęp. Użytkownik A umieszcza odpowiedni przywilej we wspólnym segmencie. Następnie podaje on (z pominięciem komputera, np. telefonicznie) użytkownikowi B nazwę segmentu. Zatem użytkownik B znając nazwę segmentu oraz mając bezpośredni dostęp do wspólnego segmentu może uzyskać dostęp do segmentu użytkownika A. [54, 81].

W powyższych rozważaniach pominięto istotną sprawę związaną z cofaniem przez właściciela segmentu przywilejów, które zostały pożyczone przez niego innym użytkownikom. Dodatkowe utrudnienie wprowadza fakt, że użytkownicy korzystający z pożyczonych segmentów mogą także pożyczać przywileje innym użytkownikom bez wiedzy właściciela segmentów. Aby uniemożliwić taką nielegalną propagację, dołącza się bit kopii do przywileju użytkownika pożyczającego segment dodatkowy. Jeżeli bit kopii jest w stanie zakazu, wtedy dalsza propagacja dostępu do segmentu jest zabroniona. Inne koncepcje rozwiązania tego problemu są przedstawione w pracach [22, 31, 66, 74]. Przedstawione rozwiązanie ochrony operacyjnej z zastosowaniem katalogów użytkowników znalazło zastosowanie w systemach komputerowych PDP-1 [1], Burroughs B5000 [22] oraz Compatible Time-Sharing System [65].

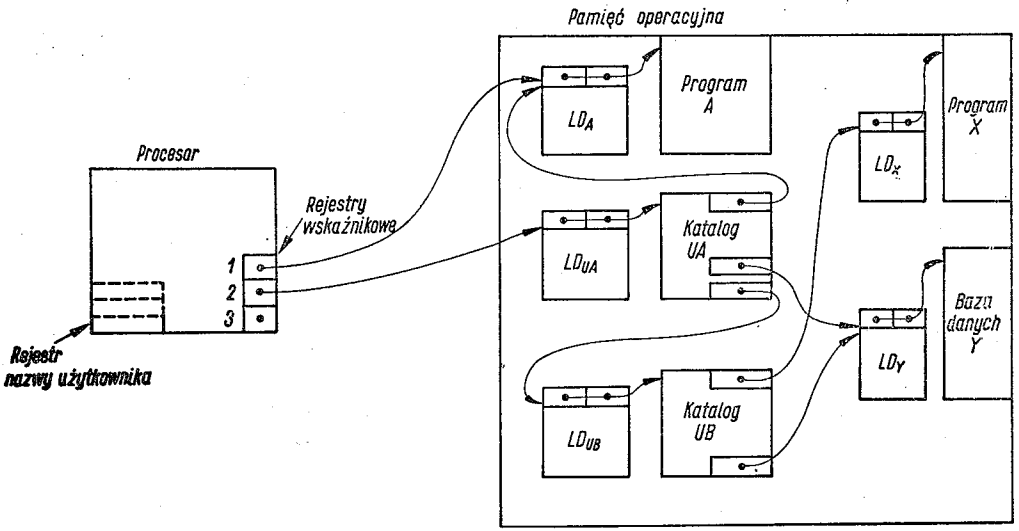
4.2. Ochrona operacyjna z wykorzystaniem list dostępu

Najczęściej spotykaną strategią przy projektowaniu ochrony operacyjnej informacji w systemach komputerowych jest opóźnianie momentu kontroli dostępu tak długo, jak to jest możliwe. Poniżej przedstawione rozwiązanie jest oparte na tej strategii, przy czym w tym rozwiązaniu każde odwołanie do pamięci operacyjnej jest sprawdzane za pomocą odpowiedniej listy dostępu. Schemat przykładowego rozwiązania został podany na rys. 13. W pamięci operacyjnej znajdują się dwojakiego rodzaju segmenty, mianowicie segmenty zwykłe zawierające programy, dane, itp., oraz segmenty zawierające listy dostępu (LD). Każdy zwykły segment X posiada określoną dla siebie listę dostępu LD_X. Lista ta w nagłówku ma zapisany adres rzeczywisty segmentu X, tzn. bazę oraz zbiór adresów dozwolonych, niżej zaś podany jest spis użytkowników wraz z ich uprawnieniami dostępu do tego segmentu. Każdy dostęp do segmentu jest realizowany w sposób pośredni za pomocą jego listy dostępu. Z tego wynika, że elementami chronionymi przez SO są wszystkie listy dostępu, czyli bezpośredni dostęp do nich ma tylko program nadzorczy. Z kolei procesor wyposażony jest w rejestr nazwy użytkownika oraz w rejestry wskaźnikowe (ang. *pointer register*), które zastępują poprzednio rozważane rejestry deskryptorowe. Zarówno rejestr nazwy użytkownika, jak też rejestry wskaźnikowe są dostępne dla wszystkich użytkowników (nie są chronione). Do rejestrów wskaźnikowych wpisywane są nazwy segmentów, a dokładniej adresy wirtualne ich list dostępu (patrz rys. 13). Każde odwołanie procesora do pamięci operacyjnej przebiega następująco.

— Przypuśćmy, że w programie użytkownika znajduje się rozkaz czytania danych z segmentu A, o adresie wirtualnym (nazwie) umieszczonym w trzecim rejestrze wskaźnikowym (rys. 13).



Rys. 13. Schemat dostępu witualnego procesora do segmentu A



Rys. 14. Ochrona operacyjna pamięci operacyjnej z wykorzystaniem katalogów i list dostępu

— Procesor w oparciu o nazwę segmentu umieszczoną w trzecim rejestrze wskaźnikowym oraz zgodnie z tablicą translacji adresów określa adres rzeczywisty listy LD_A.

— Dalsze czynności wykonuje program nadzorczy, który sprawdza, czy nazwa użytkownika zapisana w odpowiednim rejestrze procesora znajduje się na liście LD_A.

— Jeżeli nazwa użytkownika znajduje się na liście, to wtedy program nadzorczy sprawdza, czy użytkownik jest upoważniony do czytania segmentu A.

— W przypadku, gdy czytanie jest dozwolone, program nadzorczy zezwala na dostęp do segmentu A.

Okazuje się, że można koncepcję list dostępu połączyć z omawianą poprzednio koncepcją katalogów użytkowników. Zasadniczą cechą tego mariażu jest to, że dostęp do segmentu (programu) jest realizowany pośrednio poprzez dostęp do odpowiedniej listy dostępu (rys. 14), przy jednoczesnym zachowaniu wyróżnionych miejsc pamięci operacyjnej z umieszczonymi w nich przywilejami (patrz punkt 4.1). Połączenie tych dwóch koncepcji różni się od koncepcji katalogów w kilku punktach, a mianowicie:

— użytkownik segmentu (programu) nie może skopiować adresu rzeczywistego segmentu, ponieważ nie ma do niego bezpośredniego dostępu, a co za tym idzie, w tym rozwiązaniu nie ma możliwości niekontrolowanej propagacji dostępu. Natomiast nazwa segmentu X (zapisana w rejestrze wskaźnikowym) określająca adres wirtualny listy LD_X może być kopiowana i udostępniana każdemu użytkownikowi, ponieważ każde żądanie dostępu odbywa się pośrednio za pomocą odpowiedniej listy dostępu,

— zastosowanie list dostępu pozwala na skuteczne rozwiązanie problemu wymiany uprawnień pomiędzy użytkownikami w stosunku do swoich własnych segmentów (programów),

— cofanie pożyczonych uprawnień w dostępie do segmentu X jest łatwe do zrealizowania poprzez usunięcie nazwy użytkownika z listy LD_X,

— kontrola aktualnego stanu przydzielonych użytkownikom uprawnień dostępu do segmentu X jest prosta, gdyż polega na odczytaniu zawartości listy LD_X,

— wszelkie zbędne powiązania istniejące pomiędzy organizacją danych a dostępem do nich są usunięte. I tak chociaż katalog jest związany z ściśle określonym użytkownikiem, to jednak segmenty pojawiające się w katalogu mogą mieć różne listy dostępu. Zatem segmenty można grupować niezależnie dla celów zarówno efektywnego ich wyszukiwania, jak też ochrony (np. na rys. 14 można wprowadzić katalog biblioteczny).

W praktyce zdarza się, że dostęp do niektórych segmentów jest określony dla dużej liczby użytkowników, przy czym uprawnienia dostępu są takie same dla wszystkich użytkowników oraz często ulegają zmianie. Znaczne uproszczenie ochrony operacyjnej w takiej sytuacji uzyskuje się dzięki wprowadzeniu tzw. grup ochronnych[10] [54, 81]. Wszyscy użytkownicy podzieleni są na grupy, których nazwy umieszczone są na listach dostępu segmentów. Każdy członek grupy, której nazwa umieszczona jest w LD segmentu, może uzyskać dostęp do segmentu zgodnie z zapisanymi w jego LD uprawnieniami. Realizacja praktyczna tego pomysłu może przybierać różne postacie [3, 5, 81]. Najprostszym sposobem jego urzeczywistnienia jest zastąpienie znajdującego się w procesorze pojedynczego

[10]) Ang. *protection group*.

rejestru nazwy użytkownika kilkoma rejestrami użytkownika. W rejestrach tych oprócz nazwy użytkownika można umieszczać nazwy poszczególnych grup, do których użytkownik należy (na rys. 14 rejestry użytkownika zaznaczone są linią przerywaną). Przy tym w pamięci operacyjnej dla każdej grupy znajdować się musi lista ze spisem jej członków. Zatem ta lista jest przykładem LD, która kontroluje dostęp do nazwy grupy (nazwa grupy nie jest segmentem). Załóżmy, że użytkownik zgłasza się do systemu komputerowego oraz podaje swoją nazwę i hasło, które jest znane tylko przez niego i komputer [45, 63]. System komputerowy porównuje otrzymane hasło z hasłem przechowywanym w pamięci komputera. Jeżeli hasła są takie same, program nadzorczy wpisuje nazwę użytkownika do pierwszego rejestru użytkownika, natomiast do następnych rejestrów wpisuje on nazwy grup ochronnych, do których należy zgłaszający się użytkownik. Nazwy tych grup są określone w oparciu o odpowiednie LD.

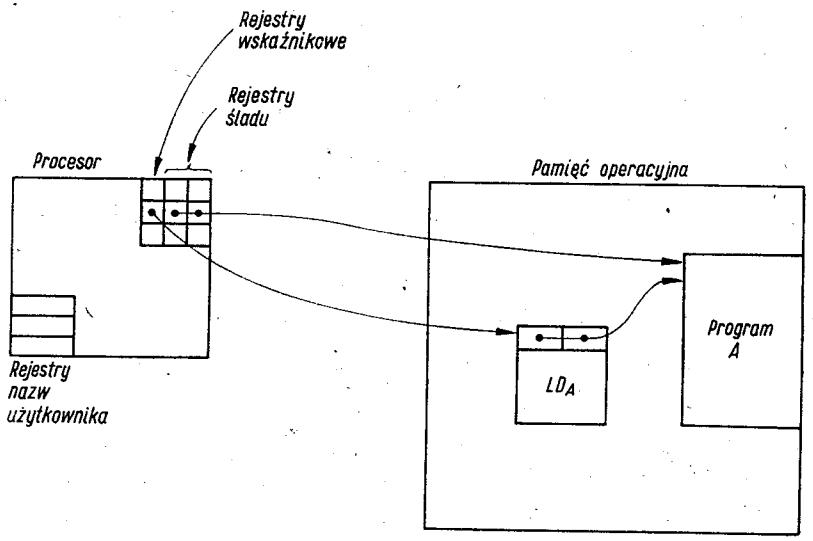
Schemat z rys. 14 przedstawia jedno z możliwych rozwiązań ochrony operacyjnej, przy czym funkcje, które ono spełnia w zakresie ochrony informacji, są takie same jak w większości istniejących systemów komputerowych [54, 81]. Niemniej jednak dla tego rozwiązania istnieje kilka ograniczeń, z których najważniejsze podano niżej.

1. Każdy dostęp do pamięci operacyjnej wymaga wykonania kilku kroków. I tak na podstawie zawartości rejestru wskaźnikowego określany jest adres rzeczywisty listy dostępu odpowiedniego segmentu. Następnie na liście dostępu, zgodnie z wpisaną w stosownym rejestrze procesora nazwę użytkownika, wyszukuje się jego uprawnienia dostępu. Jeżeli dany użytkownik jest upoważniony do korzystania z segmentu, wtedy na podstawie adresu zapisanego w nagłówku LD określa się położenie segmentu w pamięci operacyjnej. Jak widać, realizacja dostępu wymaga kilkukrotnego odwołania się do pamięci operacyjnej, a więc wprowadza znaczne opóźnienie przetwarzania.

2. Badanie listy dostępu w przypadku, gdy stosuje się rejestry nazw użytkowników, wymaga określenia złożonej procedury dla programu nadzorczego, co również może powodować dodatkowe opóźnienie w wykonywaniu zadań numerycznych.

3. Rozmieszczenie list dostępu w pamięci operacyjnej stanowi poważny problem organizacji pamięci, ponieważ każda z list może mieć wpisaną różną liczbę nazw użytkowników oraz liczby te mogą się zmieniać.

Pierwsze ograniczenie może być wyeliminiowane dzięki wprowadzeniu rejestru śladu (ang. *shadow register*) do procesora dla każdego rejestru wskaźnikowego (rys. 15) [79, 81]. Jeżeli rejestr wskaźnikowy zawiera nazwę LD segmentu X oraz lista ta jest po raz pierwszy przeglądana przez program nadzorczy w celu określenia uprawnień dostępu użytkownika, to po udzieleniu zezwolenia dostępu użytkownikowi do tego segmantu następuje ładowanie rejestrów śladu adresem rzeczywistym segmentu wraz z uprawnieniami dostępu. Każde następne żądanie dostępu do segmentu X przez użytkownika jest realizowane za pomocą rejestru śladu z pominięciem odpowiedniej listy dostępu (patrz rys. 15). W celu usunięcia ograniczeń podanych w punktach 2 i 3 wymagane jest stosowanie małej liczby rejestrów użytkowników (np. trzech) oraz list dostępu o ograniczonej od góry liczbie użytkowników korzystających z danego segmentu, lub też tworzenie oddzielnych programów dla tworzenia LD o dowolnych wielkościach (patrz systemy Multics [79] oraz Burroughs B 6700 [22]).



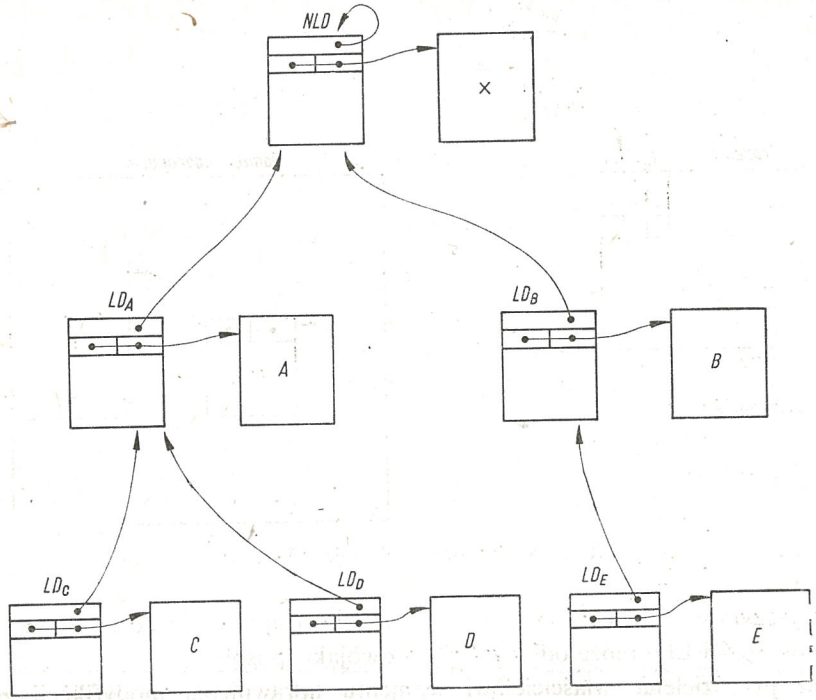
Rys. 15. Sposób użycia rejestrów śladu

W powyższym modelu ochrony operacyjnej zmiana uprawnień dostępu użytkowników (zmiana zawartości LD) może odbywać się w dwojaki sposób:

— poprzez przydzielenie właścicielowi segmentu uprawnienia modyfikacji zawartości LD tego segmentu,

— poprzez wprowadzenie hierarchicznej kontroli dostępu.

Pierwszy sposób jest stosunkowo najprostszym rozwiązaniem. Przypuśćmy, że tworzony jest nowy segment X dla użytkownika A. Stąd wynika, że musi być tworzona jego lista dostępu LD_X, przy czym wszystkie możliwe uprawnienia są przydzielane użytkownikowi A, dla którego tworzony jest segment. Użytkownika A będziemy w dalszym ciągu nazywać właścicielem segmentu X. Zatem właściciel segmentu X wykorzystując uprawnienie modyfikacji listy dostępu segmentu X może wpisać do niej odpowiednie uprawnienia dla innych użytkowników. Jednak sposób ten ma taką wadę, że nikt oprócz właścicieli nie ma prawa modyfikacji zawartości listy dostępu, co w niektórych przypadkach prowadzi do dezorganizacji przetwarzania (patrz [81]). W celu usunięcia tej wady proponuje się wprowadzenie hierarchicznej kontroli dostępu [54]. Kontrola ta polega na tym, że spośród wszystkich list dostępu wyróżnia się tzw. nadrzędną listę dostępu (NLD), której właściciel (z reguły jest to administrator systemu komputerowego) może dokonywać jej modyfikacji oraz może on modyfikować zawartości list dostępu z niższego poziomu (patrz rys. 16). Z kolei każda LD z niższego poziomu ma określoną LD z wyższego poziomu, która może modyfikować jej zawartość. Czyli każda LD, oprócz NLD, posiada dodatkowe pole dla nazwy listy dostępu z wyższego poziomu, która może modyfikować jej zawartość. Na rysunku to pole jest umieszczone nad nagłówkiem listy dostępu (nagłówek, jak wiadomo, określa adres rzeczywisty segmentu). I tak na rys. 16 dostęp do segmentów C, D, E z najniższego poziomu jest kontrolowany przez odpowiednie listy LD_C, LD_D, LD_E. Prawo modyfikacji zawartości list LD_C oraz LD_D posiada lista LD_A, natomiast zawartość listy LD_E jest ustalana przez LD_B. Warto zauważyć, że program C posiada dwa przywileje



Rys. 16. Przykład hierarchicznego uporządkowania list dostępu dla modyfikacji ich zawartości

dostępu do list dostępu segmentów D oraz E. Z kolei zawartość list LD_A oraz LD_B może być modyfikowana przez nadrzędną listę dostępu.

Podsumowując można stwierdzić, że hierarchiczna kontrola dostępu przebiega następująco. NLD jest tworzona przez administratora systemu komputerowego. Również administrator tworzy listy dostępu dla programów poszczególnych użytkowników, którzy odpowiedzialni są za przetwarzanie w obrębie swoich grup (LD_A oraz LD_B). Na najniższym poziomie hierarchii tworzone są LD do segmentów, które określane są dla poszczególnych użytkowników wchodzących w skład danej grupy (LD_C, LD_D oraz LD_E). Zatem zarówno administrator, jak też użytkownicy odpowiedzialni za swoją grupę mogą dokonywać zmian zawartości LD z najniższego poziomu. Takie hierarchiczne uporządkowanie list dostępu ma tę wadę, że działalność użytkownika z wyższego poziomu jest poza kontrolą użytkowników z niższego poziomu, a w szczególności administrator systemu komputerowego ma całkowitą swobodę przy określaniu zawartości wszystkich list dostępu, co może prowadzić do przestępstw komputerowych [68, 71]. Aby temu zapobiec wprowadza się dodatkowo:

— rejestrację przeprowadzonych modyfikacji zawartości list dostępu (kto, kiedy i jak zmienił zawartość LD),
— opóźnienie modyfikacji o ustalony okres czasu (np. o dzień) lub wstrzymanie realizacji modyfikacji do czasu, aż inny użytkownik wystąpi z takim samym żądaniem modyfikacji.

Dotychczasowe rozważania ograniczały się do ochrony segmentów (programów), którymi są wydzielone obszary pamięci operacyjnej. Okazuje się, że przedstawione koncepcje katalogów i list dostępu mogą być użyte do ochrony obiektów innego rodzaju niż segmenty. Aby zaprojektować ochronę takich obiektów, należy przede wszystkim ustalić rodzaj dopuszczalnych operacji wykonywanych na tych obiektach oraz określić zbiór uprawnień dostępu do nich (patrz tablica 1). Następnie konieczne jest wprowadzenie pojęcia klasy obiektu, przy czym przez klasę obiektu rozumiemy zbiór obiektów o tych samych zbiorach uprawnień dostępu. Zatem przed nazwą każdego obiektu zapisana jest nazwa klasy obiektu, do którego on należy. Określenie nazwy klasy obiektu jest niezbędne w celu poprawnej interpretacji żądania dostępu użytkownika przez program nadzorczy [54, 79, 81].

Tablica 1

Spis spotykanych obiektów systemu komputerowego

Rodzaj obiektu	Spis dopuszczalnych uprawnień dostępu
Pakiet danych	odczyt, wpis, użycie przywilejów zawartych w pakiecie
Lista dostępu do segmentu X	odczyt, modyfikacja nazw użytkowników i/lub ich uprawnień dostępu, kasowanie segmentu X
Urządzenie wejścia/wyjścia	wczytywanie danych, odczytywanie danych, wydawanie rozkazów kontrolno-sterujących
Pamięć zewnętrzna	wpis danych, odczyt danych, przepisywanie danych do nowego obszaru pamięci

5. WNIOSKI KOŃCOWE

W przedstawionej pracy podano jedynie zarys problemów występujących przy wprowadzaniu ochrony operacyjnej w systemach komputerowych pracujących z podziałem czasu. Jednym z ważnych problemów jest sprawa oceny, czy zaprojektowany system operacyjny i związany z nim system ochrony operacyjnej pracuje zgodnie z założeniami oraz czy nie ma tzw. luk w systemie ochrony operacyjnej. Problem ten doczekał się wielu rozwiązań, przy czym na uwagę zasługują opracowania Harrisona i in. [50], D. oraz P. Denninga [27] oraz Hsiao i in. [54]. Wnioski, które można wyciągnąć z lektury tych prac, są dosyć pesymistyczne, gdyż tylko przy bardzo mocnych założeniach dotyczących systemu ochrony jest możliwe zaprojektowanie takiego systemu operacyjnego, który by wprowadzał ochronę bez luk [58, 90]. Daje się zauważyć oczywista zależność, że im system komputerowy daje więcej możliwości (przywilejów) w wykorzystaniu zasobów systemu komputerowego, tym bardziej skomplikowany i czasochłonny jest algorytm określający, czy dany system ochrony operacyjnej jest wolny od nieautoryzowanego „przeciekania" przywilejów pomiędzy użytkownikami.

Nie można pominąć ważnego zagadnienia określenia kosztu wprowadzanej ochrony operacyjnej [24, 4, 99]. Pod pojęciem kosztów rozumie się zarówno opóźnienie wprowa-

dzane przez dodatkowy sprzęt i oprogramowanie zaprojektowane dla celów ochrony, jak też koszt tego sprzętu i oprogramowania. Powołując się na zalecenia podane w pracach [4, 45, 102] można stwierdzić, że dołączenie dodatkowego sprzętu dla celów ochrony nie powinno powodować wzrostu ceny systemu komputerowego więcej niż o 10%. A szybkość przetwarzania po wprowadzeniu ochrony operacyjnej nie powinna zmniejszyć się więcej niż o 15% w stosunku do szybkości dla systemu komputerowego bez ochrony [4, 81].

Dotychczas wspomniano o identyfikacji użytkownika jako o jednym z elementów ochrony systemu komputerowego. Należy z całym naciskiem podkreślić, że poprawność takiej identyfikacji jest podstawą tworzenia systemu ochrony [45, 81]. W szczególności problem ten staje się kluczowym problemem przy projektowaniu systemu elektronicznego przesyłania rachunków bankowych [56, 78] za pomocą sieci komputerowej. Spotykane rozwiązania bazują na identyfikacji użytkownika na podstawie znajomości przez system komputerowy zarówno jego charakterystycznych i niepowtarzalnych cech (np. odciski palców, profil twarzy, barwa głosu, itd.), jak też posiadanego przez użytkownika elementu (np. hasło, klucz kryptograficzny, itp.) [108, 109, 110].

Warto zauważyć, że ochronę operacyjną w systemie komputerowym należy rozważać łącznie z ochroną fizyczną i kryptograficzną, przy czym te elementarne składniki ochrony powinny być wzajemnie dopasowane i sprzężone z sobą w taki sposób, aby system ochrony komputera nie miał „słabych punktów" [20, 53, 59]. Istnieje wiele opracowań na ten temat, jednak nie udało się uzyskać obiecujących wyników, a to ze względu na trudności w znalezieniu stosownego modelu matematycznego dla systemu ochrony komputera [19, 94, 97].

LITERATURA

1. W. Ackerman, W. Plummer, *An Implementation of a Multiprocessing Computer System*, Proc. ACM Symp. Operating System Principles, paper D-3, 1967.
2. Ch. W. Beardsley, *Is your computer insecure?*, IEEE Spectrum, January 1972, pp. 67—75.
3. A. Bensoussan, C. Clingen, R. Daley, *The Multics virtual memory: Concepts and design*, Commun. ACM, vol. 15, May 1972, pp. 308—318.
4. J. L. Berg, *Exploring privacy and data security costs — A summary of a workshop*, U.S.Department of Commerce, NBS Technical Note 876, August 1975.
5. H. Bingham, *Access controls in Burroughs large systems*, *Privacy and Security in Computer Systems*, NBS Special Pub. 404, Sept. 1974.
6. R. H. Bonczek, J. I. Cash, A. B. Whinston, *A transformational grammarbased query processor for access control in a planning system*, ACM Trans. on Database Systems, vol. 2, No. 4, December 1977, pp. 326—338.
7. H. S. Bright, R. L. Enison, *Cryptography using modular software elements*, Proceedings NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 113—123.
8. P. S. Browne, *Computer security — A survey*, Proceedings NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 53—62.
9. H. R. Burris, *Computer network cryptography engineering*, Proceedings NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 91—96.
10. M. Campbell-Kelly, *Lock up your software*, Department of Mathematics and Computer Studies Report, Sunderland Polytechnic, 1977.
11. R. G. Canning, *Data security in the CDB*, EDP Analyzer, vol. 8, No. 5, May 1970.
12. R. G. Canning, *Security of the computer center*, EDP Analyzer, vol. 9, No. 12, December 1971.

13. R. G. Canning, *Computer security: backup and recovery methods*, EDP Analyzer, vol. 10, No. 1, January 1972.
14. R. G. Canning, *Protecting valuable data — part 1*, EDP Analyzer, vol. 11, No. 12, December 1973.
15. J. M. Carroll, C. Lam, *Two-key irreversible privacy transformation*, Journal of ASIS, September 1977, pp. 301—303.
16. J. Cash, A. Whinston, W. D. Haseman, *Security for the GPLAN system*, Information Systems, vol. 2, 1976, pp. 41—48.
17. H. A. Chadwick, *Burning down the data center*, Datamation, October 1975, pp. 60—64.
18. BB. Chicklis, R. W. Hansen, *User considerations important in the design of network operating systems*, CDC Report, 1975.
19. D. Clements, *Fuzzy computer security metrics*, Electronics Research Laboratory, College of Engineering, University of California, Berkeley, A Preliminary Report, 1976.
20. D. Clements, L. J. Hoffman, *Computer assisted security system design*, Electronics Research Laboratory, University of California, Report ERL-M468, November 1974.
21. C. D. Coleman, E. B. Fernandez, R. C. Summers, *Systems architecture for compile-time authorization/integrity*, IBM Technical Disclosure Bulletin, vol. 19, No. 12, May 1977, pp. 4774—4777.
22. Computer System Organization: The B5700/B6700 Series, New York, Academic Press, 1973.
23. R. W. Conway, W. L. Maxwell, H. L. Morgan, *On the implementation of security measures in information systems*, Comm. ACM, vol. 15, No. 4, April 1972, pp. 211—220.
24. D. Cook, *The cost of using the CAP computer's protection facilities*, ACM Operating Systems Review, vol. 12, No. 2, April 1978.
25. M. S. Davies, *Standards, management and security of astronomical data sets*, Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland, 1977.
26. P. B. Demitriades, *Administrative secrecy and privacy legislation*, Journal of Systems Management, vol. 27, No. 10, October 1976, pp. 24—29.
27. D. E. Denning, P. J. Denning, *Certification of Programs for Secure Information Flow*, Comm. ACM, vol. 20, No. 7, July 1977, pp. 504—513.
28. W. Diffie, M. E. Hellman, *Multiuser cryptographic techniques*, Proc. NCC, AFIPS Press, vol. 45, June 1976, pp. 109—112.
29. W. Diffie, M. E. Hellman, *New directions in cryptography*, IEEE Transactions on Information Theory, vol. IT-22, No. 6, November 1976, pp. 644—654.
30. D. Eadie, *Nowoczesne maszyny i systemy cyfrowe*, WNT, Warszawa 1975.
31. D. England, *Capability concepts mechanism and structure in system 250*, IRIA Int. Workshop Protection in Operating Systems, August 1974, pp. 63—82.
32. N. Enticknap, *Should you bet your company?*, Data Processing, July-August 1976, pp. 41—42.
33. D. J. Farber, K. C. Larson, *Network security via dynamic process renaming*, Dept. Infor. and Computer Sci., University of California, Irvine, 1975.
34. M. A. Farr, B. Chadwick, K. K. Wong, *Security for Computer Systems*, The National Computing Centre, London, 1972.
35. H. Feistel, *Cryptographic coding for data bank privacy*, IBM Research Report RC-2827, March 1970.
36. H. Feistel, *Cryptography and computer privacy*, Scientific American, vol. 228, No. 5, May 1973.
37. E. B. Fernandez, R. C. Summers, T. Lang, Ch. D. Coleman, *Architectural support for system protection and database security*, IBM Corporation, Los Angeles Scientific Center, 1977.
38. E. B. Fernandez, C. Wood, *The relationship between operating system and database system security: a survey*, Proc. of IEEE Conference, COMPSAC 1977, pp. 453—462.
39. J. Ferrie, C. Kaiser, D. Lanciaux, B. Martin, *An extensible structure for protected systems design*, The Computer Journal, vol. 19, No. 4, 1976, pp. 315—321.
40. E. A. Feustel, *On the advantages of tagged architecture*, IEEE Trans. Comput., vol. C-22, July 1973, pp. 644—656.

41. D. Firnberg, *Your computer in jeopardy*, Computer Decisions, July 1976, pp. 28—30.
42. N. A. Franking, A. D. Inselberg, E. P. Nellen, A. K. Olson, *Providing data integrity and security through software interfaces*, Proceedings of Trends and Applications Computer Security and Integrity, IEEE Computer Society, May 1977.
43. J. Gait, *Easy entry: the password encryption problem*, Operating System Review, ACM, vol. 12, No. 3, July 1978, pp. 54—60.
44. V. D. Gligor, *Analysis of mechanisms for the distribution, revocation and review of access privileges to shared objects*, Computer Science Technical Report, TR-604, University of Maryland, May 1978.
45. R. C. Goldstein, *The costs of privacy*, Datamation, vol. 21, No. 10, October 1975, pp. 65—71.
46. G. S. Graham, P. J. Denning, *Protection — principles and practice*, Spring Joint Computer Conference, May 1972, pp. 417—429.
47. L. Guillou, B. Lorig, *The impact of cryptography in the design of data services*, Centre Commun d'Etudes de Television et de Telecommunication, Rennes, France, 1978.
48. M. A. Hanson, *Filters in SL5*, The Computer Journal, vol. 21, No. 2, 1978, pp. 134—143.
49. R. Hargraves, A. Stephenson, *Design considerations for an educational time-sharing system*, SJCC, AFIPS Conf. Proc., vol. 34, 1969, pp. 657—664.
50. M. A. Harrison, W. L. Ruzzo, J. D. Ullman, *Protection in operating systems*, Comm. ACM, vol. 19, No. 8, August 1976, pp. 461—471.
51. M. E. Hellman, *An extension of the Shannon theory approach to cryptography*, IEEE Tran. on Inform. Theory, vol. IT-23, No. 3, May 1977, pp. 289—294.
52. J. M. Hennings, H. R. Hartson, D. K. Hsiao, *A study of access control costs in database systems*, Burroughs Corp. Report, 1976.
53. L. J. Hoffman, *Computers and privacy: a survey*, Computing Surveys, vol. 1, No. 2, June 1969, pp. 85—103.
54. D. K. Hsiao, D. S. Kerr, S. E. Madnick, *Computer security — problems and solutions*, Ohio State University and Massachusetts Institute of Technology, 1978.
55. A. D. Inselberg, N. A. Franking, *Designing data integrity and security into a transaction processing environment*, INTEL Corp. Report, 1977.
56. D. Kaufman, K. Auerbach, *A secure national system for electronic funds transfer*, Proc. NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 129—138.
57. B. W. Lampson, *Dynamic protection structures*, Proc. Fall Joint Computer Conf., AFIPS Press, 1969, pp. 27—38.
58. R. J. Lipton, L. Snyder, *A linear time algorithm for deciding subject security*, Journal of the ACM, vol. 24, No. 3, July 1977, pp. 455—464.
59. J. Lobel, *Planning a secure system*, Journal of Systems Management, July 1976, pp. 14—19.
60. G. H. MacEwen, D. F. Athersych, *Quikdos: an experimental kernel-based operating system*, Information, vol. 14, No. 2, June 1976.
61. S. M. Matyas, *Secure methods to set and test system administrator password*, IBM Tech. Discl. Bull., vol. 19, No. 10, March 1977, pp. 3800—3803.
62. J. K. Millen, *Formal specifications for security, Trends and Applications*, Computer Security and Integrity, IEEE Computer Society Conference, 1977.
63. N. Minsky, *Cooperative authorization in computer systems*, Rutgers Technical Report, Dept. of Computer Sci., Rutgers University, April 1978.
64. N. Minsky, *An operation-control scheme for authorization in computer systems*, Internat. Journal of Computer and Information Sci., vol. 7, No. 2, June 1978, pp. 157—191.
65. M. I. T. Computation Center, *CTSS Programmer's Guide*, 2nd ed, Cambridge, Mass., MIT Press, 1965.
66. R. M. Needham, R. D. H. Walker, *The Cambridge CAP computer and its protection system*, Proc. of 6th ACM Symposium on Operating Systems Principles, November 1977.
67. P. G. Neuman, R. J. Feiertag, K. N. Levitt, L. Robinson, *Software development and proofs of multilevel security*, 2dn Internat. Conf. on Software Engineering, San Francisco, October 1976.

68. N.R. Nielsen, B. Ruder, D.H. Brandin, *Effective safequards for computer system integrity*, Proc. NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 75—84.
69. N.R. Nielsen, B.Ruder, *Computer system integrity safequards*, Information Processing, IFIP, North-Holland Publ. Company, 1977, pp. 337—41.
70. J.A. Painter, *Experience using secure subsystems to snhance computer security*, Command and Control Technical Centre, Defence Comm. Agency, Technical Report, 1977.
71. D.B. Parker, *Computer abuse assessment*, SRI Project 5068, Dec. 1975.
72. D.B. Parker, *Computer abuse perpetrators and vulnerabilities of computer systems*, Proc. NCC, AFIPS Press, 1976, pp. 65—73.
73. J. Pieprzyk, *Zastosowanie metod kryptograficznych do zabezpieczenia danych w systemach komputerowych*, Rozprawa doktorska, Instytut Podstaw Informatyki PAN, Warszawa, 1979.
74. D. Redell, *Naming and protection in extendible operating systems*, Ph.D. dissertation, University of California, Berkeley, 1974.
75. D. Rine, *Possibility theory: as a means for modeling computer security and protection*, Proc. the 8th. Inter. Symp. on Multiple-Valued Logic. 1978, pp. 276—286.
76. D. Ritchie, K. Thompson, *The UNIX time-sharing system*, Comm. ACM, vol. 17, July 1974, pp. 365—375.
77. L. Robinson, K.N. Levitt, P.G. Neuman, A.R. Saxena, *A formal metodology for design of operating system software*, SRI Report, 1976.
78. J.B. Rule, *Electronic funds transfer and federal privacy policy*, Jurimetrics Journal, vol. 18, No. 1, 1977, pp. 56—79.
79. J.H. Saltzer, *Protection and the control of information sharing in Multics*, Comm. ACM, vol. 17, No. 7, July 1974, pp. 388—402.
80. J.H. Saltzer, *On digital signatures*, MIT Laboratory for Computer Science, Technical Report,, 1978.
81. J.H. Saltzer, M.D. Schroeder, *The protection of information in computer systems*, Proc. of the IEEE, vol. 63, No. 9, Sept. 1975. pp. 1278—308.
82. T.A. Schabeck, *Computer crime investigation*, part 1, Assets Protection Journal, vol. 2, No. 2 1977, pp. 11—16.
83. T.A. Schabeck, *Computer crime investigation*, part 2, Assets Protection Journal, vol. 2, No. 3, 1977, pp. 6—11.
84. T.A. Schabeck, *The social responsibility of business for the accuracy, privacy, and security of computerized information*, Assets Protection Journal, vol. 3, No. 2, 1978.
85. M.D. Schroeder, J.H. Saltzer, *A hardware architecture for implementing protection rings*, Comm. ACM, vol. 15, No. 3, March 1972, pp. 157—169.
86. J. Seidler, *Analiza i synteza sieci łączności dla systemów teleinformatycznych*, PWN, Warszawa 1979.
87. J. Seidler et al, *Zabezpieczenie danych w systemie SINTO*, Politechnika Gdańska, Opracowanie naukowo-badawcze, Problem resortowy MNSzWiT Nr A.II.2.2, 1977.
88. C.E. Shannon, *Communications theory of secrecy systems*, BSTJ, vol. 28, No. 4, October 1949, pp. 656—715.
89. J.L. Smith, W.A. Notz, P.R. Osseck, *An experimental application of cryptography to a remotely accessed data system*, Proc. of the ACM Annual Conf., 1972, pp. 282—297.
90. L. Snyder, *On the synthesis and analysis of protection systems*, Proc. of 6th ACM Symp. 1977, pp. 141—150.
91. M.J. Spier, *A model implementation for protective domains*, Int. Journal of Computer and Information Sci., vol. 2, No. 3, 1973, pp. 201—29.
92. L. Stern, *Contingency planning: why? how? and how much?*, Datamation, vol. 20, No. 9, September 1974, pp. 83—95.
93. H. Sturgis, *A postmortem for a time sharing system*, Ph.D. dissertation, University of California, Berkeley, 1973.

94. R. C. Summers, E. B. Fernandez, *A system structure for data security*, IBM Los Angeles Sci. Center, Report No. G320—2687, April 1977.
95. A. J. Thomas, *Control and security of accounting data processing systems*, North Midlands District Society Institute of Administrative Accountants and Data Processing, Technical Report, October 1975.
96. A. J. Thomas, *Qualification, selection and training of computer audit staff*, Technical Report of Kingston Polytechnic, 1976.
97. R. Turn, *Remarks on the instrumentation of databank systems for data security*, Rand Corporation Report, No. P-5151, 1974.
98. R. Turn, *Privacy and security in personal information databank systems*, Rand Corporation Report, No. R-1044-NSF, 1974.
99. R. Turn, N. Z. Shapiro, *Privacy and security in databank systems measure of effectiveness, costs, and protector-intruder interactions*, Proc. FJCC, 1972, pp. 435—444.
100. R. Turn, W. H. Ware, *Privacy and security in computer systems*, American Scientist, vol. 63, No. 2, March—April 1975, pp. 196—203.
101. R. W. Watson, *Timesharing system design concepts*, McGraw-Hill Book Company, New York 1970.
102. H. Weiss, *Computer security an overview*, Datamation, vol. 20, No. 1, January 1974, pp. 42—47.
103. C. Weissman, *Security controls in the ADEPT-50 time-sharing system*, Proc. FJCC, AFIPS Press, vol. 35, 1969, pp. 119—133.
104. C. L. Whitten, R. E. Anderson, R. A. Victor, *Computer-controlled access system, operational considerations*, Lawrence Livermore Laboratory, Preprint UCRL-76804, February 1976.
105. H. Wienier, *Outwitting the forger*, Computer Weekly International, July 1976, pp. 18—19.
106. S. Winkler, L. Danner, *Data security in the computer communication environment*, Computer, vol. 7, No. 23, 1974.
107. K. K. Wong, *A new approach for risk analysis and control — the UK experience*, Proc. of the IFIP Conference, 1977.
108. H. M. Wood, *The issue of passwords for controlled access to computer resources*, NBS Special Publication 500—9, 1977.
109. H. M. Wood, *The use of password for controlling access to remote computer systems and service*, Proc. NCC, AFIPS Press, 1977.
110. H. M. Wood, *On-line password techniques*, Proc. of the Trends and Applications Computer Security and Integrity, IEEE Computer Society, May 1977.
111. W. Wulf et al, *HYDRA: The kernel of a multiprocessor operating system*, Comm. ACM, vol. 17, June 1974, pp. 337—345.

J. PIEPRZYK, D. RUTKOWSKI

DATA SECURITY IN COMPUTER SYSTEMS

Summary

This article is a review of data security problems in computer environment. The authors' attention principally focuses on information protection in operating systems. Therefore two fundamental concepts are described of the introduction of protection in computer systems. The first concept is known as ticket-oriented and the other one as list-oriented. On the basis of these concepts are presented design problems of operating protection and how they are solved.

J. PIEPRZYK, D. RUTKOWSKI

PROTECTION DE L'INFORMATION DANS LES SYSTÈMES DE CALCULATEUR

Résumé

L'étude passe en revue les problèmes liés à la protection de l'information dans le milieu avec calculateur. On y a porté surtout attention à la protection opératoire de l'information. On a discuté deux conceptions essentielles de l'introduction de la protection dans le système de calculateur, à savoir la conception des catalogues et des listes d'accès. En se basant sur ces conception, on a présenté les problèmes fondamentaux surgissant au cours de la projection de protection opératoire ainsi que les modes de leur résolution.

J. PIEPRZYK, D. RUTKOWSKI

INFORMATIONSSCHUTZ IM COMPUTERSYSTEM

Zusammenfassung

In obiger Bearbeitung wird eine Übersicht über die mit dem Informationsschutz im Computermedium zusammenhängenden Probleme getätigt. Besondere Aufmerksamkeit wurde dem operativen Informationsschutz geschenkt, wobei zwei Grundkonzeptionen für den Einsatz eines derartigen Schutzes ins Computersystem erwogen worden sind, und zwar die Konzeptionen eines Kataloges und der Zutrittslisten. In Anlehnung an diese Konzeptionen wurden die Grundprobleme dargestellt, die während der Projektrierung des Operationsschutzes erwachsen sowie deren Lösungsmöglichkeiten.

Е. ПЕПШИК, Д. РУТКОВСКИ

ОХРАНА ИНФОРМАЦИИ В КОМПЮТЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Резюме

Приведен обзор вопросов охраны информации в компютерных системах. Особое внимание обращено на операционную охрану информации, при чем обсуждены две основные концепции введения такой охраны, а именно концепцию каталогов и списков доступности. Для эитх концепций представлены основные проблемы возникающие во время проектирования операционной охраны и способы их решений.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 519—537

621.391.833:621.3.092.3

Zniekształcenia impulsów w szerokopasmowych torach przewodowych

MIECZYSŁAW RYDEL (WARSZAWA), ANDRZEJ KUNICKI (WARSZAWA)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 15.9.1980

Artykuł dotyczy wyznaczania odpowiedzi toru przewodowego na krótkie impulsy. Pokazano, że przy pewnych założeniach można wyznaczyć rodziny uniwersalnych charakterystyk takich odpowiedzi. Charakterystyki te umożliwiają określenie przebiegów impulsów wyjściowych dla szerokiej klasy torów zarówno współosiowych jak i symetrycznych. Przedyskutowano zakres stosowalności odpowiednich wzorów. Obliczono rodziny uniwersalnych charakterystyk dla impulsów prostokątnych, dla impulsów typu $\cos^2(\cdot)$ oraz podano przykłady wykorzystania tych charakterystyk. Zamieszczono wyniki doświadczalnej weryfikacji obliczeń.

1. WSTĘP

W związku z tendencją do stosowania systemów impulsowych w telekomunikacji, w telemetrii i w miernictwie torów kablowych, pożądana jest możliwość oceny zniekształceń impulsów w różnego rodzaju torach przewodowych. Możliwość taka ma szczególne znaczenie przy projektowaniu prostych systemów, w których nie przewiduje się automatycznej korekcji zniekształceń.

Problem obliczania zniekształceń impulsów w torach szerokopasmowych nie jest nowy[1]. Już w r. 1954, w związku z intensywnym wówczas rozwojem impulsowych metod pomiarów niejednorodności torów współosiowych, P. Clavier [1] obliczał odpowiedzi falowo dopasowanego toru współosiowego 2,6/9,5 mm na wąskie impulsy typu $\cos^2(\cdot)$. W obliczeniach tych stosował asymptotyczne przybliżenia, dla wielkich częstotliwości, transmitancji toru. Znacznie później, bo w r. 1972, N. S. Nahman i D. R. Holt [2] obliczali odpowiedzi jednostkowe torów współosiowych, przy czym stosowali przybliżenie jednostkowej impedancji szeregowej toru wzorem $A+B\sqrt{s}$. Współczynniki A i B w tym wzorze dobierali różne dla różnych przedziałów czasu obliczanej odpowiedzi jednostkowej, opierając się między innymi na przebiegach uzyskiwanych eksperymentalnie. W szczególności chodziło tu o uzyskiwanie dokładnych odpowiedzi w zakresie dużych czasów (stan ustalony), w którym o dokładności tej przesądza dokładność przyjętych do obliczeń wzorów dla małych częstotliwości oraz o uzyskiwaniu dobrych dokładności odpowiedzi w zakresie małych czasów, w którym o dokładności tej przesądza dokładność przyjętych do obliczeń wzorów dla wielkich częstotliwości.

[1] Zagadnienie obliczania zniekształceń impulsów w torach małej częstotliwości zostało wyczerpująco omówione przez H. Kadena w [7].

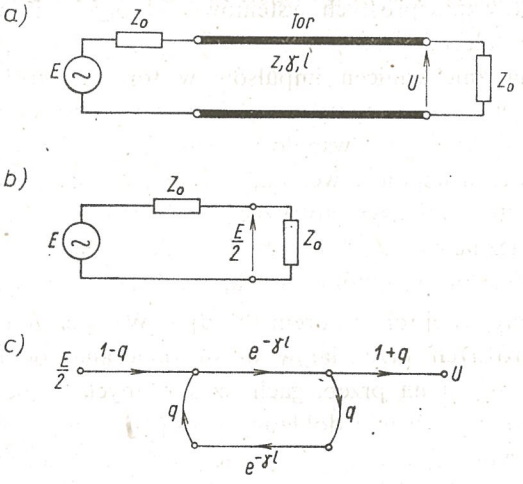
Interesującą próbę ominięcia tych trudności stanowi praca F. Donatha i P. Vielhauera [8], w której rozpatrywane są stany nieustalone dotyczące pola elektrycznego w przewodach elektrycznie krótkiego toru współosiowego. Zastosowanie wyników tej pracy do oceny zniekształceń przesyłanych torem impulsów wydaje się jednak trudne.

Praca niniejsza poświęcona jest obliczeniu zniekształceń impulsów w torze pracującym pomiędzy rezystancjami równymi jego impedancji nominalnej, w przypadku gdy pasma częstotliwości przez te impulsy zajmowane są na tyle szerokie, iż główne ich części przypadają w zakresie częstotliwości, w którym obowiązują wzory asymptotyczne dotyczące parametrów transmisyjnych toru. Wzory te przyjmiemy jako punkt wyjścia do obliczeń. Przy takim założeniu należy się liczyć z mniejszą dokładnością obliczonych odpowiedzi dla dużych wartości czasu, co jednak, na ogół nie ma większego znaczenia dla zastosowań inżynierskich[2]. Zaletą przyjętego założenia jest, jak się przekonamy, prostota obliczeń oraz możliwość znalezienia uniwersalnych przebiegów odpowiedzi, obowiązujących dla dowolnych torów przewodowych i różnych ich długości oraz dla różnych szerokości impulsów. Przedyskutowany zostanie zakres stosowalności otrzymanych wzorów. Zastosowanie uzyskanych wyników zilustrowane zostanie przykładami. Podane zostaną wyniki eksperymentu przeprowadzonego w celu weryfikacji teorii.

2. TRANSMITANCJA TORU

2.1. Rozważania ogólne

Rozpatrzmy tor o impedancji falowej Z, tamowności jednostkowej γ i długości l, pracujący pomiędzy generatorem o sile elektromotorycznej E i impedancji wewnętrznej Z_o, a obciążeniem o impedancji równej impedancji wewnętrznej źródła (rys. 1a).



Rys. 1. Do definicji transmitancji toru

a) tor w warunkach pracy, b) źródło w warunkach dopasowania, c) falowy graf napięciowy toru w przyjętych warunkach pracy

[2] Zauważmy ponadto, że przy rozpatrywaniu impulsów wymuszających, które są ograniczone w czasie lub znikają przy $|t| \to \infty$, problem stanu ustalonego nie istnieje, bowiem wtedy, przy $|t| \to \infty$, znikają również impulsy wyjściowe.

Jako sygnał wymuszający przy określeniu transmitancji toru przyjmiemy napięcie wyjściowe dopasowanego falowo źródła (rys. 1b), to jest napięcie $e(t)/2$, którego transformatą fourierowską jest $E(\omega)/2$. Napięcie to traktujemy jako nieznieksztalcony sygnał odniesienia. Transmitancję toru określamy więc jako

$$K(\omega) = \frac{U(\omega)}{E(\omega)/2}. \tag{1}$$

Na podstawie grafu przedstawionego na rys. 1c możemy napisać

$$K(\omega) = \frac{1-q^2}{1-q^2 e^{-2\gamma l}} e^{-\gamma l}, \tag{2}$$

gdzie

$$q = \frac{Z_o - Z}{Z_o + Z} \tag{3}$$

jest napięciowym współczynnikiem odbicia.

Zauważmy, że z definicji transmitancji wzorem (1) wynika, iż można ją przedstawić jako

$$K(\omega) = e^{-\Gamma_s(\omega)}, \tag{4}$$

gdzie $\Gamma_s(\omega)$ jest tamownością skuteczną toru pracującego w przyjętych warunkach.

Teoretycznie interesujący jest przypadek, gdy tor pracuje w warunkach obustronnego dopasowania falowego, to jest gdy $Z_o = Z$. W praktyce tor wielkiej częstotliwości zwykle pracuje pomiędzy źródłem i odbiornikiem o impedancjach rzeczywistych i równych impedancji nominalnej toru, to jest gdy $Z_o = Z_\infty$, przy czym

$$Z_\infty = \lim_{\omega \to \infty} Z(\omega). \tag{5}$$

2.2. Przybliżenia asymptotyczne

W zakresie wielkich częstotliwości, przy pominięciu upływności, tamowność jednostkowa toru wyraża się wzorem asymptotycznym [6]

$$\gamma = \frac{1}{V_\infty}\left(n + j\omega + m\sqrt{2}\sqrt{j\omega}\right), \tag{6}$$

natomiast impedancja falowa toru — wzorem asymptotycznym

$$Z = Z_\infty\left(1 + \frac{m\sqrt{2}}{\sqrt{j\omega}} + \frac{n}{j\omega}\right). \tag{7}$$

Wynika stąd, iż transmitancja toru w obydwu rozpatrywanych przypadkach ($Z_o = Z$ i $Z_o = Z_\infty$) wyraża się wzorem asymptotycznym

$$K(\omega) = e^{-\gamma l} = \exp\left\{-\frac{l}{V_\infty}(n + j\omega + m\sqrt{2}\sqrt{j\omega})\right\}. \tag{8}$$

We wzorach powyższych V_∞ jest prędkością czoła fali w torze, Z_∞ — impedancją (rzeczywistą) nominalną toru, a n i m stałymi, to jest niezależnymi od częstotliwości, współczynnikami, zależnymi jedynie od parametrów konstrukcyjnych toru.

Jeżeli znane są: pojemność jednostkowa toru C i względna przenikalność ośrodka ε_w, to, jak łatwo się przekonać,

$$V_\infty = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_w}} \quad \text{a} \quad Z_\infty = \frac{1}{V_\infty C}, \tag{9}$$

gdzie $c \approx 300\,000$ km/s jest prędkością światła w próżni.

Współczynniki m i n w przypadkach prostszych wyrażają się nieskomplikowanymi wzorami, a mianowicie:

a) dla torów współosiowych [6]:

$$m = \frac{1}{D\sqrt{2\sigma_a\mu_o}} \cdot \frac{\frac{D}{d} + \sqrt{\frac{\sigma_a}{\sigma_b}}}{\ln\frac{D}{d}}, \tag{10}$$

$$n = \frac{\frac{1}{d^2\sigma_a} - \frac{1}{D^2\sigma_b}}{\mu_o \ln\frac{D}{d}} - m^2, \tag{11}$$

gdzie:

D — średnica wewnętrzna przewodu zewnętrznego,

d — średnica przewodu wewnętrznego,

σ_a, σ_b — konduktywności przewodów, odpowiednio, wewnętrznego i zewnętrznego,

$\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{m}}$ — przenikalność magnetyczna próżni;

b) dla torów symetrycznych odosobnionych, przy uwzględnieniu jedynie zjawiska naskórkowości:

$$m = \frac{1}{d\sqrt{2\sigma\mu_o}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\mu}{\mu_o}}}{\ln\left(\frac{2a}{d} - 1\right)}, \tag{12}$$

$$n = \frac{1}{d^2\sigma\mu_o \ln\left(\frac{2a}{d} - 1\right)} - m^2, \tag{13}$$

gdzie:

d — średnica przewodów,

σ — konduktywność przewodów,

a — odległość osi przewodów,

μ — przenikalność magnetyczna przewodów.

Wzory (12) i (13) można łatwo znaleźć na podstawie [6]. Wzory te można stosować np. dla torów napowietrznych.

W przypadku symetrycznych torów kablowych, dla których trzeba uwzględniać efekty bliskości sąsiednich przewodów i ekranów, sprawa teoretycznego wyznaczenia współczynników m i n jest trudniejsza. Można jednak stwierdzić na podstawie odpowiednich wzorów opisujących te efekty [3, 4, 6], że postaci wzorów asymptotycznych (6) i (7) nie zmienią się.

W celu znalezienia współczynników m/V_∞ i n/V_∞ można się posłużyć wyznaczoną bądź numerycznie, bądź doświadczalnie charakterystyką częstotliwościową tłumienności jednostkowej toru, na podstawie wzoru (6) możemy bowiem napisać

$$\alpha = \mathrm{Re}\gamma = \frac{n}{V_\infty} + \frac{m}{V_\infty}\sqrt{\omega}\,. \tag{14}$$

Jeżeli teraz aproksymować krzywą pomiarową $\alpha(f)$ [3] krzywą o postaci

$$\alpha(f) = a + b\sqrt{f} \tag{15}$$

przez odpowiedni dobór współczynników a i b, to poszukiwane współczynniki można wyrazić wzorami

$$\frac{n}{V_\infty} = a, \quad \text{a)} \qquad \frac{m}{V_\infty} = \frac{b}{\sqrt{2\pi}}. \quad \text{b)} \tag{16}$$

2.3. Dyskusja przybliżeń

Przedyskutujemy teraz możliwość stosowania do omawianych celów wzorów (6) i (8) w całym zakresie częstotliwości. Wzór asymptotyczny (6) jest tym dokładniejszy, im większa jest częstotliwość. Przy ocenie jego dokładności uzasadnione jest oparcie się na składowej rzeczywistej, to jest na tłumienności jednostkowej α, ponieważ dla tej składowej błąd jest większy niż dla składowej urojonej, to jest dla przesuwności. Jeżeli przyjąć, że na parametr α główny wpływ ma zjawisko naskórkowości w przewodach (dla toru współosiowego — w przewodzie wewnętrznym), to warunek obowiązywania wzorów asymptotycznych można sformułować jako

$$\frac{d}{2}\sqrt{\mu\sigma\omega} \geqslant 6, \text{ [4]}$$

skąd

$$f \geqslant f_d = \frac{72}{\pi\mu_o d^2}, \tag{17}$$

lub dla przewodów miedzianych $\left(\sigma = 58\,\frac{\mathrm{m}}{\Omega\,\mathrm{mm}},\ \mu = \mu_o = 4\pi\cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{m}}\right)$

$$f_{\mathrm{kHz}} \geqslant f_{d_{\mathrm{kHz}}} = \frac{314}{d^2_{\mathrm{mm}}}. \tag{18}$$

[3] $\alpha(f)$ trzeba wyrazić w Np/km, a f w hercach.

[4] Gdy zachodzi równość, to błąd (z nadmiarem) rezystancji jednostkowej przewodu wynosi około 1% — zob. np. [6].

Wartości f_d obliczone z tego wzoru dla typowych średnic przewodów zestawiono w tablicy 1.

Tablica 1

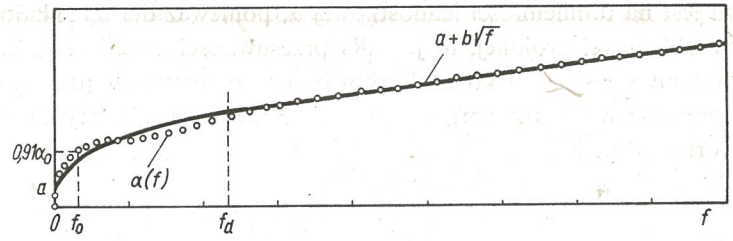
Orientacyjne wartości częstotliwości granicznych f_d i f_o obliczone dla typowych torów kablowych

Tor	Symetryczny					Współosiowy		
d, mm	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2	1,2	2,6	5,0
f_d, kHz	640	491	388	314	218	218	47	13
f_o, kHz	25,6	19,4	11,5	9,31	6,47	11,7	2,74	0,74

Charakter przybliżenia całej charakterystyki $\alpha(f)$ wzorem asymptotycznym (14) lub (15) ilustruje rys. 2. Występujące na rysunku tym wielkości α_o i f_o można obliczyć ze wzorów

$$\alpha_o = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}, \quad \text{a)} \qquad f_o = \frac{R}{2\pi L}, \quad \text{b)} \tag{19}$$

gdzie jako R i L można przyjmować, odpowiednio, rezystancję jednostkową i indukcyjność jednostkową dla prądu stałego. Wyniki orientacyjnych obliczeń częstotliwości f_o zestawiono w tablicy 1. Przy częstotliwościach $f < f_o$ występują szybkie zmiany parametrów falowych toru — por. [6, str. 78].



Rys. 2. Przybliżenie tłumienności jednostkowej toru w funkcji częstotliwości wzorem asymptotycznym

Zbadamy teraz wpływ współczynników odbicia

$$q = \frac{Z_\infty - Z}{Z_\infty + Z} \tag{20}$$

na transmitancję określoną wzorem (2). W tym celu obliczymy q^2 przy częstotliwości f_o. Biorąc pod uwagę, że dla tej częstotliwości (por. [6] str. 76) $Z = Z_n$ (1,091—j 0,455), przy czym $Z_n/Z_\infty = (L/L_\infty)^{1/2} \approx \sqrt{1{,}2}$ dla wszystkich interesujących nas torów kablowych, znajdujemy: $|q|^2 \approx 0{,}056 \ll 1$. Przy wzroście częstotliwości powyżej f_o wielkość $|q|^2$ szybko maleje, tak więc dla $f \geqslant f_o \ll f_d$ możemy z dostateczną dla naszych celów dokładnością przyjmować $K(\omega) = \exp(-\gamma l)$. Częstotliwość f_o z założenia jest znacznie mniejsza od szerokości pasma zajmowanego przez sygnał, wobec czego znaczne wartości

współczynnika odbicia przy $f < f_o$ powodują większe błędy obliczonej odpowiedzi jedynie dla dużych wartości czasu. Należy jeszcze zwrócić uwagę na to, że błędy takie będą małe, jeżeli w zakresie $f \in [0, f_o]$ spełniony będzie warunek $2|\gamma l| \ll 1$, z którym wiąże się warunek $Rl \ll 2Z_\infty$.

Biorąc to wszystko pod uwagę możemy przyjąć, że wzór asymptotyczny (8) może być punktem wyjścia do obliczeń zniekształceń impulsów w torach, przy spełnieniu warunku, że główna część pasma zajmowanego przez impuls przypada w zakresie wielkich częstotliwości — powyżej częstotliwości f_d.

3. WYZNACZANIE SYGNAŁU WYJŚCIOWEGO TORU

Ze wzoru (8) wynika, że tor może być przedstawiony jako łańcuchowe połączenie unilateralnego układu nieniekształcającego o transmitancji operatorowej

$$K_o(s) = \frac{U_o(s)}{E(s)/2} = e^{-nt_o} e^{-st_o} \tag{21}$$

oraz unilateralnego układu zniekształcającego o transmitancji operatorowej

$$H(s) = \frac{U(s)}{U_o(s)} = e^{-\sqrt{2\Theta}\sqrt{s}}. \tag{22}$$

We wzorach powyższych

$$t_o = \frac{l}{V_\infty} \tag{23}$$

oznacza czas przejścia czoła fali poprzez tor, natomiast

$$\Theta = m^2 t_o^2 \tag{24}$$

ma sens fizyczny stałej czasowej toru.

W dalszych rozważaniach będziemy się zajmowali jedynie członem zniekształcającym $H(s)$; będziemy badać jego odpowiedź $u(t)$ na wymuszenie $u_o(t)$ wiernie naśladujące kształt przyjętego sygnału odniesienia $e(t)$, bowiem

$$u_o(t) = \frac{1}{2} e^{-nt_o} e(t - t_o). \tag{25}$$

Odpowiedź impulsowa układu zniekształcającego (zob. [6] lub odpowiednie tablice transformat Laplace'a) ma postać

$$h(t) = \mathcal{L}^{-1}\{H(s)\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\Theta} \left(\frac{t}{\Theta}\right)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Theta}{2t}} \cdot 1(t). \tag{26}$$

Znając odpowiedź impulsową układu można znaleźć odpowiedź układu $u(t)$ na dowolne wymuszenie $u_o(t)$ jako splot

$$u(t) = u_o(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) u_o(t - \tau) d\tau. \tag{27}$$

4. CHARAKTERYSTYKI UNIWERSALNE IMPULSÓW ZNIEKSZTAŁCONYCH

4.1. Przypadek ogólny

Niech $g(x)$ będzie funkcją opisującą kształt impulsu. Zmienna x jest znormalizowanym czasem odniesionym do umownej szerokości impulsu T, to jest

$$x = \frac{t}{T}. \tag{28}$$

Dla impulsów ograniczonych w czasie można przyjmować na przykład, że T jest szerokością impulsu przy podstawie. Można również definiować T jako szerokość impulsu w połowie jego wysokości. Dla impulsów gaussowskich o postaci $\exp[-(t^2/2\sigma^2)]$ można przyjmować $T = \sigma$. Sygnał wymuszający możemy zatem zapisać w postaci

$$u_0(t) = g\left(\frac{t}{T}\right). \tag{29}$$

Uwzględniając wzory (26) i (29) we wzorze (27) po prostych przekształceniach otrzymamy

$$u(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} K \int_0^\infty (Ky)^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2Ky}} g(x-y)\,dy, \tag{30}$$

gdzie oznaczono

$$K = \frac{T}{\Theta}. \tag{31}$$

Łatwo się przekonać, że gdy parametr K dąży do nieskończoności, to odpowiedź $u(x)$ dąży do $g(x)$. Świadczy to o tym, że im większe jest K, tym mniejsze są zniekształcenia impulsów, a więc tym większa jest wierność transmisji impulsów. Z tego względu współczynnik K można nazywać *współczynnikiem wierności* transmisji impulsów.[5] Odwrotność K^{-1} ma sens współczynnika zniekształceń impulsów.

Zauważmy, że wzór (30) reprezentuje uniwersalną rodzinę krzywych opisujących zniekształcenia impulsu o kształcie określonym znormalizowaną funkcją $g(x)$. Charakterystyki zniekształceń tłuminiowych i fazowych toru (parametr m), jego długość l oraz szerokość impulsu T zawarte są w parametrze K, mamy bowiem

$$K = \frac{TV_\infty^2}{m^2 l^2}. \tag{32}$$

Zauważmy, że współczynnik zniekształceń impulsów K^{-1} jest proporcjonalny do kwadratu długości toru.

4.2. Przypadki szczególne

Rozpatrzymy

a) przypadek, gdy wymuszenie jest impulsem prostokątnym o szerokości T, to jest gdy

[5] Ocena wierności transmisji impulsów na podstawie współczynników K ma sens jedynie dla określonego kształtu impulsu $g(x)$ przy takiej samej definicji T.

$$u_o(t) = \begin{cases} 1 & \text{gdy} \quad t \in [0, T] \\ 0 & \text{gdy} \quad t \notin [0, T]' \end{cases} \tag{33}$$

oraz

b) przypadek, gdy wymuszenie jest impulsem typu $\cos^2(\cdot)$ o szerokości T w połowie wysokości, to jest gdy

$$u_o(t) = \begin{cases} \cos^2 \dfrac{\pi}{2T}(t-T), & \text{gdy} \quad t \in [0, 2T] \\ 0 \quad , & \text{gdy} \quad t \notin [0, 2T] \end{cases}. \tag{34}$$

Oznacza to, że w przypadku a)

$$g(x) = 1(x) - 1(x-1), \tag{35}$$

natomiast w przypadku b)

$$g(x) = \begin{cases} \cos^2 \dfrac{\pi}{2}(x-1), & x \in [0, 2] \\ 0 \quad , & x \notin [0, 2] \end{cases}. \tag{36}$$

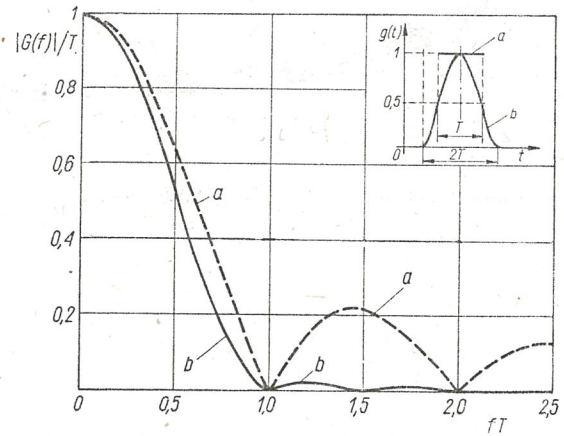
Widmo amplitudowe impulsu prostokątnego wyraża się wzorem

$$|G(f)| = T \left| \frac{\sin \pi f T}{\pi f T} \right|, \tag{37}$$

natomiast widmo amplitudowe impulsu typu $\cos^2(\cdot)$ wzorem

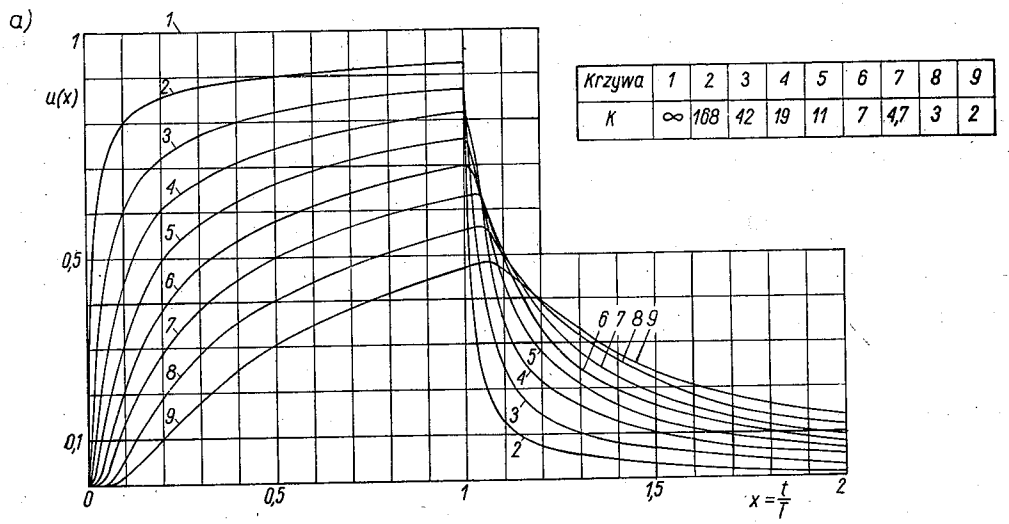
$$|G(f)| = \frac{T}{2} \left| \frac{\sin 2\pi f T}{\pi f T [1 - (2fT)^2]} \right|. \tag{38}$$

Widma te przedstawiono na rys. 3.

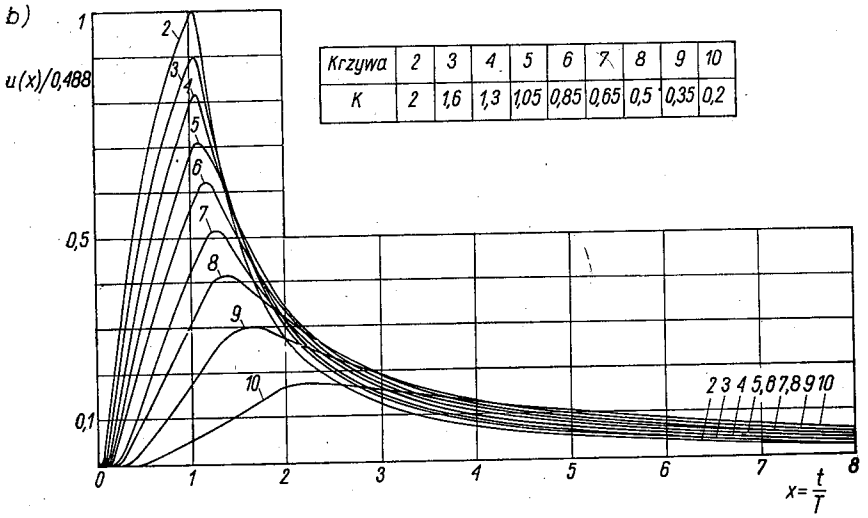


Rys. 3. Widmo amplitudowe impulsów
a) prostokątnego, b) typu $\cos^2(\cdot)$

Podstawiając odpowiednio wzór (35) lub (36) do wzoru (30) można wyznaczyć numerycznie charakterystyki zniekształceń rozpatrywanych impulsów. Rodziny takich charak-



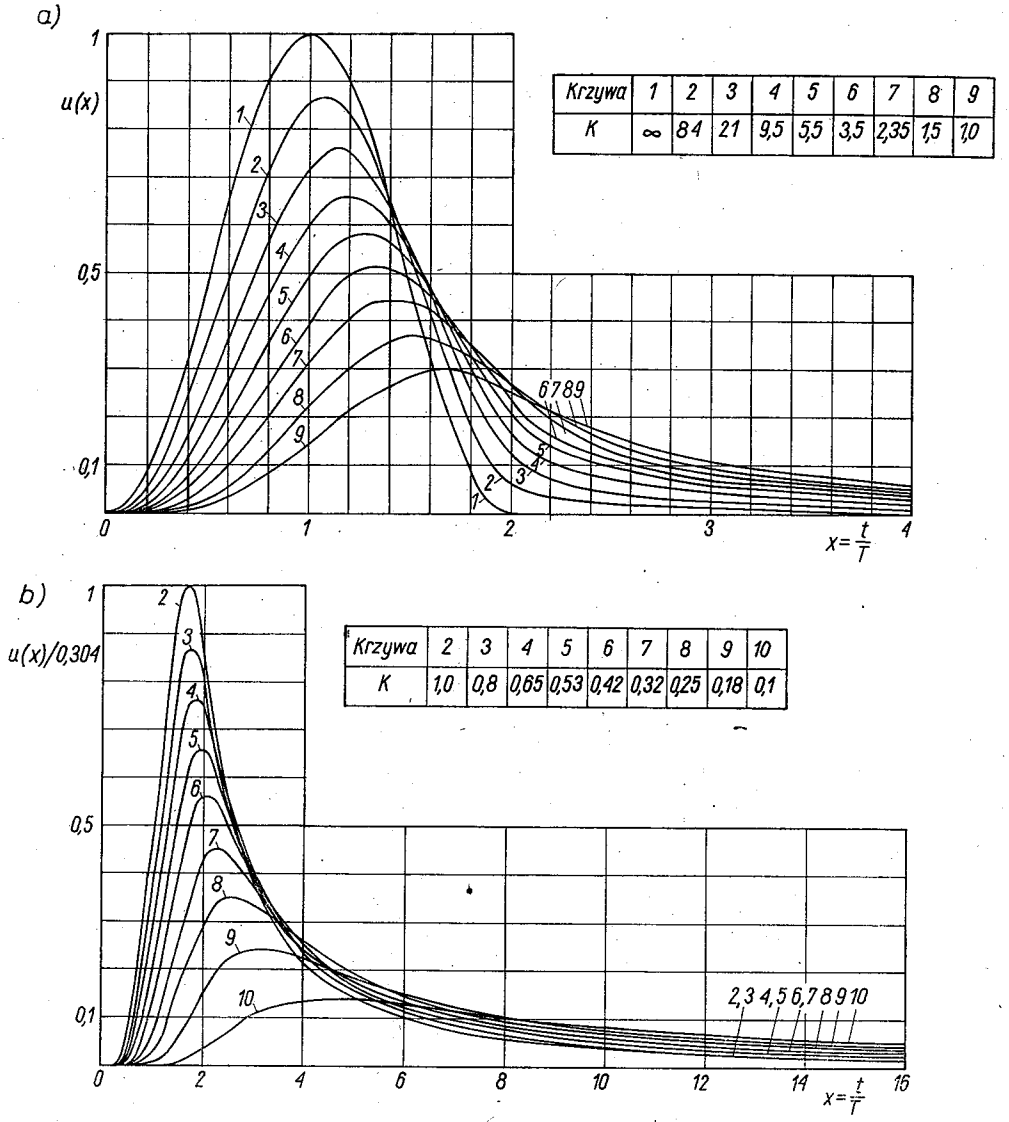
Krzywa	1	2	3	4	5	6	7	8	9
K	∞	168	42	19	11	7	4,7	3	2



Krzywa	2	3	4	5	6	7	8	9	10
K	2	1,6	1,3	1,05	0,85	0,65	0,5	0,35	0,2

Rys. 4. Charakterystyki uniwersalne zniekształceń impulsu prostokątnego
a) $2 \leqslant K < \infty$; b) $0{,}2 \leqslant K < 2$

terystyk dla impulsu prostokątnego przedstawiono na rysunkach 4a i 4b. Rodziny charakterystyk dla impulsu typu $\cos^2(\cdot)$ przedstawiono na rysunkach 5a i 5b. Wartości parametru K na tych rysunkach dobierano w ten sposób, aby uzyskać możliwie równomierne rozmieszczenie krzywych w polu charakterystyk.



Rys. 5. Charakterystyki uniwersalne zniekształceń impulsu typu $\cos^2(\cdot)$
a) $1 \leqslant K < \infty$, b) $0{,}1 \leqslant K \leqslant 1$

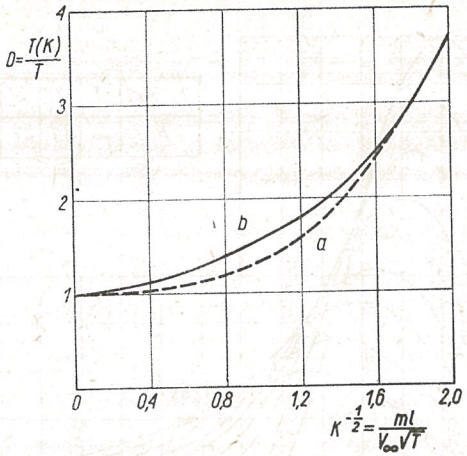
Warto zauważyć, że odpowiedź na impuls prostokątny wyraża się wzorem

$$u(x) = \operatorname{erfc}\{(2Kx)^{-\frac{1}{2}}\}1(x) - \operatorname{erfc}\{[2K(x-1)]^{-\frac{1}{2}}\}1(x-1)\ ^{6)}, \tag{39}$$

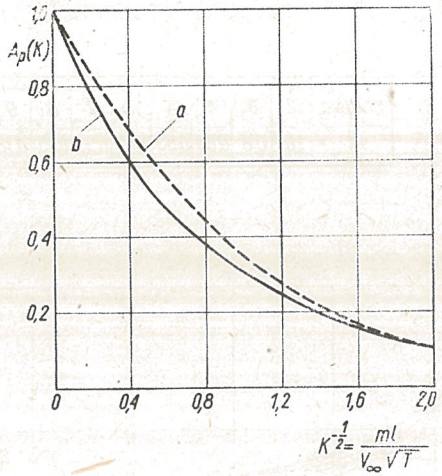
co łatwo sprawdzić.

---

[6] Przypominamy, że $\operatorname{erfc} z = \dfrac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-x^2} dx$.



Rys. 6. Dyspersja szerokości impulsu a) prostokątnego i b) typu $\cos^2$ (·) w funkcji $K^{-1/2}$



Rys. 7. Amplituda impulsu przy parametrze K, w funkcji $K^{-1/2}$
a) dla impulsu prostokątnego, b) dla impulsu typu $\cos^2$ (·)

Na rys. 6. przedstawiono krzywe dyspersji szerokości impulsów. Dyspersja ta jest określona jako

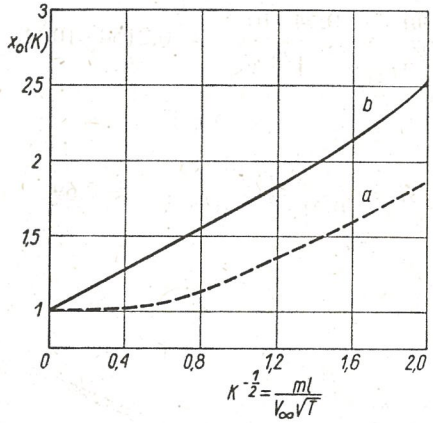
$$D = \frac{T(K)}{T}, \tag{40}$$

gdzie $T(K)$ jest szerokością impulsu zniekształconego w połowie jego wysokości obliczoną dla parametru K.

Na rys. 7. przedstawiono krzywe amplitud $A_p(K)$ zniekształconych impulsów. Zauważmy, że ze względu na znormalizowaną skalę rzędnych charakterystyk uniwersalnych,

$A_p(K)$ może być interpretowane jako współczynnik tłumienia amplitudy w torze, określony jako stosunek amplitudy impulsu wyjściowego, zniekształconego w torze do amplitudy impulsu wyjściowego w przypadku braku zniekształceń.

Na rys. 8. przedstawiono krzywe znormalizowanego, w stosunku do wartości T, opóźnienia szczytu impulsu względem czasu t_o pojawienia się czoła fali.



Rys. 8. Opóźnienie znormalizowane wierzchołka impulsu
a) prostokątnego, b) typu $\cos^2(\cdot)$, w funkcji $K^{-1/2}$

Krzywe pokazane na rysunkach 6, 7 i 8 przedstawiono jako funkcje zmiennej

$$K^{-\frac{1}{2}} = \frac{m}{V_\infty \sqrt{T}} l. \tag{41}$$

Zaletą wyboru takiej zmiennej jest między innymi to, że wtedy krzywe ilustrują zmiany odpowiednich parametrów impulsów w zależności od długości toru.

Aby powyższe zależności były dostatecznie wiarogodne, główna część pasma przesyłanego impulsu powinna przypadać w zakresie, w którym obowiązują wzory asymptotyczne, a więc powyżej częstotliwości f_d — zob. p. 2.3. W rozpatrywanych przypadkach impulsów warunek ten można sformułować jako $f_d T \ll 1$ (por. rys. 3). Można oceniać, że wystarczy tu przyjmować $f_d T < 0{,}15$. Przy zastosowaniu odpowiedniej aproksymacji tłumienności toru, jak o tym była mowa w p. 2.2, warunek ten może być nawet łagodniejszy.

Przykład 1

Ocenimy przebieg impulsu wyjściowego oraz jego parametry dla toru symetrycznego o średnicy żył 1,2 mm, dla długości 2 km oraz dla nadanego impulsu prostokątnego o szerokości $T = 0{,}5$ μs. Krzywą pomiarową tłumienności jednostkowej toru pokazano na rys. 9.

Aproksymując tę krzywą wzorem $a+b\sqrt{f}$ znajdujemy

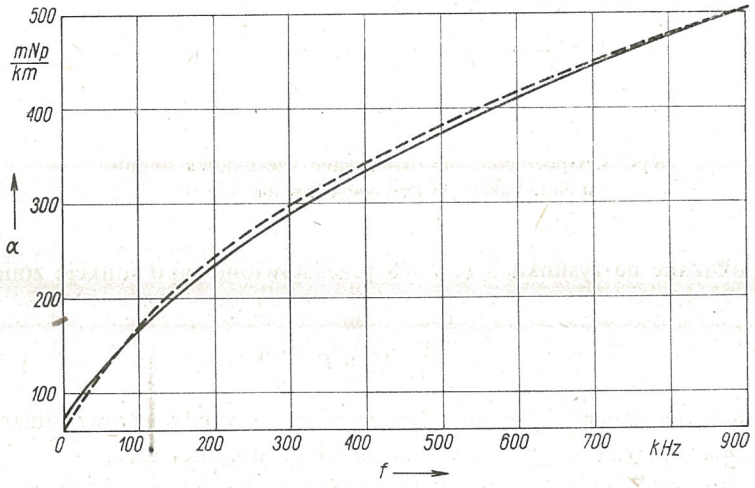
$$\alpha(f) \approx 0{,}54 \cdot 10^{-3}\sqrt{f}\,\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{km}}.$$

Stąd na podstawie wzoru (15)

$$\frac{m}{V_\infty} = \frac{0{,}54 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{2\pi}} = 0{,}2154 \cdot 10^{-3}.$$

Teraz ze wzoru (32)

$$K = \frac{0{,}5 \cdot 10^{-6}}{0{,}2154^2 \cdot 10^{-6} \cdot 4} \approx 2{,}69.$$



Rys. 9. Charakterystyki częstotliwościowe tłumienności jednostkowej toru symterycznego o średnicy żył 1,2 mm i izolacji styrofleksowo-powietrznej

—— charakterystyka pomierzona, – – – charakterystyka aproksymująca

Na podstawie tej wartości stwierdzamy, że krzywa impulsu wyjściowego zawarta jest pomiędzy krzywą 8 a krzywą 9 przedstawionymi na rys. 4a. Z rysunków 6, 7 i 8 znajdujemy dla

$$K^{-1/2} \approx 0{,}61$$

wartości:

$$D \approx 1{,}08, \quad A_p \approx 0{,}47, \quad x_0 \approx 1{,}1.$$

Szerokość impulsu zniekształconego wyniesie więc $1{,}08 \cdot 0{,}5\ \mu s = 0{,}54\ \mu s$, a opóźnienie szczytu tego impulsu $1{,}1 \cdot 0{,}5\ \mu s = 0{,}55\ \mu s$.

Przykład 2

Dany jest tor współosiowy 2,6/9,5, dla którego [5] $b = 271 \frac{\text{mNp}}{\text{km}\sqrt{\text{MHz}}}$ oraz impuls prostokątny o czasie trwania 0,5 μs. Jaka powinna być długość toru, aby sygnał wyjściowy $u(x)$ zawarty był pomiędzy krzywymi oznaczonymi liczbami *2* i *3* na rys. 4a?

Z tablicy na rys. 4a znajdujemy, że K powinno być zawarte pomiędzy liczbami 42 i 168. Korzystając ze wzorów (16) i (32) można napisać

$$\frac{T \cdot 2\pi}{l_2^2 b^2} \leqslant K \leqslant \frac{T \cdot 2\pi}{l_1^2 b^2}.$$

Stąd otrzymujemy, że długość toru musi się zawierać w przedziale (0,5 km, 1 km).

Przykład 3

Dany jest tor współosiowy 1,2/4,4 o długości $l = 750$ m, dla którego [5] $b = 610 \frac{\text{mNp}}{\text{km}\sqrt{\text{MHz}}}$. Jaki powinien być czas trwania sygnału wejściowego prostokątnego, aby parametr K przyjął wartość 168?

Korzystając ze wzorów (16) i (32) można zapisać

$$\frac{T \cdot 2\pi}{l^2 b^2} = 168.$$

Stąd otrzymujemy, że czas trwania sygnału wejściowego powinien być równy 5,6 μs.

4.3. Dyskusja wiarogodności

Błędy metody wynikają z przybliżenia tamowności skutecznej — por. wzór (4) — odpowiednimi wzorami asymptotycznymi. Oznaczymy błąd tamowności skutecznej $\Delta\Gamma_s$ jako różnicę pomiędzy jej wartością (zespoloną) prawdziwą, a określoną odpowiednim wzorem asymptotycznym. Przyjmiemy, że $|\Delta\Gamma_s| \ll 1$; dla naszych celów wystarczy, aby $|\Delta\Gamma_s| < 0{,}1$.

Wtedy błąd napięcia wyjściowego $\Delta U(\omega)$ określony jako różnica pomiędzy napięciem obliczanym dokładnie, a napięciem $U(\omega)$ obliczonym ze wzorów asymptotycznych, wyrazi się wzorem przybliżonym

$$-\Delta U(\omega) \approx \Delta\Gamma_s(\omega) U(\omega).$$

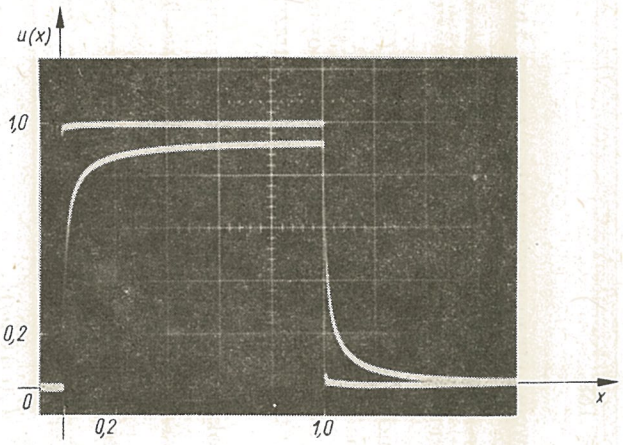
Przebieg błędu napięcia wyjściowego $\Delta u(t)$ wyraża się więc wzorem

$$-\Delta u(t) \approx \mathscr{F}^{-1}\{\Delta\Gamma_s(\omega) U(\omega)\}. \tag{42}$$

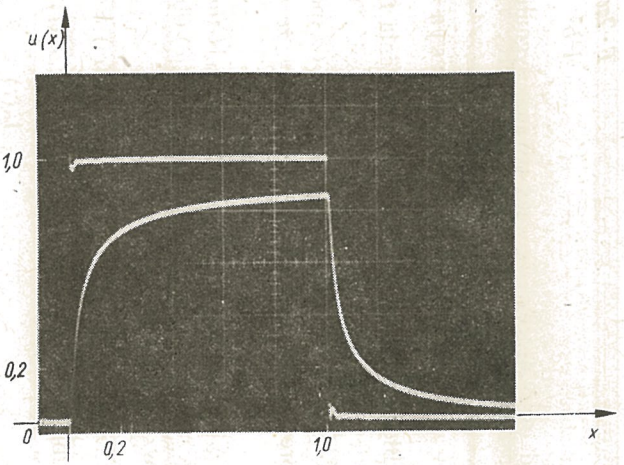
Funkcja ta może być wyznaczona liczbowo jedynie w przypadkach konkretnych torów i impulsów. Wynikają z niej oraz z rozważań p. 2 pewne wnioski ogólne, a mianowicie:

1) błędy rosną, gdy l rośnie (wtedy K maleje); wynika to ze składnika $\Delta\gamma l$ błędu tamowności skutecznej oraz z większego niedopasowania źródła i odbiornika do toru przy $f = 0$ — por. p. 2.3,

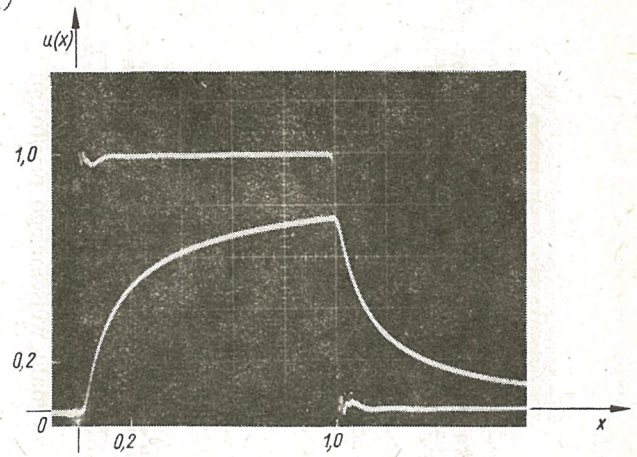
a)



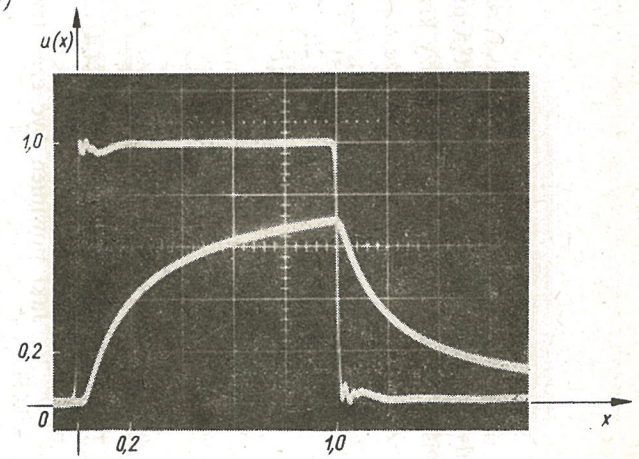
b)

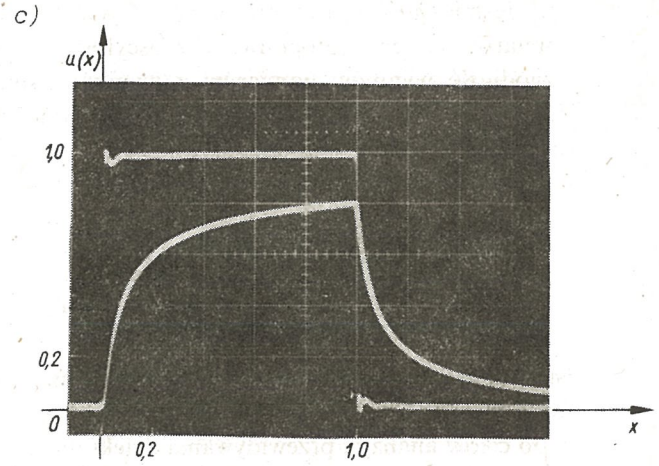


d)



e)





Rys. 10. Uzyskane doświadczalnie uniwersalne charakterystyki zniekształceń impulsu prostokątnego
a) K = 168, b) $K = 42$, c) $K = 19$, d) $K = 11$, e) $K = 7$

2) błędy rosną, gdy m rośnie (wtedy K maleje); wynika to stąd, iż wzrost współczynnika m związany jest ze wzrostem f_d — por. p. 2.2 i 2.3,

3) błędy rosną, gdy T rośnie (wtedy K rośnie); wynika to stąd, iż wtedy różnica $\left|\frac{1}{T} - f_d\right|$ maleje.

Tak więc przy ustalonym T błędy rosną gdy K maleje, jednakże ze względu na wniosek 3) nie można błędów wiązać bezpośrednio z wartościami K.

5. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA WYZNACZONYCH NUMERYCZNIE CHARAKTERYSTYK ZNIEKSZTAŁCEŃ IMPULSÓW

W celu doświadczalnego sprawdzenia przeprowadzonych obliczeń dokonano pomiarów odpowiedzi toru $u(x)$ na sygnał wejściowy prostokątny dla kilku wartości parametru K, a następnie porównano je z odpowiedziami toru przedstawionymi na rys. 4a. Pomiary te wykonano w układzie: generator impulsów — tor — oscyloskop. Do przeprowadzenia pomiarów konieczne było zastosowanie przyrządów pracujących w szerokim paśmie częstotliwości rzędu setek MHz. Odpowiadające tym warunkom generator impulsów wejściowych i oscyloskop posiadały impedancje odpowiednio: wyjściową i wejściową równą 50Ω, co uniemożliwiało bezpośrednie podłączenie ich do toru kablowego, ponieważ impedancja nominalna toru wynosiła 75Ω (do pomiarów użyto odcinka toru współosiowego 1,2/4,4 o długości 750 m). Z tego względu do obu końców toru podłączono dwa jednakowe tłumiki o rezystancji wejściowej 75Ω i wyjściowej 50Ω, co pozwoliło uniknąć niedopasowań.

Analizując wzór (32) można zauważyć, że istnieje wiele kombinacji wielkości m, l, T dających tę samą wartość parametru K. W przeprowadzonych pomiarach jako wielkość zmienną przyjęto czas trwania sygnału wejściowego, zaś wielkości m, l pozostawały nie zmienione. Czas trwania sygnału wejściowego ustawiano tak, aby uzyskać wartości parametru K, takie jak dla charakterystyk z rys. 4a (zob. przykład 3). Zaletami tego rozwią-

zania były: niezmienność warunków pomiarowych oraz prostota procesu pomiarowego. Wyniki pomiarów (zdjęcia fotograficzne z oscyloskopu) przedstawione są na rys. 10.

Duża zgodność wyników pomiarów z wynikami obliczeń numerycznych pozwoliła stwierdzić, że obliczenia te są wystarczająco dokładne dla szerokiego zakresu wartości parametru K (por. rys. 10 z rys. 4a).

6. ZAKOŃCZENIE

Przedstawiona w tym artykule stosunkowo prosta metoda obliczania uniwersalnych przebiegów odpowiedzi torów transmisyjnych na dowolne sygnały wejściowe może być przydatna do celów analizy i przewidywania zniekształceń jakim podlegają wąskie impulsy przesyłane w tych torach. Zaletami tej metody są: prostota obliczeń oraz fakt, że kształt odpowiedzi toru zależy praktycznie jedynie od wartości tylko jednego parametru — współczynnika K.

Przedstawione na rys. 4 i 5 rodziny uniwersalnych charakterystyk zniekształceń impulsu prostokątnego oraz impulsu typu $\cos^2(\cdot)$ mogą być wykorzystane przy projektowaniu systemów impulsowych bez automatycznej korekcji zniekształceń. Odpowiednie przykłady zostały zamieszczone w rozdz. 4.

Warto jeszcze zwrócić uwagę na fakt, iż obliczone rodziny charakterystyk można stosować również do oceny zniekształceń impulsów w torach kablowych bardzo małych częstotliwości (dopasowanych falowo), to jest w takich torach i dla takich impulsów, iż można przyjmować, że widmo sygnału jest ograniczone do pasma, w którym parametry jednostkowe L i G są praktycznie równe zeru, a R jest praktycznie niezależna od częstotliwości [7], [6]. W takim bowiem przypadku również obowiązuje podstawowy wzór (30) — por. [7] i [6] pod warunkiem, że we wzorze (31) przyjęto $\Theta = l^2RC/2$.

Autorzy pragną wyrazić podziękowanie Panu Doktorowi Zdzisławowi Perkowskiemu za pomoc i konsultacje udzielone w trakcie realizacji części eksperymentalnej.

LITERATURA

1. P. I. M. Clavier, *Déformation des impulsions en cosinusoide surélevée par transmission sur une paire coaxiale*, C.et T., N° 4, 1954, ss. 351—356.
2. N. S. Nahman, D. R. Holt, *Transient Analysis of Coaxial Cables Using the Skin Effect Approximation* $A+B\sqrt{s}$, IEEE Trans. on Circuit Theory, vol. 19, N° 5, 1972.
3. W. Nowicki, *Podstawy teletransmisji*, t. I, WKiŁ, Warszawa 1971.
4. T. Łapiński, Z. Perkowski, *Nowoczesne kable telekomunikacyjne*, WKiŁ, Warszawa 1969.
5. M. Rydel, J. S. Kunicki, *Interferencja międzysymbolowa w przewodowych systemach impulsowych*, Instytut Telekomunikacji Politechniki Warszawskiej „REFERATY", Warszawa 1977.

6. M. Rydel, *Transmisja sygnałów w torach przewodowych*, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1975.
7. H. Kaden, *Impulse und Schaltvorgänge in der Nachrichtentechnik*, München 1957.
8. F. Donath, P. Vielhauer, *Die Dynamik des Skineffekts*, Nachrichtechnik-Elektronik, 30. (1980), H7, s. 270—273.

M. RYDEL, A. KUNICKI

DISTORTIONS OF PULSES IN WIDE-BAND CABLES

Summary

The paper deals with time response of a cable to a short input pulse. It is shown that with proper assumptions it is possible to evaluate a family of universal characteristics which can be applied to an extent of different cables, both symmetric and coaxial. The scope of applicability of those characteristics is discussed. Families of universal characteristics have been evaluated for rectangular and $\cos^2(\cdot)$ pulses. Experimental results are given.

M. RYDEL, A. KUNICKI

DÉFORMATIONS DES IMPULSIONS DANS LES CIRCUITS MÉTALLIQUES À BANDE LARGE

Résumé

L'article est consacré à la détermination de la réponse du circuit métallique aux impulsions courtes On a montré que, pour certaines données, on peut désigner les familles des caractéristiques universelles de telles réponses. Ces caractéristiques rendent possible la détermination des parcours des impulsions de sortie pour une large gamme de circuits, aussi bien coaxiaux que symétriques. On a discuté l'étendue de l'applicabilité des formules convenables. On a calculé les familles des caractéristiques universelles pour les impulsions rectangulaires et les impulsions du type $\cos^2(\cdot)$. On a aussi cité les exemples de l'utilisation de cas caractéristiques. On y a inclu les résultates de la vérification expérimentale des calculs.

M. RYDEL, A. KUNICKI

VERZERRUNGEN VON IMPULSEN IN ÜBERTRAGUNGSLEITUNGEN

Zusammenfassung

Der Artikel betrifft die Bestimmung der Reaktion einer Leitung auf kurze Impulse. Es wurde nachgewiesen, dass bei gewissen Voraussetzungen Familien von universellen Charakteristiken derartiger Reaktionen bestimmt werden können. Diese Charakteristiken ermöglichen die Bestimmung von Verläufen der Ausgangsimpulse für eine weite Klasse der Leitungen sowohl koaxialer, als auch symmetrischer Leitungen. Es wurden Familien von universellen Charakteristiken für rechteckige und für $\cos^2(\cdot)$-Typ-Impulse berechnet. Beispiele für die Nutzung dieser Charakteristiken und auch Ergebnisse experimenteller Berechnungsverifikation wurden angeführt.

М. РЫДЕЛЬ, А. КУНИЦКИ

ИСКАЖЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ В ШИРОКОПОЛОСНЫХ КАБЕЛЬНЫХ ЦЕПЯХ

Резюме

Труд посвящен определению ответа кабельной цепи на короткие импульсы. Показано, что при некоторых условиях можно определить семейства универсальных характеристик этих ответов.

Эти характеристики дают возможность определения пробега выходных импульсов для широкого класса каналов как коаксиальных так и симметрических. Определены пределы применяемости соответсвующих формул. Вычислено семейсво универсальных характеристк для прямоугольных импульсов и для импульсов типа $\cos^2(\cdot)$, а также представлены примеры использования этих характеристик. Приведены результаты опытной проверки правильности вычислений.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 539—552

621.395.126

Pasmowe tłumienności czwórników i ortotelefoniczna tłumienność odniesienia

ZBIGNIEW KOWALSKI (HABDANK), (WARSZAWA)

Instytut Łączności

Otrzymano 4.9.1980

Po wykazaniu potrzeby udoskonalenia konwencjonalnej tłumienności odniesienia, wprowadzono pojęcie pasmowej tłumienności skrośnej czwórnika jako uogólnienie dotychczas stosowanego klasycznego pojęcia punktowej tłumienności skrośnej czwórnika elektrycznego, charakteryzującej go przy ustalonej częstotliwości. Wykazano, że na podstawie danych tzw. parametrów falowych czwórników (stanowiących ogniwa sieci telefonicznej) istnieje możliwość dokładnego obliczania pasmowych tłumienności skrośnych łańcuchów telefonicznych tworzonych w projektowanej sieci.

1. WPROWADZENIE

Sieci telefoniczne projektowane są powszechnie na podstawie tzw. tłumienności odniesienia, charakteryzującej poszczególne ich ogniwa i tworzone z tych ogniw łańcuchy telefoniczne. Jest to skalarna wielkość, wyznaczana przez ekipę operatorów na podstawie subiektywnych wrażeń równej głośności mowy transmitowanej na przemian przez badany obiekt (łańcuch telefoniczny albo jego ogniwo) i regulowany wzorzec odniesienia (NOSFER). Według badań przeprowadzonych w ostatnich latach okazało się (patrz np.: [2], zalecenie P.76, punkt 1 oraz [3], dokumenty robocze Nr: 58, 63 i 147), że — poza małą dokładnością wyników związaną z subiektywną metodą wyznaczania wartości — tłumienność odniesienia jest wielkością nieaddytywną przy łańcuchowym łączeniu ogniw. Ponieważ projektowanie łańcuchów telefonicznych w sieci odbywa się przy założeniu addytywności, powstaje pytanie: w jaki sposób można by udoskonalić konwencjonalną tłumienność odniesienia, aby umożliwić poprawne projektowanie. Taka udoskonalona skalarna wielkość powinna spełniać następujące postulaty:

1) ścisłej addytywności,
2) funkcyjnej zależności od wielkości mierzalnych metodami obiektywnymi,
3) zgodności (co do zakresu wartości) nowej wielkości z konwencjonalną tłumiennością odniesienia.

Spełnienie postulatu 1) umożliwi jednoznaczne określanie miary łańcucha na podstawie danych miar jego ogniw składowych. Spełnienie postulatu 2) umożliwi dokładne wyznaczanie miary łańcucha i jego ogniw składowych, jednocześnie stwarzając warunki spraw-

dzalności projektów. Natomiast spełnienie postulatu 3) umożliwi zachowanie istniejących norm projektowania w zakresie dotychczas obowiązujących wartości.

W dalszym ciągu artykułu przedstawimy drogę prowadzącą do utworzenia postulowanej wielkości. Weźmiemy przy tym pod uwagę, że każdy rzeczywisty łańcuch telefoniczny można sprowadzić do równoważnego łańcucha czwórników, z których wszystkie pośredniczące są elektrycznymi, zaś skrajne — odpowiednio: akustoelektrycznym oraz elektroakustycznym. Rozważany łańcuch można również sprowadzić do równoważnego czwórnika akustycznego.

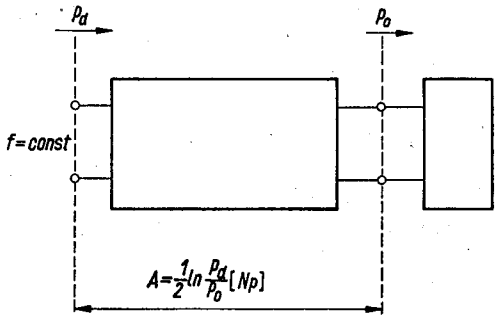
W klasycznej teorii czwórników elektrycznych (patrz np.: [4], rozdz. 3) zdefiniowano całą grupę tłumienności obiektywnie charakteryzujących te czwórniki przy dowolnych ale ustalonych częstotliwościach, przy czym jedna z tych wielkości — tłumienność skrośna — jest ściśle addytywna przy łańcuchowym łączeniu czwórników.

Spełnienie postulatów addytywności i obiektywności można osiągnąć przez utworzenie skalara stanowiącego uogólnienie tłumienności skrośnej w dwóch wymiarach, a mianowicie: z czwórników elektrycznych na inne rodzaje czwórników, występujące w łańcuchu telefonicznym oraz z jednej częstotliwości na całe pasmo częstotliwości telefonicznych. Spełnienie postulatu przybliżonej równości (z dokładnością do rzędu wielkości) wartości: konwencjonalnej tłumienności odniesienia i nowej wielkości można uzyskać przez takie zdefiniowanie wyżej wzmiankowanego skalara, aby zastąpić dotychczas stosowaną subiektywną metodę porównywania badanego obiektu z wzorcem odniesienia — metodą obiektywną.

2. UOGÓLNIENIE KLASYCZNEGO POJĘCIA TŁUMIENNOŚCI SKROŚNEJ

2.1. Punktowa tłumienność skrośna czwórnika

Rozważmy linearny i niezmienniczy[1] czwórnik dowolnego rodzaju (tzn. albo: I — elektryczny, albo II — akustoelektryczny, albo III — elektroakustyczny, albo IV —akustyczny), obciążony właściwym dwójnikiem (tzn. odpowiednio: dla I — elektrycznym, dla II — elektrycznym, dla III — akustycznym, dla IV — akustycznym; też linearnym i niezmienniczym). Dla dowolnej ale ustalonej częstotliwości prądu sinusoidalnie zmiennego nazwijmy punktową tłumiennością skrośną tego obciążonego czwórnika miarę



Rys. 1. Schemat ideowy obciążonego czwórnika i definicji punktowej tłumienności skrośnej

[1] Tzn. o właściwościach transmisyjnych nie ulegających zmianom w czasie.

logarytmiczną[2)] stosunku mocy pozornych P_d — doprowadzanej do czwórnika i P_o — odbieranej przez dwójnik obciążenia (patrz rys. 1).

W zależności od rodzaju rozważanego czwórnika rodzaje mocy występujących na jego wejściu i wyjściu są następujące:

Rodzaj czwórnika	Rodzaj mocy wejściowa P_d	Rodzaj mocy wyjściowa P_o
I — elektryczny	elektryczna	elektryczna
II — akustoelektryczny	akustyczna	elektryczna
III — elektroakustyczny	elektryczna	akustyczna
IV — akustyczny	akustyczna	akustyczna

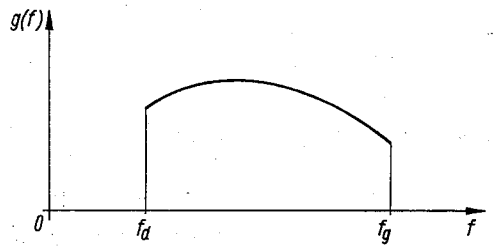
Warto zwrócić uwagę, że odpowiednie moce akustyczne można wyznaczyć w praktyce jako stosunek kwadratu wartości skutecznej ciśnienia akustycznego do modułu impedancji akustycznej przy ustalonej częstotliwości sygnału.

2.2. Pasmowa funkcja gęstości wagi

Niech będzie dane pasmo przesyłowe o częstotliwościach granicznych: dolnej f_d i górnej f_g. Załóżmy, że dla wszystkich częstotliwości f rozważanego pasma jest określona funkcja g gęstości wagi (rys. 2), spełniająca następujące warunki:

$$\bigwedge_{f\in(f_d,f_g)} g(f) > 0, \tag{1}$$

$$\int_{f_d}^{f_g} g(f)\,df = 1. \tag{2}$$



Rys. 2. Przykładowy przebieg funkcji gęstości wagi w pasmie przesyłowym

[2)] Ze względu na prostszą postać wzorów występujących w niniejszym artykule, autor zdecydował się na stosowanie neperów jako miary tłumienności i operowanie logarytmami naturalnymi, mimo iż obecnie zaleca się powszechne stosowanie decybeli zamiast neperów; należy przypomnieć że $1\ [\mathrm{dB}] = \frac{20}{\ln 10}\ [\mathrm{Np}] \cong 0{,}115\ [\mathrm{Np}]$.

2.3. Pasmowa tłumienność skrośna

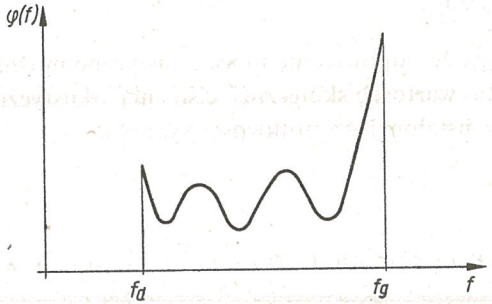
Niech będzie dany obciążony czwórnik dowolnego rodzaju, scharakteryzowany w pkt. 2.1. Załóżmy, że dla każdej częstotliwości

$$f \in [f_d, f_g] \tag{3}$$

jest znana wartość $A < \infty$ punktowej tłumienności skrośnej tego czwórnika. Oznacza to, że istnieje funkcja

$$\varphi: f \to A \tag{4}$$

będąca częstotliwościową charakterystyką tłumienności skrośnej rozważanego czwórnika (rys. 3).



Rys. 3. Przykładowy przebieg częstotliwościowej charakterystyki tłumienności skrośnej czwórnika w pasmie przesyłowym

Pasmową tłumiennością skrośną obciążonego czwórnika nazwijmy skalar

$$\overline{A} = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\varphi(f)\,df \tag{5}$$

stanowiący średnią ważoną w pasmie $[f_d, f_g]$ punktowej tłumienności skrośnej. Należy zwrócić uwagę, że zarówno punktowa jak i pasmowa tłumienność skrośna są wielkościami jednoznacznie określonymi przez właściwości pary elementów, tzn. czwórnika oraz dwójnika obciążającego ten czwórnik.

2.4. Addytywność pasmowej tłumienności skrośnej

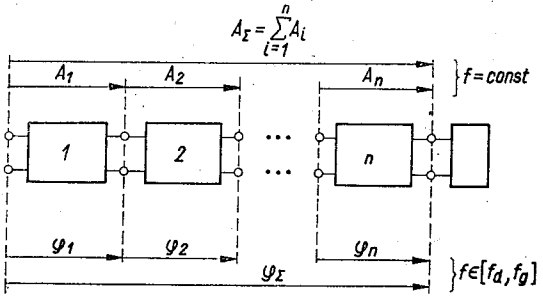
Niech będzie dany, przedstawiony na rys. 4, łańcuch n linearnych i niezmienniczych czwórników dowolnego rodzaju obciążony odpowiednim dwójnikiem o określonych częstotliwościowych charakterystykach tłumienności skrośnej: φ_i, $i = 1, \ldots, n$. Ze względu na to, że przy każdej ustalonej częstotliwości zachodzi addytywność tłumienności skrośnej czwórników połączonych łańcuchowo, częstotliwościowa charakterystyka tłumienności skrośnej łańcucha n czwórników jest określona zależnością

$$\varphi_\Sigma(f) = \sum_{i=1}^{n} \varphi_i(f). \tag{6}$$

Pasmowa tłumienność skrośna rozważanego łańcucha wynosi

$$\bar{A}_\Sigma = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\varphi_\Sigma(f)\,df = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\Big[\sum_{i=1}^{n}\varphi_i(f)\Big]\,df = \sum_{i=1}^{n}\Big[\int_{f_d}^{f_g} g(f)\varphi_i(f)\,df\Big] = \sum_{i=1}^{n}\bar{A}_i, \tag{7}$$

gdzie $\bar{A}_i$ jest pasmową tłumiennością skrośną czwórnika, stanowiącego i-te ogniwo rozważanego łańcucha.



Rys. 4. Schemat ideowy łańcucha czwórników i addytywność ich tłumienności skrośnej

Warto zwrócić uwagę, że warunkiem dostatecznym addytywności pasmowej tłumienności skrośnej czwórników jest ustalenie funkcji g gęstości wagi, bez względu na konkretną postać tej funkcji.

2.5. Ortotelefoniczna tłumienność skrośna czwórnika

Rozważmy obciążony czwórnik (scharakteryzowany w pkt. 2.1) stanowiący ogniwo łańcucha telefonicznego, o danej częstotliwościowej charakterystyce tłumienności skrośnej $\varphi(f)$, określonej w naturalnym pasmie telefonicznym

$$f \in [300, 3400]\,\mathrm{Hz}. \tag{8}$$

Niech będzie dana funkcja g_T gęstości wagi, ustalona optymalnie z punktu widzenia jakości transmisji telefonicznej.

Ortotelefoniczną[3] tłumiennością skrośną obciążonego czwórnika dowolnego rodzaju nazwijmy skalar

$$\bar{A} = \int_{f_d}^{f_g} g_T(f)\varphi(f)\,df, \tag{9}$$

równy jego pasmowej tłumienności skrośnej w zakresie [300, 3400] Hz z wagą optymalną dla telefonii.

[3] Orto — pierwszy człon wyrazów złożonych oznaczający: prosty, prawidłowy, dobry, słuszny.

2.6. Ortotelefoniczne tłumienności skrośne wzorca odniesienia

Podstawowy wzorzec telefonometryczny (NOSFER) może być sprowadzony do łańcucha trzech czwórników: akustoelektrycznego (układ nadawczy NOSFER), elektrycznego oraz elektroakustycznego (układ odbiorczy NOSFER). Przyjmując, że zarówno układ nadawczy, jak i układ odbiorczy wzorca NOSFER wykazują znamionowe (a więc ustalone) właściwości transmisyjne oraz że pracują w znamionowych (a więc ustalonych) warunkach obciążenia, można wyznaczyć stałe, jednoznacznie charakterystyzujące ortotelefoniczne tłumienności skrośne rozważanych układów. Dla układu nadawczego NOSFER (tzn. dla akustoelektrycznego czwórnika odniesienia) ta stała wynosi

$$C_N = \int_{f_d}^{f_g} g_T(f)\varphi_{WN}(f)\,df, \tag{10}$$

gdzie $\varphi_{WN}(f)$ jest częstotliwościową charakterystyką tłumienności skrośnej rozważanego układu wzorcowego.

Dla układu odbiorczego NOSFER (tzn. dla elektroakustycznego czwórnika odniesienia) ta stała wynosi

$$C_0 = \int_{f_d}^{f_g} g_T(f)\varphi_{WO}(f)\,df, \tag{11}$$

gdzie $\varphi_{WO}(f)$ jest częstotliwościową charakterystyką tłumienności skrośnej rozważanego układu wzorcowego.

Oczywiście zakres całkowania we wzorach (10) i (11) jest określony wzorem (8).

2.7. Ortotelefoniczna tłumienność skrośna odniesienia czwórnika dowolnego rodzaju

Zasada wyznaczania wartości konwencjonalnej tłumienności odniesienia polega na uzyskaniu wrażenia jednakowej głośności dźwięków transmitowanych na przemian przez obiekt badany i wzorzec telefonometryczny; uzyskuje się to przez odpowiednie ustawienie wartości tłumienności części elektrycznej wzorca (względem jej wartości zerowej). Analogicznie do takiej zasady przeprowadzania subiektywnego porównania badanego obiektu z wzorcem przyjmijmy zasadę porównania obiektywnego, polegającą na wyznaczeniu różnicy ortotelefonicznych tłumienności skrośnych badanego czwórnika oraz czwórnika wzorcowego tego samego rodzaju przy „zerowym" ustawieniu regulatora wzorca NOSFER.

Ortotelefoniczną tłumiennością skrośną odniesienia czwórnika dowolnego rodzaju nazwijmy różnicę

$$\mathring{A} = \bar{A} - C, \tag{12}$$

gdzie $\bar{A}$ jest wielkością określoną wzorem (9), jednoznacznie charakteryzującą rozważany czwórnik przy danym obciążeniu, zaś C jest stałą zależną od rodzaju badanego czwórnika. Dla czwórników elektrycznych wartość tej stałej wynosi zero, zaś dla czwórników innych rodzajów jej wartość jest wyznaczona na podstawie wzorów (10) i (11).

Należy zwrócić uwagę, że ze względu na addytywność wielkości $\bar{A}$ ortotelefoniczna tłumienność skrośna odniesienia $\mathring{A}$ jest również wielkością addytywną przy łańcuchowym łączeniu czwórników, a więc spełnia wszystkie postulaty stawiane przy tworzeniu nowej wielkości.

3. NIEKTÓRE ZAGADNIENIA WYZNACZANIA PASMOWEJ TŁUMIENNOŚCI SKROŚNEJ

Przy projektowaniu sieci telefonicznych zachodzi potrzeba obliczania tłumienności skrośnej ogniw tych sieci w naturalnym pasmie telefonicznym. Tłumienność skrośna czwórnika zależy nie tylko od charakteryzujących go jednoznacznie tzw. parametrów falowych, lecz również od impedancji dwójnika obciążenia. Dlatego w dalszej części artykułu przedstawimy niektóre zagadnienia wyznaczania ortotelefonicznej tłumienności skrośnej ogniw sieci. Między innymi wykażemy, że przy dostatecznie dobrym wzajemnym dopasowaniu impedancyjnym poszczególnych ogniw składowych łańcuchów telefonicznych zachodzi praktyczna równość wartości pasmowych tłumienności: skrośnej i falowej. Podamy również zarys rozważań w przypadku losowego niedopasowania impedancyjnego obciążeń czwórników stanowiących ogniwa sieci.

3.1. Pasmowa tłumienność falowa

Rozważmy obciążony czwórnik dowolnego rodzaju, scharakteryzowany w pkt. 2.1, zakładając przy tym, że w całym pasmie przesyłowym impedancja obciążenia jest równa impedancji falowej tegoż czwórnika. W tym szczególnym przypadku przy każdej ustalonej częstotliwości punktowa tłumienność skrośna rozważanego czwórnika jest równa jego tłumienności falowej.

Załóżmy, że dla każdej częstotliwości

$$f \in [f_d, f_g] \tag{13}$$

jest znana wartość $A_o < \infty$ punktowej tłumienności falowej tego czwórnika, tzn. istnieje funkcja

$$\varphi_o : f \to A_o, \tag{14}$$

będąca częstotliwościową charakterystyką tłumienności falowej rozważanego czwórnika. Pasmową tłumiennością falową czwórnika nazwijmy skalar

$$\bar{A}_o = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\varphi_o(f)df, \tag{15}$$

stanowiący średnią ważoną w pasmie $[f_d, f_g]$ punktowej tłumienności falowej.

Należy zwrócić uwagę, że zarówno punktowa jak i pasmowa tłumienność falowa są wielkościami jednoznacznie określonymi przez właściwości rozważanego czwórnika.

3.2. Związek między pasmowymi tłumiennościami: skrośną i falową

Przy każdej ustalonej częstotliwości punktową tłumienność skrośną obciążonego czwórnika można wyrazić w postaci sumy

$$A = A_o + \Delta, \tag{16}$$

gdzie

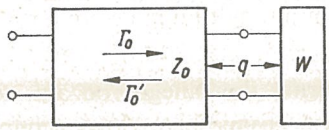
$$\Delta = \frac{1}{2}\ln\frac{|1-q^2 e^{-2(\Gamma_o+\Gamma_o')}|}{|1-q^2|} \text{ [Np]} \tag{17}$$

jest przyrostem tłumienności skrośnej względem falowej na skutek impedancyjnego niedopasowania obciążenia czwórnika.

W powyższym wzorze Γ_o oraz Γ_o' oznaczają odpowiednio pierwotną oraz wtórną tamowność falową rozważanego czwórnika (patrz rys. 5), natomiast

$$q = \frac{W-Z_o}{W+Z_o} \tag{18}$$

jest współczynnikiem niedopasowania między impedancją wejściową W dwójnika obciążenia a impedancją falową wtórną Z_o tegoż czwórnika.



Rys. 5. Schemat ideowy obciążonego czwrónika; jego tamowności — pierwotna Γ i wtórna Γ' oraz współczynnik q niedopasowania impedancji obciążenia

Załóżmy, że dla każdej częstotliwości $f \in [f_d, f_g]$ jest znana wartość wielkości Δ określonej wzorem (17), a więc istnieje funkcja

$$\Psi: f \to \Delta, \tag{19}$$

będąca częstotliwościową charakterystyką przyrostu tłumienności skrośnej względem falowej na skutek impedancyjnego niedopasowania obciążenia czwórnika. Jeżeli pasmowym przyrostem tłumienności skrośnej względem falowej rozważanego czwórnika obciążonego nazwiemy skalar

$$\bar{\Delta} = \int_{f_d}^{f_g} g(t)\Psi(t)\,df, \tag{20}$$

to wówczas pasmową tłumienność skrośną tego czwórnika można wyrazić w postaci sumy

$$\bar{A} = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\varphi(f)\,df = \int_{f_d}^{f_g} g(f)\,[\varphi_o(f)+\Psi(f)]\,df = \bar{A}_o + \bar{\Delta}. \tag{21}$$

3.3. Warunek praktycznej równości pasmowych tłumienności skrośnej i falowej

Przy każdej ustalonej częstotliwości można określić tłumienność niedopasowania impedancyjnego obciążenia czwórnika

$$A_w = \ln\left|\frac{1}{q}\right| = \ln\left|\frac{W+Z_o}{W-Z_o}\right| \text{ [Np]}. \tag{22}$$

Uwzględniając, że tamowność falowa rozważanego czwórnika (patrz rys. 5) wynosi

$$\Gamma_o+\Gamma'_o = (A_o+A'_o)+j(B_o+B'_o), \tag{23}$$

gdzie A_o oraz A'_o są (odpowiednio) pierwotną oraz wtórną tłumiennością falową, zaś B_o oraz B'_o — pierwotną oraz wtórną przesuwnością falową, można wyznaczyć zakres zmienności wielkości określonej wzorem (17). Mianowicie przy danych wartościach $A_w > 0$ i $(A_o+A'_o) \geqslant 0$ zachodzi

$$|\Delta| \leqslant \frac{1}{2}\ln\frac{1+e^{-2A_w}e^{-2(A_o+A'_o)}}{1-e^{-2A_w}} \leqslant \frac{1}{2}\ln\frac{1+e^{-2A_w}}{1-e^{-2A_w}} = \frac{1}{2}\ln\operatorname{ctgh} A_w. \tag{24}$$

Stawiając wymaganie, aby

$$|\Delta| \leqslant \varepsilon, \tag{25}$$

gdzie ε jest dodatnią stałą o wartości dostatecznie bliskiej zeru, otrzymamy warunek na minimalną wartość tłumienności niedopasowania

$$A_w \geqslant \operatorname{arctgh} e^{2\varepsilon} = \frac{1}{2}\ln\frac{1+e^{-2\varepsilon}}{1-e^{-2\varepsilon}} = \frac{1}{2}\ln\operatorname{ctgh}\varepsilon. \tag{26}$$

Przyjmijmy obecnie, że warunek (26) jest spełniony dla każdej częstotliwości w pasmie przesyłowym; wówczas zachodzi związek

$$\bigwedge_{f\in[f_d,f_g]} |\Psi(f)| \leqslant \varepsilon, \tag{27}$$

a wtedy górna granica modułu wielkości $\bar{\Delta}$ określonej wzorem (20) wynosi

$$|\bar{\Delta}| \leqslant \left|\int_{f_d}^{f_g} g(f)\Psi(f)\,df\right| \leqslant \int_{f_d}^{f_g} g(f)|\Psi(f)|\,df \leqslant \varepsilon. \tag{28}$$

Oznacza to, że w tym przypadku zachodzi

$$|A-\bar{A}_o| \leqslant \varepsilon, \tag{29}$$

a więc praktyczna równość wartości pasmowych tłumienności: skrośnej i falowej rozważanego czwórnika z górnym kresem błędu równym ε

$$\bar{A} \cong \bar{A}_o. \tag{30}$$

Warto dodać uwagę praktyczną, że przy założeniu wartości górnego kresu błędu $\varepsilon = 0{,}1$ dB, wymagana wartość tłumienności A_w niedopasowania obciążenia czwórnika

w całym pasmie nie powinna być mniejsza od 20 dB. Takie właśnie wymaganie jest stawiane środkowym ogniwom sieci telefonicznej (a więc jak dotychczas dotyczy ono tylko tzw. sieci łączy międzymiastowych).

3.4. Wyznaczanie pasmowej tłumienności skrośnej czwórnika w warunkach losowego niedopasowania

W rzeczywistej sieci telefonicznej każde z jej ogniw wchodzi w skład przypadkowo tworzonych łańcuchów telefonicznych; oznacza to, że obciążenie każdego czwórnika jest losowe. Gdy warunek (28) nie jest spełniony, nie ma podstaw do przyjęcia, że pasmowa tłumienność skrośna ustalonego czwórnika jest w praktyce równa jego pasmowej tłumienności falowej. W tym przypadku (podtrzymując przyjęte w pkt. 2.1 założenie o niezmienności w czasie właściwości transmisyjnych ogniw sieci) pasmowa tłumienność skrośna każdego ustalonego czwórnika jest zmienną losową $\overline{\mathbf{A}}$.

Rozkład tej zmiennej można w pierwszym przybliżeniu scharakteryzować wartością oczekiwaną

$$E\{\overline{\mathbf{A}}\} = \overline{A}_o + E\{\overline{\mathbf{\Delta}}\} \tag{31}$$

oraz współczynnikiem zmienności

$$v\{\overline{\mathbf{A}}\} = \frac{D\{\overline{A}\}}{E\{\overline{\mathbf{A}}\}} = \frac{D\{\overline{A}\}}{\overline{A}_o + E\{\overline{\mathbf{\Delta}}\}}, \tag{32}$$

gdzie $D\{\cdot\}$ jest symbolem odchylenia standardowego odpowiedniej zmiennej losowej.

Dokładne wyznaczenie wartości parametrów $E\{\overline{\mathbf{A}}\}$ i $v\{\overline{\mathbf{A}}\}$ wymaga znajomości funkcji gęstości rozkładu prawdopodobieństwa funkcji losowej $\mathbf{W}(f)$ impedancji obciążającej rozważany czwórnik. Ze względu na to, że w praktyce taka informacja zazwyczaj jest nieosiągalna, można stosować następującą przybliżoną metodę szacowania wartości parametrów $E\{\overline{\mathbf{A}}\}$ i $v\{\overline{\mathbf{A}}\}$ na podstawie znanych wartości parametrów rozkładu zespolonej funkcji losowej $\mathbf{W}(f) = \mathbf{R}(f) + j\mathbf{X}(f)$, a mianowicie wartości oczekiwanej

$$E\{\mathbf{W}(f)\} = E\{\mathbf{R}(f)\} + jE\{\mathbf{X}(f)\} = \eta_R(f) + j\eta_X(f) = \eta(f) \tag{33}$$

oraz wariancji

$$D^2\{\mathbf{W}(f)\} = D^2\{\mathbf{R}(f)\} + D^2\{\mathbf{X}(f)\} = \sigma_R^2(f) + \sigma_X^2(f). \tag{34}$$

Wartość oczekiwana zmiennej losowej $\overline{\mathbf{\Delta}}$ wynosi

$$E\{\overline{\mathbf{\Delta}}\} = \int_{f_a}^{f_g} g(f) E\{\mathbf{\Psi}(f)\} df, \tag{35}$$

natomiast odchylenie standardowe tej zmiennej losowej jest równe

$$D\{\overline{\mathbf{\Delta}}\} = \sqrt{E\{\overline{\mathbf{\Delta}}^2\} - E^2\{\overline{\mathbf{\Delta}}\}}, \tag{36}$$

gdzie

$$E\{\bar{\Delta}^2\} = \int_{f_d}^{f_g} g(f) E\{\Psi^2(f)\} df \tag{37}$$

jest drugiego rzędu momentem zwyczajnym zmiennej losowej $\bar{\Delta}$.

Ponieważ przy każdej ustalonej częstotliwości f wielkość $\Psi(f)$ jest funkcją gładką impedancji $W(f)$ obciążenia rozważanego czwórnika, więc zachodzą przybliżone[4] związki (patrz np. [5] rozdz. 7.3)

$$E\{\Psi(f)\} \approx \Psi_o(f) + \frac{1}{2}[\Psi_{RR}(f)\sigma_R^2(f) + \Psi_{XX}(f)\sigma_X^2(f)] \tag{38}$$

oraz

$$E\{\Psi^2(f)\} \approx \Psi_o^2(f) + [\Psi_R^2(f) + \Psi_o(f)\Psi_{RR}(f)]\sigma_R^2(f) + [\Psi_X^2(f) + \Psi_o(f)\Psi_{XX}(f)]\sigma_X^2(f), \tag{39}$$

gdzie:

$$\Psi_o(f) = \Psi(W(f))|_{W(f)=\eta(f)} \equiv \Psi(f|\eta), \tag{40}$$

$$\Psi_R(f) = \frac{\partial}{\partial R(f)} \Psi(f|\eta), \tag{41}*$$

$$\Psi_X(f) = \frac{\partial}{\partial X(f)} \Psi(f|\eta), \tag{42}*$$

$$\Psi_{RR}(f) = \frac{\partial}{\partial R(f)} \left[\frac{\partial}{\partial R(f)} \Psi(f|\eta)\right], \tag{43}*$$

$$\Psi_{XX}(f) = \frac{\partial}{\partial X(f)} \left[\frac{\partial}{\partial X(f)} \Psi(f|\eta)\right]. \tag{44}*$$

W przypadku gdy jest spełniony warunek

$$v\{\bar{\mathbf{A}}\} \ll 1, \tag{45}$$

tzn. gdy w praktyce wartość współczynnika zmienności v wynosi kilka procent, można przyjmować praktyczną niezmienność pasmowej tłumienności skrośnej rozważanego czwórnika, a więc w praktyce o stałej wartości równej (porównaj wzór (31))

$$\bar{A} \cong \bar{A}_o + E\{\bar{\Delta}\}. \tag{46}$$

4. ZAKOŃCZENIE

W wyniku rozważań związanych z aktualnie występującymi potrzebami dokładniejszego (a zatem i ekonomiczniejszego) projektowania łańcuchów telefonicznych przy rozbudowie istniejącej sieci, wykazaliśmy możliwość zastąpienia dotychczas powszechnie

[4] Błąd tego przybliżenia jest tym mniejszy, im mniejszy jest współczynnik zmienności impedancji $W(f)$ losowego obciążenia czwórnika (patrz np. [1], rozdz. 2.4.4).

* Warto zwrócić uwagę, że we wszystkich powyższych wzorach wartości pochodnych cząstkowych są wyznaczane w punkcie $W(f) = \eta(f)$.

stosowanej wielkości zwanej tłumiennością odniesienia przez grupę nowych wielkości, nazwanych tłumiennościami ortotelefonicznymi. Wielkości te są szczególnym przypadkiem tłumienności pasmowych, stanowiących uogólnienie klasycznych pojęć tłumienności punktowych, charakteryzujących czwórniki elektryczne przy ustalonych częstotliwościach.

Ze względu na potrzeby projektowania łańcuchów telefonicznych, w artykule ograniczyliśmy się tylko do dwóch rodzajów tłumienności, a mianowicie skrośnej i falowej. Oczywiście można określić również inne rodzaje tłumienności pasmowych, przede wszystkim skuteczną i jej szczególną postać zwaną wynikową, która jest szczególnie ważna przy rutynowych pomiarach łączy w sieci telefonicznej. Zdefiniowanie całej grupy tłumienności pasmowych umożliwi dokonywanie obliczeń wartości tych wielkości na podstawie danych tzw. parametrów falowych poszczególnych ogniw projektowanej sieci, stwarzając warunki konieczne sprawdzalności projektów (nie istniejące przy posługiwaniu się konwencjonalną tłumiennością odniesienia w fazie projektowania sieci).

Tłumienność pasmowa została zdefiniowana za pomocą wyrażenia całkowego, precyzyjnie określonego matematycznie, jednak niejasnego metrologicznie. Aby tę niejasność usunąć, trzeba odpowiedzieć na pytanie: w jaki sposób można wyznaczyć wartość tłumienności pasmowej czwórnika na podstawie danych wartości tłumienności punktowych tego samego rodzaju i jaka jest dokładność takiego oszacowania. To jest pierwszy problem, którego rozwiązanie umożliwi zastosowanie w praktyce tłumienności pasmowych wyznaczanych na podstawie dotychczas uzyskiwanych punktowych danych pomiarowych.

W przedstawionych wyżej wywodach przyjęto, że właściwości transmisyjne rozważanych czwórników nie ulegają zmianom w czasie; pasmowe tłumienności takich czwórników były więc z założenia niezmiennicze. Jednakże z doświadczenia wiadomo, że założenie to w praktyce nie jest spełnione. Powstaje więc drugi problem: w jaki sposób scharakteryzować pasmowe tłumienności czwórników, których właściwości transmisyjne ulegają losowym zmianom, a także w jaki sposób uzyskać oszacowania takich charakterystyk, przede wszystkim na podstawie dyskretnych (w czasie) danych pomiarowych.

Tłumienność ortotelefoniczna została zdefiniowana jako tłumienność pasmowa w naturalnym pasmie telefonicznym z wagą optymalną z punktu widzenia jakości transmisji telefonicznej. Praktyczne zastosowanie tłumienności ortotelefonicznej jest jednak możliwe dopiero po ustaleniu konkretnej postaci funkcji gęstości tej wagi. Wyznaczenie takiej optymalnej funkcji gęstości wagi jest następnym problemem do rozwiązania.

Wyniki prób rozwiązania powyższych problemów autor ma zamiar przedstawić w następnych artykułach.

LITERATURA

1. J.R. Benjamin, C.A. Cornell, *Rachunek prawdopodobieństwa, statystyka matematyczna i teoria decyzji dla inżynierów*, WNT, Warszawa 1977.
2. CCITT, Orange Book, Vol. V, *Telephone Transmission Quality*, (Plenary Assembly of Geneva — 1976), ITU, 1977.
3. CCITT, Study Group XII, *Contributions of Period 1977÷1980*.
4. W. Nowicki, *Podstawy teletransmisji*, WKiŁ, Warszawa 1971.
5. A. Papoulis, *Prawdopodobieństwo, zmienne losowe i procesy stochastyczne*, WNT, Warszawa 1972.

Z. KOWALSKI (HABDANK)

BAND LOSSES IN TWO-PORTS AND ORTHOTELEPHONIC REFERENCE EQUIVALENT

Summary

Having shown the need for improving the conventional reference equivalent, the author introduces the concept of band transfer loss in two-ports as a generalization of the classical concept of point transfer loss in two-ports, used so far, the loss being a characteristic of the two-port at some definite frequency. The author shows that on the basis of what is referred to as image parameters of two-ports (being elements of a telephone network) it is possible to calculate precisely band transfer losses in telephone trains made in the network being designed.

Z. KOWASLKI (HABDANK)

AFFAIBLISSEMENTS DE BANDE DES QUADRIPÔLES ET ÉQUIVALENT DE RÉFÉRENCE ORTHOTELEPHONIQUE

Résumé

Ayant démontré la nécessité de perfectionner l'équivalent de référence traditionnel, on a introduit la notion de l'affaiblissement de bande traversant du quadripôle, comme généralisation de la notion classique, jusqu'alors en vogue, de l'affaiblissement traversant ponctuel du quadripôle électrique, qui le caractérise pour une fréquence fixée. On a montré que, à partir des données nommées paramètres d'ondes des quadripôles (constituant les mailles du réseau téléphonique), il est possible de calculer avec précision les affaiblissements de bande traversants des chanes téléphoniques du réseau projeté.

Z. KOWALSKI (HABDANK)

BANDDÄMPFUNG VON VIERPOLEN UND ORTOTELEPHONISCHE REFERENZDÄMPFUNG

Zusammenfassung

Nachdem die Notwendigkeit nachgewiesen worden ist, daß die herkömmliche Referenzdämpfung einer Vervollkommung bedarf, wird der Begriff der Bandquerdämpfung von Vierpolen eingeführt als Verallgemeinung des bis dahin gebräuchlichen klassischen Ausdrucks der Punktquerdämpfung eines elektrischen Vierpols, die ihn bei bestimmter Frequenz charakterisiert. Im weiteren wurde nachgewiesen, daß aufgrund von Daten, der sog. Wellenparameter des Vierpols (die Glieder eines Telefonnetzes sind), die Möglichkeit besteht, die Bandquerdämpfungen der im projektierten Netz gebildeten Telefonketten genau zu berechnen.

З. КОВАЛЬСКИ (ХАБДАНК)

ПОЛОСОВОЕ ЗАТУХАНИЕ В ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКАХ И ОРТОТЕЛЕФОНИЧЕСКОЕ ЗАТУХАНИЕ ОТНЕСЕНИЯ

Резюме

После доказательства необходимости усовершенствования понятия конвенционального затухания отнесения, введено понятие полосового сквозного затухания четырехполюсника, являющееся обобщением применяемого до сих пор классического понятия точечного сквозного зату-

хания электрического четырехполюсника. Показано, что на основании так называемых волновых параметров четырехполюсников (являющихся звеньями телефонной сети) имеется возможность точного вычисления полосового сквозного затухания телефонных цепей образуемых в проектиру емой сети.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 553—557

621.395.74

A Note on the Traffic Overflowing a Tandem Link

MICHAŁ PIÓRO (WARSZAWA)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Warszawskiej

The paper received 10.6.1980

In this paper we determine the traffic overflowing a tandem link which is offered smoothed traffic. This problem is important for point-to-point loss calculations in circuit-switched communication networks.

1. THE PROBLEM

Let us consider two trunk groups (links) A, B in tandem (cf. fig. 1.). The number of circuits in links A and B is $L+N$ and L respectively. Link A is offered Poisson traffic a.

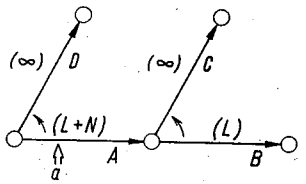


Fig. 1. The considered system

The traffic overflowing link A is offered to the infinite group D while the traffic carried from A is offered to B. Finally the traffic overflowing B is offered to the infinite group C. It is assumed that all the trunk groups are fullavailable and that A, B, C, D are not offered any other traffic parcels except these mentioned above.

In this paper we shall deal with the problem of determining the traffic overflowing link B, i.e. the traffic carried on link C. This problem is important for two-parameters iterative methods for computing point-to-point loss probabilities in circuit-switched communication networks. In particular the knowledge of the variance of the traffic overflowing link B is desirable (cf. [2, 3]). As far as the author knows the solution to this problem was unknown.

2. THE SOLUTION

The loss system depicted in fig. 2. will serve as the model for determining the traffic carried on link C.

The system is offered Poisson stream of calls with intensity λ. A call is accepted if there is at least one idle server in group A (servers correspond to circuits in trunk groups and are represented by circles). An accepted call seizes two servers: one in group A and

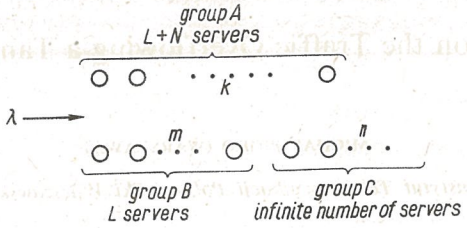


Fig. 2. The model of the considered system

one in group B if there is an idle server in B. If all servers in B are occupied the accepted call seizes one server in A and one server in group C. The service time for all calls is negative-exponentially distributed, $1/\mu$ being the mean service time.

Let k, m and n denote the number of occupied servers in groups A, B and C respectively. A triple (k, m, n) will be referred to as a *state*. The set S of all *permissible* states in clearly

$$S = \{(k, m, n): 0 \leqslant k \leqslant L+N \,\&\, 0 \leqslant m \leqslant L \,\&\, n \geqslant 0 \,\&\, m+n = k\}.$$

Let $P(k, m, n)$ be the equilibrium probability of k, m and n simultaneously occupied servers in groups A, B and C respectively. We assume that the distribution $P(k, m, n)$ exists and is unique. For further consideration it will be convenient to put $P(k, m, n) = 0$ for $(k, m, n) \notin S$.

Let us define the following subsets of S:

$$S_1 = \{(k, m, n) \in S: k < L+N \,\&\, m < L\} \setminus \{(0, 0, 0)\},$$
$$S_2 = \{(k, m, n) \in S: k < L+N \,\&\, m = L\},$$
$$S_3 = \{(k, m, n) \in S: k = L+N \,\&\, m < L\},$$
$$S_4 = \{(L+N, L, N)\}.$$

Fig. 3. depicts the projection of S and its subsets on the (m, n) plane.

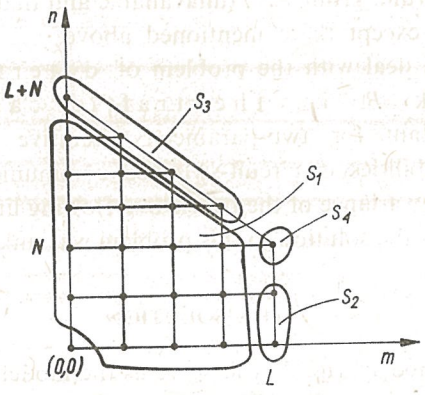


Fig. 3. The projection of S and its subsets

The probability distribution $P(k, m, n)$ is uniquely determined by the following set of equations E1:

$$\left.\begin{aligned}
&P(k,m,n)(\lambda+k\mu) = P(k-1,m-1,n)\lambda+\\
&+P(k+1,m+1,n)(m+1)\mu+P(k+1,m,n+1)(n+1)\mu,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in S_1,\\
&P(k,m,n)(\lambda+k\mu) = P(k-1,m-1,n)\lambda+P(k-1,m,n-1)\lambda+\\
&+P(k+1,m,n+1)(n+1)\mu,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in S_2,\\
&P(k,m,n)k\mu = P(k-1,m-1,n)\lambda,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in S_3,\\
&P(k,m,n)k\mu = P(k-1,m-1,n)\lambda+P(k-1,m,n-1)\lambda,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in S_4,\\
&\sum\{P(k,m,n):(k,m,n)\in S\} = 1.
\end{aligned}\right\} \quad \text{E1}$$

Now let $\overline{S} = \{(k, m, n) \in S : n > N\}$ and let us consider the subset E2 of E1 for all $(k, m, n) \in \overline{S}$. Observing that $\overline{S}\cap S_2 = \overline{S}\cap S_4 = \phi$, $\overline{S}\cap S_3 = S_3$ and $\overline{S}_1 = \overline{S}\cap S_1 = \phi$ we arrive at

$$\left.\begin{aligned}
&P(k,m,n)(\lambda+k\mu) = P(k-1,m-1,n)\lambda+\\
&+P(k+1,m+1,n)(m+1)\mu+P(k+1,m,n+1)(n+1)\mu,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in \overline{S}_1,\\
&P(k,m,n)k\mu = P(k-1,m-1,n)\lambda,\\
&\qquad\qquad (k,m,n)\in S_3.
\end{aligned}\right\} \quad \text{E2}$$

E2 is a set of $|\overline{S}|$ homogeneous equations with $|\overline{S}|$ unknowns ($|\cdot|$ denotes the cardinality). Hence $P(k, m, n) = 0$ for $(k, m, n) \in \overline{S}$ since we assumed that E1 has a unique solution.

It follows that

$$S_o = \{(k,m,n): 0 \leqslant m \leqslant L \,\&\, 0 \leqslant n \leqslant N \,\&\, k = n+m\}$$

is the set of all *feasible* states and the probability distribution $P(k, m, n)$, $(k, m, n) \in S_o$ is uniquely determined by the following set E3 of equations:

$$\left.\begin{aligned}
&P(k,m,n)[\lambda+(m+n)\mu] = P(k-1,m-1,n)\lambda+\\
&+P(k+1,m+1,n)(m+1)\mu+P(k+1,m,n+1)(n+1)\mu,\\
&\qquad 0 \leqslant m < L \,\&\, 0 \leqslant n \leqslant N \,\&\, (m,n) \neq (0,0),\\
&P(k,m,n)(m+n)\mu = P(k-1,m-1,n)\lambda+\\
&+P(k-1,m,n-1)\lambda+P(k+1,m,n+1)(n+1)\mu,\\
&\qquad m = L \,\&\, 0 \leqslant n < N,\\
&P(L+N,L,N)(L+N)\mu = P(L+N-1,L-1,N)\lambda+\\
&+P(L+N-1,L,N-1)\lambda,\\
&\sum\{P(k,m,n):(k,m,n)\in S_o\} = 1.
\end{aligned}\right\} \quad \text{E3}$$

Finally let us consider the probability distribution $P(m, n)$, $P(m, n)$ being the equilibrium probability of m and n simultaneously occupied servers in groups B and C respec-

tively. Here the set S' of all feasible states is clearly

$$S' = \{(m, n) : 0 \leqslant m \leqslant L \,\&\, 0 \leqslant n \leqslant N\}$$

and since $S_o = \{(m+n, m, n) : (m, n) \in S'\}$ the following formula holds

$$P(m, n) = P(m+n, m, n), \; (m, n) \in S'.$$

Let E4 be the set of equations obtained from E3 by the substitution of $P(k, m, n)$ by $P(m, n)$. E4 uniquely determines the probability distribution $P(m, n)$, $(m, n) \in S'$.

It is easily seen that E4 is identical with the set of equations for the Brockmeyer's system $\mathscr{B}(L, N)$ where L and N are the cardinalities of the primary and the secondary group respectively (cf. [1], eqs. (1), (2), (3)).

3. CONCLUSIONS

We have shown in the previous section that the joint probability distribution $P(m, n)$ of m and n calls in progress in links B and C respectively is identical with that of the Brockmeyer's system $\mathscr{B}(L, N)$ offered Poisson traffic a with mean value $\bar{a} = \lambda/\mu$. This observation makes it possible to derive the formulae for the mean α and the variance φ of the traffic overflowing link B (cf. [4]):

$$\alpha = \bar{a}\big(E_L(\bar{a}) - E_{L+N}(\bar{a})\big),$$

$$\varphi = \bar{a}\left(\frac{\alpha}{L+1-\bar{a}\big(1-E_L(\bar{a})\big)} - NE_{L+N}(\bar{a})\right) + \alpha - \alpha^2$$

(E. $(\cdot)$ denotes the first Erlang's formula).

It is also possible to give the formulae for time congestion E and call congestion B for link B:

$$E = E_L(\bar{a}),$$

$$B = \frac{E_L(\bar{a}) - E_{L+N}(\bar{a})}{1 - E_{L+N}(\bar{a})}.$$

The formula for the variance φ, though derived by simple consideration, seems to be new (cf. [2]). The estimation of φ is important for point-to-point loss calculations in circuit-switched communication networks [2, 3]. The approximative estimations were applied up to now.

REFERENCES

1. E. Brockmeyer, *The Simple Overflow Problem in the Theory of Telephone Traffic* [in Danish], Teleteknik 5 (1954), 4, pp. 361—374.
2. P. J. Deschamps, *Analytic Approximation of Blocking Probabilities in Circuit Switched Communication Networks*, IEEE Transactions on Communications, vol. com-27, No. 3, 1979, pp. 603—606.
3. S. Katz, *Statistical Performance Analysis of a Switched Communications Network*, 5th International Teletraffic Congress, 1967, pp. 566—575.
4. B. Wallström, *Congestion Studies in Telephone Systems with Overflow Facilities*, Ericsson Technics, No. 3, 1966, pp. 190—351.

M. PIÓRO

UWAGA O RUCHU PRZELEWANYM Z WIĄZKI TANDEMOWEJ

Streszczenie

Praca poświęcona jest wyznaczaniu ruchu przelewanego z wiązki tandemowej, na którą podawany jest ruch wygładzony. Problem ten jest ważny przy obliczaniu strat w relacjach sieci telekomunikacyjnych z komutacją kanałów.

M. PIÓRO

REMARQUE SUR LE TRAFIC DÉBORDANT DU FAISCEAU DE TANDEM

Résumé

L'article a pour but de déterminer le trafic débordant du faisceau de tandem, soumis à l'action du trafic lissé. Ce problème est important pour calculer les pertes dans les relations du réseau de télécommunication à commutation des canaux.

M. PIÓRO

BEMERKUNGEN ZUR UMFÜLLBEWEGUNG AUS DEM TANDEMBÜNDEL

Zusammenfassung

Die Bearbeitung behandelt die Bestimmung der Umfüllbewegung aus dem Tandembündel, worauf die Glättungsbewegung dirigiert wird. Diseses Problem ist für die Verlustberechnung bei Relationen des Telekommunikationsnetzes mit Kanalkommutation wichtig.

М. ПЮРО

ЗАМЕТКА О ПЕРЕЛИВНОМ ДВИЖЕНИИ ТАНДЕМНОГО ПУЧКА

Резюме

Определяется переливное движение из тандемного пучка питаемого сглаженным движением. Эта проблема важна при расчетах потерь в телекоммуникационных сетях с коммутацией каналов.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 559—570

621.395.127:621.394.3

Wyznaczanie wielomianowej postaci funkcji przełączających

MARIAN ŻENKIEWICZ (TORUŃ)

Ośrodek Badawczo-Rozwojowy Maszyn i Urządzeń Chemicznych „Metalchem"

Otrzymano 26.6.1980

W pracy przedstawiono nową metodę syntezy funkcji przełączających (boolowskich, dwuwartościowych). W procesie definiowania i dowodzenia tej metody wykorzystano pewne elementy teorii ciała i teorii równań liniowych. Uzyskana w procesie syntezy funkcja przełączająca ma postać wielomianu pierwszego stopnia. Realizacja układu przełączającego dokonywana jest za pomocą elementów typu „iloczyn" i „suma modulo 2". Wskazano na możliwość zastosowania maszyn cyfrowych w procesie syntezy funkcji (układu).

1. WSTĘP

Szybki rozwój elektronicznych struktur monolitycznych, coraz bardziej skomplikowane zadania w dziedzinie konstrukcji i budowy maszyn cyfrowych, przetwarzanie i przesyłanie informacji oraz potrzeby sterowania i regulacji złożonych układów wielofunkcyjnych inspirują do dalszego doskonalenia metod projektowania układów logicznych (przełączających). Aczkolwiek w wielu przypadkach potrzebne są układy sekwencyjne lub wyspecjalizowane moduły (sumatory, rejestry, dekodery, przerzutniki), to jednak równolegle wymagane są rozległe i często nietypowe kombinacyjne układy logiczne (*KUL*). Zalety struktur monolitycznych skłaniają do budowy *KUL* w oparciu o uniwersalne moduły logiczne (*UML*), których cena uzależniona jest głównie od liczby wejść i wyjść a w znacznie mniejszym stopniu od ich konfiguracji wewnętrznej. W tym celu korzystne jest przedstawianie funkcji przełączających boolowskich w postaci wielomianów Żegałkina [4]. Taki kierunek rozwoju *KUL* wymaga doskonalenia istniejących i tworzenia nowych metod syntezy uwzględniających zalety *UML*.

W pracy przedstawiono nową grupę metod syntezy funkcji przełączających. Metody te umożliwiają łatwe uzyskanie, na podstawie zadanych warunków, funkcji boolowskiej w postaci wielomianu Żegałkina i stanowią podstawę koncepcji budowy *UML*. Każdy typ *UML* przeznaczony jest do realizacji wszystkich funkcji boolowskich o ustalonej dla danego typu liczbie zmiennych. Ważną zaletą *UML* jest możliwość łatwego programowania dowolnej funkcji boolowskiej. Struktura *UML* realizującego funkcje boolowskie jest analogiczna jak dla funkcji trójwartościowych [3].

W dalszej części pracy pod pojęciem „funkcja" rozumieć będziemy „funkcja przełączająca (boolowska) *n*-zmiennych".

2. KLASA JEDNOMIANÓW W ZBIORZE FUNKCJI

Dowolna funkcja będąca odwzorowaniem typu

$$f: B^n \to B, \tag{1}$$

gdzie:

$B = \{0, 1\}$,

B^n — potęga kartezjańska zbioru B,

posiada dziedzinę zawierającą 2^n zestawów wartości argumentów. Przyjmując ostatecznie

$$B^n = Z_n = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} z_i, \tag{2}$$

gdzie:

Z_n — zbiór zestawów wartości argumentów funkcji,

z_i — zestaw wartości argumentów $(0 \leqslant i \leqslant 2^n-1)$,

$z_i = (k_{i1}, k_{i2}, \ldots, k_{in})$,

$k_{i1}, k_{i2}, \ldots, k_{in} \in B$,

można jednoznacznie przyporządkować indeks i zestawom wartości argumentów z_i w sposób następujący

$$i = |x_1|_i \cdot 2^0 + |x_2|_i \cdot 2^1 + \ldots + |x_n|_i \cdot 2^{n-1}, \tag{3}$$

gdzie $|x_j|_i$ — wartość, jaką zmienna x_j przyjmuje w zestawie z_i $(1 \leqslant j \leqslant n)$.

W zbiorze funkcji zdefiniujemy klasę jednomianów U_n w sposób następujący

$$U_n = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} J_i(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} J_i(X), \tag{4}$$

gdzie:

$$J_i(X) = x_1^{k_1} \cdot x_2^{k_2} \ldots x_n^{k_n} \tag{5}$$

— jednomian boolowski n-zmiennych

$$i = k_1 \cdot 2^0 + k_2 \cdot 2^1 + \ldots + k_n \cdot 2^{n-1}. \tag{6}$$

Na podstawie definicji przyjmujemy

$$x_j^0 = 1, \quad x_j^1 = x_j, \quad (1 \leqslant j \leqslant n). \tag{7}$$

Zależność (5) można przedstawić w postaci

$$J_i(X) = X^{z_i}. \tag{8}$$

Zgodnie z twierdzeniem Żegałkina dowolna funkcja może być przedstawiona w postaci

$$f(x_1, x_2, \ldots, x_n) = a_0 \oplus a_1 \cdot x_1 \oplus a_2 \cdot x_2 \oplus \ldots \oplus a_n \cdot x_n \oplus$$
$$\oplus a_{n+1} x_1 \cdot x_2 \oplus a_{n+2} \cdot x_1 \cdot x_3 \oplus \ldots \oplus a_N \cdot x_1 \cdot x_2 \ldots x_n, \tag{9}$$

gdzie:

$a_i \in B$,

„⊕" — dwuargumentowe działanie „suma modulo 2" (różnica symetryczna) zdefiniowane w zbiorze liczb naturalnych,

„ · " — dwuargumentowe działanie „iloczyn" zdefiniowane w zbiorze liczb rzeczywistych (naturalnych),

x_i — zmienne boolowskie, tzn. zmienne przyjmujące wartości ze zbioru B.

Uwzględniając zależności (5), (6) i (8) funkcja (9) może być przedstawiona w równoważnej postaci zgodnie z zależnością

$$f(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} a_i \cdot X^{z_i}, \quad (a_i \in B). \tag{10}$$

Zatem dowolna funkcja może być przedstawiona jako suma typu „⊕" elementów zbioru $\bigcup_n$ (niekoniecznie wszystkich). W celu przedstawienia funkcji w postaci (10) konieczna jest znajomość metody jednoznacznego określania wartości współczynników a_i $(0 \leqslant i \leqslant 2^n-1)$.

3. BAZA PRZESTRZENI LINIOWEJ NAD CIAŁEM C_2

Można łatwo wykazać ([1]), że zbiór

$$C_2\{B, \oplus, \cdot, 0, 1\} \tag{11}$$

jest ciałem, przy czym:

— element „0" jest elementem neutralnym działania „⊕" oraz jest jednocześnie względem siebie elementem przeciwnym i odwrotnym,

— element „1" jest elementem neutralnym działania „ · " oraz jest jednocześnie względem siebie elementem przeciwnym i odwrotnym.

Niech L_n oznacza zbiór wszystkich wektorów posiadających dokładnie 2^n składowych przyjmujących wartości ze zbioru B. Zbiór

$$L'_n = \{L_n, \boxplus, \boxdot, \bar{0}\} \tag{12}$$

nazywamy przestrzenią liniową nad ciałem C_2 oraz działanie dwuargumentowe

$$\boxplus : L_n \times L_n \to L_n \tag{13}$$

nazywamy sumą wektorów, a sumowanie odpowiednich składowych tych wektorów odbywa się według działania „⊕".

Działanie dwuargumentowe

$$\boxdot : B \times L_n \to L_n \tag{14}$$

nazywamy iloczynem wektora przez skalar z ciała C_2, a mnożenie poszczególnych składowych danego wektora przez skalar odbywa się według działania „ · ".

Przez $\bar{0}$ oznaczamy wektor należący do zbioru L_n, którego wszystkie składowe równe są elementowi „0". Wymiar tak określonej przestrzeni liniowej oznaczamy przez dim L'_n, przy czym

$$\dim L'_n = 2^n. \tag{15}$$

Wektor:

$$\overline{X^{z_i}} = (J_i(z_0), J_i(z_1), \ldots, J_i(z_{2^n-1})) \tag{16}$$

nazywamy wektorem generowanym w przestrzeni L_n' przez jednomian $J_i(X)$.

Zbiór

$$W_n = \bigcup_{i=0}^{2^n-1} \overline{X^{z_i}} \tag{17}$$

nazywamy zbiorem wektorów generowanych w przestrzeni L_n' przez klasę jednomianów (4)

Twierdzenie 1. Bazą przestrzeni liniowej L_n' jest zbiór W_n.

Dowód. Stosując teorię macierzy i wyznaczników dla elementów zbiorów L_n i B z uwzględnieniem własności działań „$\oplus$", „$\cdot$", „$\boxplus$", „$\boxdot$", oraz wykorzystując własności algebraiczne elementów „0" i „1" przedstawione w opisie zależności (11), dowód przeprowadzimy metodą indukcji.

Część A. Dla $n = 2$ mamy

$$W_2 = \{\overline{X^{z_0}}, \overline{X^{z_1}}, \overline{X^{z_2}}, \overline{X^{z_3}}\}. \tag{18}$$

Utwórzmy macierz M_2, której kolejne kolumny stanowić będą wektory $\overline{X^{z_i}}$ zgodnie ze wzrostem indeksu „i"

$$M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}. \tag{19}$$

Wyznacznik macierzy M_2 określamy zgodnie z ogólną definicją wyznacznika ([2]) i oznaczamy: det M_2. Ponieważ M_2 jest macierzą trójkątną posiadającą na głównej przekątnej tylko elementy „1", więc spełnione jest

$$\det M_2 = 1. \tag{20}$$

Stąd wynika, że zbiór wektorów (18) jest zbiorem liniowo niezależnym w przestrzeni L_2'. Ponieważ:

$$\operatorname{card} W_2 = \dim L_2' = 4, \tag{21}$$

więc zgodnie z twierdzeniem Steinitza [1] zbiór W_2 jest bazą przestrzeni liniowej L_2' przy czym symbol „card W_2" oznacza moc zbioru W_2.

Część B. Załóżmy, że twierdzenie 1 spełnione jest dla $n-1$. Każdemu jednomianowi: $x_1^{k_1} \cdot x_2^{k_2} \ldots x_{n-1}^{k_{n-1}}$ należącemu do klasy U_{n-1} odpowiadają dwa jednomiany:

$$x_1^{k_1} \cdot x_2^{k_2} \ldots x_{n-1}^{k_{n-1}} \cdot x_n^0 \quad \text{i} \quad x_1^{k_1} \cdot x_2^{k_2} \ldots x_{n-1}^{k_{n-1}} \cdot x_n^1,$$

należące do klasy U_n. Stąd każdemu wektorowi $\overline{y_k}$ należącemu do bazy W_{n-1} ($0 \leqslant k \leqslant 2^{n-1}-1$) odpowiadają w zbiorze W_n dwa wektory $\overline{y_k' \cdot 1}$ i $\overline{y_k' \cdot x_n}$, przy czym wektor $\overline{y_k'}$ jest wektorem o wymiarze 2^n, a dwie kolejne grupy jego składowych, każda o wymiarze 2^{n-1}, są równe kolejnym składowym wektora $\overline{y_k}$.

Utwórzmy macierz M_n, której kolumny stanowić będzie 2^n różnych wektorów zbioru W_n. Uwzględniając przedstawiony wyżej związek pomiędzy wektorami bazy W_{n-1} i zbioru

W_n, macierz M_n można przedstawić w sposób następujący

$$M_n = \left[\begin{array}{c|c} M_{n-1} & 0 \\ \hline M_{n-1} & M_{n-1} \end{array}\right]. \tag{22}$$

Ponieważ zgodnie z indukcyjnym założeniem kolumny macierzy M_{n-1} są wektorami liniowo niezależnymi w przestrzeni L'_{n-1}, więc macierz ta może być sprowadzona do postaci macierzy trójkątnej, takiej że

$$\det M_{n-1} = 1. \tag{23}$$

Stąd w analogiczny sposób, przy pomocy działań „⊞" i „⊡" macierz M_n może być sprowadzona do postaci trójkątnej, która spełnia zależność

$$\det M_n = 1. \tag{24}$$

Zatem macierz M_n jest macierzą nieosobliwą rzędu 2^n. Ponieważ

$$\operatorname{card} W_n = \dim L'_n = 2^n, \tag{25}$$

więc zgodnie z twierdzeniem Steinitza [1] zbiór W_n stanowi bazę przestrzeni liniowej L'_n, co kończy dowód.

Niezależnie od rozważań ogólnych przeprowadzonych w dowodzie twierdzenia 1, przyjmując kolejność kolumn macierzy M_n zgodnie ze wzrostem indeksu „i" (3) i z definicją (16), otrzymujemy macierz M_n zawsze w postaci trójkątnej posiadającej na głównej przekątnej tylko elementy „1".

Dowolną funkcję można przedstawić równoważnie w postaci wektora należącego do przestrzeni L'_n w sposób następujący

$$f(x_1, x_2, \ldots, x_n) \equiv \big(f(z_0), f(z_1), \ldots, f(z_{2^n-1})\big) = F, \tag{26}$$

gdzie symbolem F oznaczamy wektor kolumnowy należący do przestrzeni L'_n i odpowiadający pewnej funkcji $f(x_1, x_2, \ldots, x_n)$. Zatem z twierdzenia 1 wynika, że dowolną funkcję można przedstawić jako kombinację liniową wektorów bazy W_n zgodnie z zależnością

$$F = \boxplus \sum_{i=0}^{2^n-1} a_i \boxdot \overline{X^{z_i}}. \tag{27}$$

4. WYZNACZNIKOWA METODA SYNTEZY FUNKCJI

Przyjmując, że elementy „0" i „1" są pewnymi funkcjami można łatwo wykazać, że zbiór C_2 (11) spełnia warunki znanego twierdzenia Posta o zbiorze funkcji funkcjonalnie pełnym. Zatem każda funkcja może być wyrażona przy pomocy funkcji zbioru C_2. Obecnie zaprezentowana zostanie wyznacznikowa metoda określania wartości współczynników a_i dla przedstawienia dowolnej funkcji w postaci (10). Dla zdefiniowania tej metody wykorzystano elementy teorii równań liniowych.

Zgodnie z (5), (8), (10) dla dowolnego zestawu wartości argumentów z_i i dowolnej funkcji zachodzi

$$f(z_i) = \boxplus \sum_{j=0}^{2^n-1} a_j \cdot J_j(z_i). \tag{28}$$

Zależność (28) można zapisać dla kolejnych zestawów wartości argumentów otrzymując w ten sposób układ 2^n równań liniowych zawierający 2^n niewiadomych a_i. Układ ten ma następującą postać

$$\begin{gathered} a_0 \cdot J_0(z_0) \oplus a_1 \cdot J_1(z_0) \oplus \ldots \oplus a_{2^n-1} \cdot J_{2^n-1}(z_0) = f(z_0), \\ a_0 \cdot J_0(z_1) \oplus a_1 \cdot J_1(z_1) \oplus \ldots \oplus a_{2^n-1} \cdot J_{2^n-1}(z_1) = f(z_1), \\ \text{-----------------------------------} \\ a_0 \cdot J_0(z_{2^n-1}) \oplus a_1 \cdot J_1(z_{2^n-1}) \oplus \ldots \oplus a_{2^n-1} \cdot J_{2^n-1}(z_{2^n-1}) = f(z_{2^n-1}). \end{gathered} \tag{29}$$

Zgodnie z twierdzeniem Kroneckera-Capelliego [1] układ (29) ma dokładnie jedno rozwiązanie wtedy i tylko wtedy, gdy macierz główna układu (29) jest macierzą nieosobliwą rzędu 2^n. Ponieważ zgodnie z zależnością (16) macierz główna układu (29) jest identyczna z macierzą (22), więc wyznacznik tej macierzy spełnia warunek (24). Stąd układ (29) posiada jednoznaczne rozwiązanie, a współczynniki a_i funkcji (10) przyjmują wartości ze zbioru B.

Poszczególne niewiadome a_i, zgodnie z twierdzeniem Cramera [2] określane są następująco

$$a_i = \det M_n^i \cdot (\det M_n)^{-1}, \tag{30}$$

gdzie:

det M_n^i — wyznacznik macierzy M_n^i otrzymanej z macierzy M_n przez zastąpienie i-tej kolumny wektorem kolumnowym F (26),

(det $M_n)^{-1}$ — element odwrotny elementu det M_n w ciele C_2.

Uwzględniając zależność (24) oraz własności elementu „1" w ciele (11) mamy ostatecznie

$$a_i = \det M_n^i. \tag{31}$$

Zależność (31) umożliwia jednoznaczne określanie wartości współczynników a_i przez obliczanie wartości kolejnych wyznaczników det M_n^i, co może być realizowane przy pomocy maszyn cyfrowych i standardowych programów.

5. MACIERZOWA METODA SYNTEZY FUNKCJI

Przed zdefiniowaniem metody udowodnione zostanie następujące twierdzenie.

Twierdzenie 2. Pomiędzy macierzą M_n a macierzą odwrotną M_n^{-1} zachodzi następujący związek

$$M_n = M_n^{-1}. \tag{32}$$

Dowód. Dowód przeprowadzony zostanie metodą indukcyjną. Ponieważ każda macierz kwadratowa nieosobliwa posiada dokładnie jedną macierz odwrotną, więc dla dowodu twierdzenia 2 wystarczy wykazać, że dla dowolnego n zachodzi

$$M_n \otimes M_n = E_n, \tag{33}$$

gdzie:

— symbol „$\otimes$" oznacza mnożenie macierzy według Cauchy'ego zgodnie z definicją działań „$\oplus$" i „$\cdot$" w ciele C_2 (11),

— symbol E_n oznacza macierz jednostkową o wymiarze $2^n \times 2^n$.

Część A. Niech $n = 2$. Wtedy

$$M_2 \otimes M_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \otimes \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 \oplus 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 \oplus 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 \oplus 1 \oplus 1 \oplus 1 & 1 \oplus 1 & 1 \oplus 1 & 1 \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = E_2. \tag{34}$$

Część B. Załóżmy, że twierdzenie 2 spełnione jest dla $n-1$. Przedstawiając macierz M_n w postaci (22) mamy

$$M_n \otimes M_n = \left[\begin{array}{c|c} M_{n-1} & 0 \\ \hline M_{n-1} & M_{n-1} \end{array}\right] \otimes \left[\begin{array}{c|c} M_{n-1} & 0 \\ \hline M_{n-1} & M_{n-1} \end{array}\right] = Y. \tag{35}$$

Macierz Y (35) można podzielić na cztery obszary, każdy o wymiarze $2^{n-1} \times 2^{n-1}$, według następującego schematu

$$Y = \left[\begin{array}{c|c} A & B \\ \hline C & D \end{array}\right]. \tag{36}$$

Elementy x_{ij} macierzy Y są sumą typu „⊕" iloczynów odpowiednich elementów i-tego wiersza oraz j-tej kolumny macierzy M_n. Rozważymy cztery przypadki.

Przypadek I. Elementy x_{ij} znajdujące się w obszarze A spełniają następujące zależności:

$$1 \leqslant i \leqslant 2^{n-1}, \quad 1 \leqslant j \leqslant 2^{n-1}, \tag{37}$$

$$x_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{dla} \quad i \neq j, \\ 1 & \text{dla} \quad i = j. \end{cases} \tag{38}$$

Kolejne 2^{n-1} elementy i-tego wiersza macierzy M_n równe są elementom i-tego wiersza macierzy M_{n-1}, natomiast 2^{n-1} pozostałych elementów i-tego wiersza macierzy M_n równe jest „0". Zatem elementy x_{ij} są sumami typu „⊕" odpowiednich iloczynów złożonych z elementów i-tego wiersza oraz j-tej kolumny macierzy M_{n-1}, gdyż pozostałe składniki sumy równe są tożsamościowo „0". Stąd na mocy założenia indukcyjnego spełniona jest zależność (38).

Przypadek II. Elementy x_{ij} znajdujące się w obszarze B spełniają następujące zależności:

$$1 \leqslant i \leqslant 2^{n-1}, \quad 2^{n-1}+1 \leqslant j \leqslant 2^n, \tag{39}$$

$$x_{ij} = 0. \tag{40}$$

Z postaci macierzy M_n i z definicji działania „⊗" wynika, że elementy x_{ij} utworzone będą przez sumę typu „⊕" odpowiednich iloczynów, przy czym w każdym z tych iloczynów jeden z jego czynników równy jest „0". Stąd wynika (40).

Przypadek III. Elementy x_{ij} znajdujące się w obszarze C spełniają zależności:

$$2^{n-1}+1 \leqslant i \leqslant 2^n, \quad 1 \leqslant j \leqslant 2^{n-1}, \tag{41}$$

$$x_{ij} = 0. \tag{42}$$

Dla indeksów „i, j" spełniających zależność (41) każdy wiersz i każdą kolumnę macierzy M_n posiadającą po 2^n elementów można podzielić na dwie kolejne części, z których każda zawiera 2^{n-1} elementów stanowiących odpowiedni wiersz (kolumnę) macierzy M_{n-1}. Stąd elementy x_{ij} z obszaru C można przedstawić w następującej postaci

$$x_{ij} = m_{kj} \oplus m_{kj}, \tag{43}$$

gdzie:

— $k = i - 2^{n-1}$,

— $m_{kj} \in B$ i jest sumą typu „$\oplus$" iloczynów odpowiednich elementów k-tego wiersza i j-tej kolumny macierzy M_{n-1}.

Ponieważ dla każdego elementu $b \in B$ zachodzi

$$b \oplus b = 0, \tag{44}$$

więc z zależności (43) i (44) wynika, że spełniona jest zależność (42).

Przypadek IV. Elementy x_{ij} znajdujące się w obszarze D spełniają następujące zależności:

$$2^{n-1}+1 \leqslant i \leqslant 2^n, \quad 2^{n-1}+1 \leqslant j \leqslant 2^n, \tag{45}$$

$$x_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{dla} \quad i \neq j, \\ 1 & \text{dla} \quad i = j. \end{cases} \tag{46}$$

Dla indeksu „j" spełniającego (45) kolejne 2^{n-1} elementów j-tej kolumny macierzy M_n równe jest „0", natomiast pozostałe 2^{n-1} elementów j-tej kolumny macierzy M_n równe są odpowiednim elementom l-tej kolumny macierzy M_{n-1} ($l = j - 2^{n-1}$). Zatem element x_{ij} jest sumą typu „$\oplus$" odpowiednich iloczynów złożonych z k-tego wiersza i l-tej kolumny macierzy M_{n-1} ($k = i - 2^{n-1}$, $l = j - 2^{n-1}$). Stąd na mocy założenia indukcyjnego spełniona jest zależność (46).

Łącząc rezultaty uzyskane dla poszczególnych obszarów macierzy Y otrzymujemy dla dowolnego elementu $x_{ij} \in Y$ następującą zależność

$$x_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{dla} \quad i \neq j, \\ 1 & \text{dla} \quad i = j \end{cases} \tag{47}$$

oraz

$$M_n \otimes M_n = Y = E_n, \tag{48}$$

co kończy dowód twierdzenia 2.

Niech A oznacza wektor kolumnowy, którego poszczególne składowe równe są współczynnikom a_i funkcji (10). Macierzową metodę syntezy funkcji określa następujące twierdzenie.

Twierdzenie 3. Współczynniki a_i wielomianu funkcji (10) wyznaczone są następującą zależnością

$$A = M_n \otimes F, \tag{49}$$

gdzie F określone jest zależnością (26).

Dowód. Zgodnie z (10), (26) i (29) zachodzi

$$F = M_n \otimes A. \tag{50}$$

Stąd

$$A = M_n^{-1} \otimes F. \tag{51}$$

Uwzględniając twierdzenie 2 (32) mamy

$$A = M_n \otimes F, \tag{52}$$

co kończy dowód.

Zależność (49) umożliwia jednoznaczne określenie wartości współczynników a_i poprzez wykonanie mnożenia według Cauchy'ego macierzy M_n o wymiarach $2^n \times 2^n$ przez macierz kolumnową F o wymiarze 1×2^n, której kolejne elementy równe są wartościom, jakie dana funkcja przyjmuje na kolejnych zestawach wartości argumentów. Operacja ta może być realizowana przy pomocy maszyn cyfrowych i standardowych programów.

6. REKURENCYJNA METODA SYNTEZY FUNKCJI

Podstawę metody stanowi następujące twierdzenie.

Twierdzenie 4. Przyjmując dla funkcji (10) kolejność generowania i rozwiązywania równań (28) układu (29) zgodnie ze wzrostem indeksu „i" (3) zestawów wartości argumentów z_i (2) można z każdego kolejnego równania układu (29) w sposób jednoznaczny wyznaczyć po jednej niewiadomej a_i. Postępując w ten sposób kolejno dla $i = 0, 1, \ldots, 2^{n-1}$ można wyznaczyć w sposób jednoznaczny wartości wszystkich niewiadomych a_i układu (29).

Dowód. Dowód przeprowadzony zostanie metodą indukcji.

Część A. Niech $i = 0$. Wtedy z (29) mamy

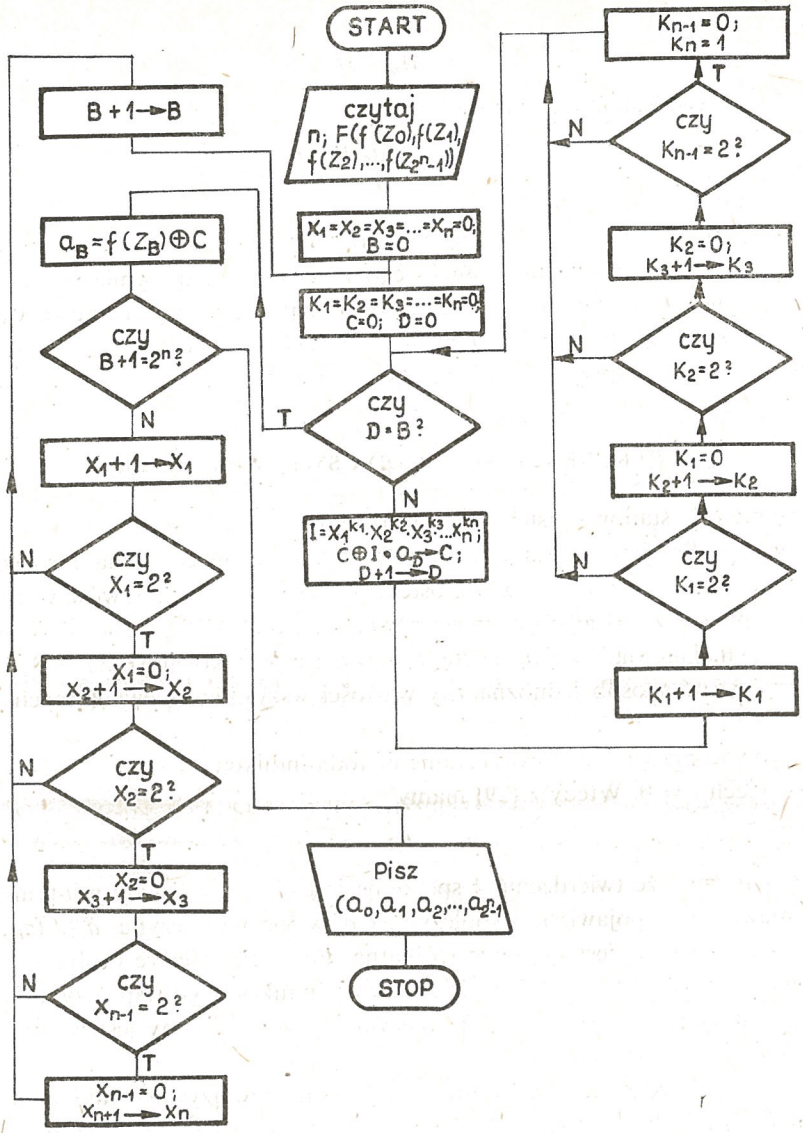
$$a_0 = f(z_0). \tag{53}$$

Część B. Załóżmy, że twierdzenie 4 spełnione jest dla $i-1$. Wtedy w i-tym równaniu jako nowa niewiadoma pojawi się współczynnik a_i w formie iloczynu $a_i \cdot J_i(z_i)$. Wynika to z faktu, że macierz M_n jest macierzą trójkątną. Ponieważ wiersze (kolumny) macierzy M_n są liniowo niezależne, a na podstawie założenia indukcyjnego współczynniki $a_0 \div a_{i-1}$ wyznaczone zostały poprzednio, więc współczynnik a_i wyznaczony jest w sposób jednoznaczny co kończy dowód.

Na podstawie twierdzenia 4 opracowano algorytm rozwiązywania układu (29), który przedstawiono na rys. 1. Na podstawie tego algorytmu opracowano program na maszynę cyfrową umożliwiający szybką syntezę dowolnej funkcji. Program ten ze względu na rekurencyjny sposób wyznaczania kolejnych niewiadomych nie ma teoretycznych ograniczeń na liczbę zmiennych. Jedyne ograniczenie stanowi czas trwania obliczeń realizowanych przez maszynę cyfrową.

7. WNIOSKI KOŃCOWE

1° Prezentowane metody umożliwiają efektywną syntezę funkcji przy pomocy maszyn cyfrowych, a uzyskana postać funkcji jest jedyna. Dlatego w dalszym etapie projektowania *KUL* nie występuje potrzeba minimalizacji funkcji.



Rys. 1. Schemat działania programu służącego do wyznaczania współczynników a_i

2° Zastosowanie algorytmu przedstawionego na rys. 1 dla syntezy funkcji prowadzonej przy użyciu maszyny cyfrowej o średniej prędkości liczenia wykazało, że w ogólnym przypadku można łatwo uzyskać rozwiązanie dla $n \leqslant 12$.

3° Dla syntezy funkcji o liczbie zmiennych $n \geqslant 13$ konieczne jest uwzględnianie w procesie syntezy indywidualnych własności tej funkcji oraz stosowanie metod wynikających z teorii rozkładu funkcji.

LITERATURA

1. A. Białynicki-Birula, *Algebra*, PWN, Warszawa 1977.
2. K. Nomizu, *Fundamentals of linear algebra*, Mc-Graw Hill, New York 1966.
3. M. Żenkiewicz, *Wybrane zagadnienia syntezy trójwartościowych układów logicznych*, Rozprawa doktorska, Gdańsk 1979.
4. D. A. Pospiełow, Łogiczeskije mietody analiza i sintieza schiem, Izdatielstwo ,,Eniergija", Moskwa 1974.

M. ŻENKIEWICZ

DETERMINATION OF POLINOMIAL FORM OF SWITCHING FUNCTIONS

Summary

In this paper a new method of synthesis of switching functions (Boolean, two-valued) is presented. In the process of defining and proving this method some field- and linear equations theory elements are used. The switching function obtained in the synthesis process is a polinomial of first rank. The realisation of the switching system is made with the help of elements of ,,product-" and ,,modulo 2 sum" type. The possibility of computer application in the synthesis process of function (switching system) is indicated.

M. ŻENKIEWICZ

DÉTERMINATION DE LA FORME DE POLYNÔME DES FONCTIONS TRANSFÉRANTES

Résumé

Dans l'ouvrage on a présenté la nouvelle méthode de la synthèse des fonctions transférantes (de Boole, bivalentes). Dans le procédé de définir et de prouver cette méthode, on applique quelques éléments de la théorie du champ et de la théorie des équations linéaires. La fonction transférante obtenue dans le procédé de la synthèse est un polynôme de premier rang. La réalisation du système transférant est accomplie par les éléments du type ,,produit" et du type ,,somme de modulo 2". On a démontré la possibilité de l'application des calculateurs numériques dans le procédé de la synthèse des fonctions (systèmes transférants).

M. ŻENKIEWICZ

BESTIMMUNG DER POLYNOMISCHEN FORM DER UMSCHALTFUNKTIONEN

Zusammenfassung

In diesem Beitrag wurde eine neue Methode der Synthese der Umschaltfunktionen (der Booleschen- und der Zweiwertfunktion) dargestellt. Im Definierungs- und Beweisführungsprozeß dieser Methode wurden gewisse Elemente der Körpertheorie und der linearen Gleichungstheorie angewandt. Die im Prozeß der Synthese erreichte Umschaltfunktion trägt die Form eines Polynoms erster Ordnung. Die Realisierung des Umschaltsystems wird mittels der Elemente der Art ,,Produkt" und ,,Summe modulo 2" durchgeführt. Es wurde die Möglichkeit der Anwendung von Digitalrechnern im Prozeß der Funktionssynthese (des Systems) erwogen.

М. ЖЕНКЕВИЧ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МНОГОЧЛЕННОГО ВИДА ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Р е з ю м е

Представлен новый метод синтеза переключательных функций (булевых, двухзначных). В процессе определения и доказательства этого метода использованы некоторые элементы теории тела и теории линейных уравнений. Переключательная функция, полученная в процессе синтеза, является многочленом первой степени. Реализация переключательной системы осуществляется при помощи элементов типа „произведение" и „сложение по модулю два". Указана возможность применения вычислительных машин в процессе синтеза функции (системы).

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 571—596

621.396.674.3

Impedancja wejściowa symetrycznego dipola V

ANDRZEJ KARWOWSKI (WROCŁAW)

Instytut Podstaw Elektrotechniki i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej

Otrzymano 10.7.1980

Praca jest poświęcona zagadnieniu impedancji wejściowej cienkiego, cylindrycznego, symetrycznego dipola V zasilanego z punktowego generatora napięciowego. Zagadnienie obliczenia impedancji sprowadzono do rozwiązania równania całkowego Pocklingtona dla funkcji opisującej rozkład prądu wzdłuż dipola. Równanie to rozwiązano numerycznie metodą momentów (schemat Galerkina z ,,odcinkami sinusoidalnymi" funkcjami bazowymi). Otrzymane wyniki porównano z wynikami opublikowanymi do tej pory w literaturze specjalistycznej.

Zamieszczone w pracy obszerne tablice i wykresy impedancji anteny V mogą być pomocne przy rozwiązywaniu wielu zagadnień praktycznych.

1. WPROWADZENIE

Zagadnienie impedancji wejściowej symetrycznej anteny V — mimo tego, że nie jest zagadnieniem nowym — doczekało się dotychczas jedynie kilku opracowań.

Analityczny opis symetrycznej anteny V z ramionami cylindrycznymi, zasilanej z generatora napięciowego, podał R.W.P. King w monografii [1]. Analiza Kinga jest oparta na klasycznym schemacie Hallena, który to schemat prowadzi do równania całkowego typu MFIE (*magnetic-field integral equation*) dla funkcji opisującej rozkład prądu wzdłuż anteny. Jakkolwiek King stwierdza, że wyprowadzone przez niego równanie można rozwiązać metodą iteracyjną w sposób analogiczny jak dla prostoliniowego dipola symetrycznego, to jednak samego rozwiązania Autor nie podaje. Jedyną, przedstawioną przez Kinga, charakterystyką ilościową jest zależność impedancji wejściowej nieskończenie cienkiej (tzw. „przybliżenie zerowego rzędu") półfalowej anteny V od kąta rozwarcia jej ramion.

Wariacyjną metodę rozwiązania zagadnienia impedancji wejściowej anteny V zaproponowali Surutka i Veličkovič [2]. Chociaż sam sposób analitycznego ujęcia problemu jest dostatecznie ogólny, to jednak operacyjną niedogodnością metody przez nich proponowanej jest konieczność numerycznego obliczania całek podwójnych z funkcji quasi-osobliwych. Surutka i Veličkovič przedstawili wyniki obliczeń impedancji (w funkcji kąta rozwarcia ramion anteny) dla anten o parametrach $h = 0{,}250;\ 0{,}375;\ 0{,}500\lambda$ i $a = 0{,}007\lambda$ (h — długość ramienia anteny, a — promień cylindrycznych przewodów tworzących antenę, λ — długość fali roboczej).

Jak dotąd, najpełniejszą charakterystykę właściwości impedancyjnych anteny V podał Jones w 1976 roku [3]. Numeryczne rozwiązanie Jonesa jest konstruowane zapożyczoną od Richmonda metodą „dopasowania reakcji" (wyjaśnienie podstawowych idei tej metody Czytelnik może znaleźć m.in. w monografii [4]). Jakkolwiek metoda dopasowania reakcji jest obecnie uważana za jedną z potencjalnie najbardziej efektywnych metod numerycznej analizy cienkich anten, to jednak przyjęty przez Jonesa algorytm analizy ma istotną niedogodność — wyraźnie zresztą dostrzeżoną i sygnalizowaną przez samego Autora. Mankament algorytmu upatruje Jones w tym, że elementy tzw. „uogólnionej macierzy impedancyjnej" anteny są obliczane drogą całkowania numerycznego.

W niniejszym opracowaniu przedstawiono alternatywny sposób numerycznej analizy symetrycznego dipola V z ramionami cylindrycznymi. Zagadnienie wyznaczenia impedancji wejściowej dipola sprowadzono do rozwiązania równania różniczkowo-całkowego typu EFE (*electric-field equation*) dla funkcji opisującej rozkład prądu wzdłuż dipola. Równanie to rozwiązano numerycznie metodą momentów (ściślej — według schematu Galerkina z wykorzystaniem „odcinkami sinusoidalnych" funkcji bazowych). Podstawową zaletą proponowanego algorytmu konstrukcji rozwiązania przybliżonego, odróżniającą go od algorytmów opisanych w pracach [1, 2, 3], jest prawie całkowita eliminacja procedur całkowania numerycznego. Eliminacja ta ma istotne znaczenie tak ze względu na dokładność obliczeń, jak i ze względu na czas pracy jednostki centralnej maszyny cyfrowej.

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń impedancji wejściowej dipoli V o smukłościach $\Omega = 10{,}0; 11{,}0; 12{,}5; 15{,}0$ i $20{,}0$ dla różnych wartości kąta rozwarcia ramion $(30°(30°)180°)$ w zakresie częstotliwości, któremu odpowiada zmiana elektrycznej długości ramion w granicach $0{,}7 \div 4{,}0$.

Zamieszczone w pracy obszerne tablice i wykresy ilustrujące przebiegi impedancji w funkcji częstotliwości mogą stanowić cenny materiał dla projektantów anten.

2. RÓWNANIE RÓŻNICZKOWO-CAŁKOWE DLA FUNKCJI OPISUJĄCEJ ROZKŁAD PRĄDU WZDŁUŻ ANTENY V

Weźmy pod uwagę symetryczną antenę V wykonaną z jednorodnego, doskonale przewodzącego przewodu cylindrycznego o promieniu a (rys. 1). Załóżmy, że parametry charakteryzujące geometrię anteny spełniają następujące warunki:

$$ka \ll kh, \quad ka \ll 1, \tag{1}$$

gdzie k oznacza liczbę falową dla wolnej przestrzeni.

Przyjmijmy, że antenę zasila w wierzchołku punktowy generator napięciowy o napięciu źródłowym V.

Z symetrii analizowanej struktury wynika, że funkcje $I_z(z)$ i $I_s(s)$ opisujące, odpowiednio, rozkłady prądu wzdłuż ramion *1* i *2* anteny spełniają warunek

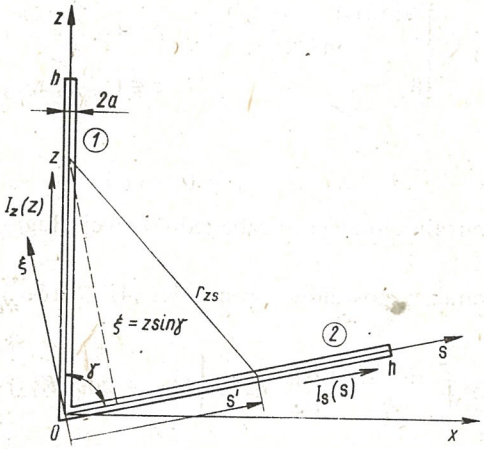
$$I_z(z) = -I_s(s) \quad \text{dla} \quad s = z. \tag{2}$$

Równanie różniczkowo-całkowe dla funkcji $I_z(z)$ wyprowadza się wychodząc z warunku brzegowego dla składowej osiowej (wzdłuż osi z) pola elektrycznego przy powierz-

chni przewodu *1*; równanie to ma postać [6]

$$\int_0^h [H_{z'} I_z(z')](K_{11} - \cos\gamma K_{12})\,dz' - \sin\gamma \int_0^h \frac{dI_z(z')}{dz'} \frac{\partial K_{12}}{\partial \xi}\,dz' +$$

$$- \left[(K_{11} - \cos\gamma K_{12}) \frac{dI_z(z')}{dz'} + I_z(z')(K_{11} - K_{12})\right]_{z'=0}^{z'=h} = -j\frac{k}{60} V\delta(z), \tag{3a}$$



Rys. 1. Symetryczna antena *V*

w której $\delta(z)$ oznacza pseudofunkcję delta Diraca, $H_{z'}$ — operator

$$H_{z'} = \frac{d^2}{dz'^2} + k^2, \tag{3b}$$

oraz

$$K_{11} = K_{zz} = \exp(-jkr_{zz})/r_{zz},$$

$$K_{12} = K_{zs}|_{s'=z'} = \exp(-jkr_{zs})/r_{zs}|_{s'=z'}, \tag{3c}$$

przy czym

$$r_{zz} = \sqrt{(z-z')^2 + a^2},$$

$$r_{zs} = \sqrt{(z\cos\gamma - s')^2 + \xi^2 + a^2} = \sqrt{z^2 + s'^2 - 2zs'\cos\gamma + a^2}, \tag{3d}$$

gdzie znak „prim" sygnalizuje współrzędne punktów źródłowych.

Równanie (3a) wyprowadzono przyjmując następujące, dodatkowe założenia upraszczające:

— prąd przepływający wzdłuż przewodów (ramion) *1* i *2* jest skoncentrowany na osiach tych przewodów,

— punkt obserwacji na pobocznicy przewodu *1* ma współrzędne ($x = 0$, $y = a$, z).

3. NUMERYCZNE ROZWIĄZANIE RÓWNANIA (3a)

Równanie (3a) rozwiązano numerycznie metodą Galerkina postulując rozwiązanie w postaci kombinacji liniowej

$$I_z(z) = \sum_{n=1}^{N} I_n i_n(z), \qquad z \in (0, h), \tag{4}$$

„odcinkami sinusoidalnych" funkcji bazowych

$$i_n(z) = \begin{cases} \dfrac{\sin k(\Delta - |z - z_n|)}{\sin k\Delta}, & z \in (z_{n-1}, z_{n+1}), \\ 0, & z \notin (z_{n-1}, z_{n+1}), \end{cases} \tag{5a}$$

gdzie

$$\Delta = h/N, \qquad z_n = (n-1)\Delta, \tag{5b}$$

przy czym N oznacza arbitralnie przyjętą liczbę jednakowej długości segmentów, na które podzielono ramię anteny.

Podstawiając rozwiązanie w postulowanej postaci (4) do równania (3a), otrzymujemy

$$\sum_{n=1}^{N} I_n \left\{ \sin\gamma \int_{\bar{z}_n}^{\overset{+}{z}_n} \frac{di_n(z')}{dz'} \frac{\partial K_{12}}{\partial \xi}\, dz' + \left[(K_{11} - \cos\gamma K_{12}) \frac{di_n(z')}{dz'} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + i_n(z') \frac{\partial}{\partial z} (K_{11} - K_{12}) \right]_{z' = \bar{z}_n}^{z' = \overset{+}{z}_n} \right\} = j \frac{k}{60} V\delta(z), \tag{6}$$

gdzie

$$\bar{z}_1 = 0, \qquad \overset{+}{z}_1 = \Delta$$

oraz

$$\bar{z}_n = (n-2)\Delta, \qquad \overset{+}{z}_n = n\Delta \qquad (n = 2, 3, \ldots, N).$$

Z uwagi na to, że przyjęte funkcje bazowe mają nieciągłe pochodne, przedział $(\bar{z}_n, \overset{+}{z}_n)$ $(n = 2, 3, \ldots, N)$ musi być podzielony na dwa podprzedziały otwarte $(\bar{z}_n, z_c)$ i $(z_c, \overset{+}{z}_n)$ (z_c oznacza punkt środkowy przedziału), a wartości występujących po lewej stronie równania (6) składników z pochodną funkcji $i_n(z)$ muszą być obliczane osobno dla każdego z tych podprzedziałów — pochodne lewo- i prawostronne, odpowiednio.

Postępując według schematu Galerkina, równanie (6) sprowadzamy do układu N liniowych równań algebraicznych ze względu na poszukiwane współczynniki I_n rozwinięcia funkcji $I_z(z)$

$$\sum_{n=1}^{N} I_n \left\langle \left\{ \sin\gamma \int_{\bar{z}_n}^{\overset{+}{z}_n} \frac{di_n(z')}{dz'} \frac{\partial K_{12}}{\partial \xi}\, dz' + \left[(K_{11} - \cos\gamma K_{12}) \frac{di_n(z')}{dz'} + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + i_n(z') \frac{\partial}{\partial z} (K_{11} - K_{12}) \right]_{z' = \bar{z}_n}^{z' = \overset{+}{z}_n} \right\}, \; i_m(z) \right\rangle = j \frac{k}{60} \langle V\delta(z), i_m(z) \rangle, \tag{7a}$$

gdzie

$$\langle f, g\rangle = \int_0^h f(z)g^*(z)dz, \tag{7b}$$

a gwiazdka oznacza wielkość zespoloną sprzężoną.

Układ równań (7a) można zapisać w postaci macierzowej

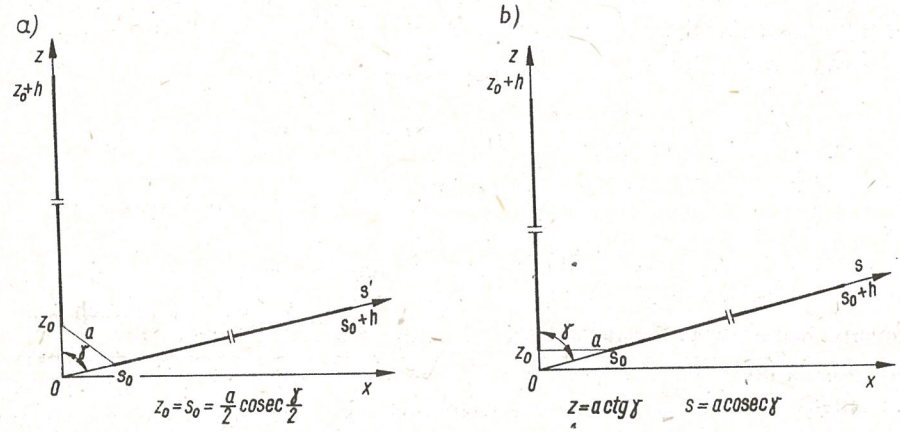
$$[Z][I] = [U], \tag{8}$$

gdzie $[Z]$ jest tak zwaną uogólnioną macierzą impedancyjną anteny, $[I]$ oznacza kolumnową macierz współczynników I_n (zespolonych amplitud prądu w punktach $z_n = (n-1)\Delta$ ($n = 1, 2, \ldots, N$) rozłożonych wzdłuż ramienia *1* anteny), a $[U]$ — kolumnową macierz zespolonych amplitud napięć źródłowych pobudzających antenę w punktach jak wyżej.

Elementy macierzy $[Z]$ mają sens impedancji wzajemnych między segmentami (lub dipolami utworzonymi przez dwa sąsiadujące ze sobą segmenty), na które podzielono ramiona anteny. Oczywiście impedancje te ujmują tak sprzężenie wzajemne między segmentami tworzącymi ramię *1* anteny, jak również oddziaływanie wzajemne między odpowiadającymi sobie segmentami ramion *1* i *2*. Wyjaśniając rzecz inaczej, można powiedzieć, że równanie (3a) jest w istocie równaniem dla funkcji opisującej rozkład prądu wzdłuż niesymetrycznego radiatora cylindrycznego umieszczonego nad płaszczyzną doskonale przewodzącą i nachylonego względem tej płaszczyzny pod kątem $\gamma/2$. Uogólniona macierz impedancyjna radiatora ujmuje zarówno sprzężenia wzajemne między segmentami (dipolami), na które podzielono radiator, jak też wzajemne oddziaływania między obrazami elektrycznymi tych segmentów (dipoli).

Jak już wspomniano, podstawową zaletą omawianej tutaj metody numerycznej analizy dipola *V* jest to, że prawie wszystkie elementy macierzy $[Z]$ można obliczyć bez konieczności uciekania się do całkowania numerycznego. Całki pojawiające się w proponowanym schemacie konstrukcji rozwiązania przybliżonego daje się bowiem, w przybliżeniu, obliczyć drogą analityczną, a wyrażają się one kombinacjami dogodnych do obliczeń maszynowych funkcji trygonometrycznych i sinusa (cosinusa) całkowego. Możliwość eliminacji całkowania numerycznego stwarza się przyjmując $a = 0$ w wyrażeniu na $K_{zs}(z, s')$ (patrz wzory (3c, d)). Mówiąc inaczej, wszystkie występujące w równaniu (3a) składniki ujmujące wzajemne sprzężenie między ramionami anteny zastępuje się odpowiednimi składnikami reprezentującymi oddziaływanie między przewodami o zerowej średnicy. Zabieg ten rodzi jednak pewną trudność związaną z tym, że funkcja K_{zs} staje się osobliwą w punkcie $z, s' = 0$, a osobliwość ta nie jest całkowalna. Koncepcja eliminacji tej osobliwości bazuje na spostrzeżeniu, że w przyjętym wyjściowym modelu anteny z ramionami cylindrycznymi minimalna odległość między punktem obserwacji położonym na pobocznicy tworzącego antenę przewodu, a punktem źródłowym położonym na osi tego przewodu jest równa promieniowi a przewodu. Wychodząc z założenia, że warunek ten powinien być spełniony także w odniesieniu do równoważnego, w zamierzeniu, modelu anteny z ramionami nieskończenie cienkimi, nasuwa się na myśl, by wspomnianą osobliwość eliminować drogą odpowiedniego rozsunięcia ramion anteny (patrz rys. 2).

Jakkolwiek obydwa z przedstawionych na rysunku 2 wariantów rozsunięcia ramion dipola zapewniają niezmienniczą (niezależną od kąta γ) minimalną odległość a między ramionami, to jednak utworzone w ten sposób modele dipola V nie odwzorowują dostatecznie wiernie struktury wyjściowej. Rozsuwając ramiona anteny w sposób przedstawiony



Rys. 2. Dwa sposoby rozsunięcia ramion anteny

na rys. 2a, otrzymuje się w granicznym przypadku ($\gamma = 180°$) prostoliniowy dipol symetryczny z rozsuniętymi względem siebie na odległość a punktami pobudzenia (złe odwzorowanie struktury zasilanej z generatora z założenia punktowego). Z kolei rozsunięcie ramion drugim ze wskazanych sposobów narusza symetrię modelu, co w konsekwencji prowadzi do zaburzenia symetrii uogólnionej macierzy impedancyjnej dipola. Jako kompromisowe wyjście z tej sytuacji przyjęto następującą procedurę obliczania elementów macierzy $[Z]$:

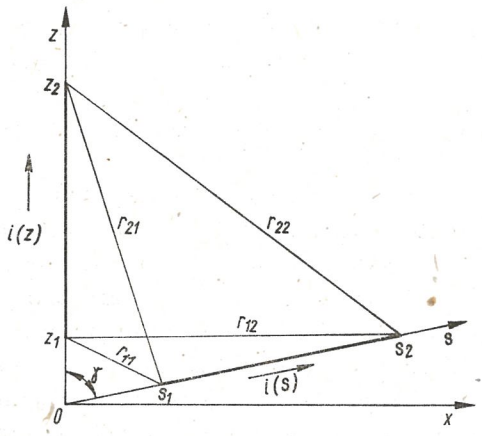
— jeśli cząstkowym składnikiem elementu Z_{ij} $(i, j = 1, 2, \ldots, N)$ jest impedancja wzajemna segmentów ułożonych wzdłuż przecinających się osi i bezpośrednio przylegających do punktów pobudzenia anteny, wówczas składnik ten jest obliczany drogą numerycznego całkowania odpowiednich wyrażeń z funkcją K_{zs} zdefiniowaną wzorami (3c, d);

— wartości pozostałych składników Z_{ij}, a także wszystkie pozostałe elementy macierzy $[Z]$, oblicza się kładąc $a = 0$ w wyrażeniu na K_{zs}; przy tak zmodyfikowanej funkcji K_{zs} otrzymuje się, jak wspomniano wyżej, zamknięte, wolne od całek wyrażenia na impedancje wzajemne.

Jak łatwo wywnioskować, przy przyjętej technice obliczania elementów macierzy $[Z]$ do całkowania numerycznego uciekamy się przy wyznaczaniu tylko jednego spośród N^2 elementów macierzy.

Obliczenie drogą analityczną całek, o których mowa wyżej, wymaga nadzwyczaj żmudnych rachunków, które ze zrozumiałych względów nie będą tutaj przytaczane. Na dodatek, otrzymane w ten sposób, wolne od całek wyrażenia na impedancje wzajemne nie mają jednolitej postaci. Wynika to stąd, że odpowiednie elementy macierzy $[Z]$ mają sens impedancji układów: segment — segment, segment — dipol utworzony przez dwa przylegające do siebie segmenty oraz dipol — dipol (mowa, oczywiście, o segmentach, na

które podzielono ramię anteny). Z tej przyczyny nie podamy tutaj pełnych wzorów, według których były obliczane elementy macierzy $[Z]$. Wszystkie te wzory Czytelnik może jednak łatwo odtworzyć na podstawie wyrażenia na impedancję wzajemną (Z_m) dwóch, ułożonych wzdłuż przecinających się osi, segmentów z sinusoidalnym rozkładem prądu.



Rys. 3. Szkic wyjaśniający znaczenie symboli występujących we wzorze (9a)

Wyrażenie to ma postać (patrz rys. 3)

$$Z_m = j30\left\{i(z_2)i(s_1)\frac{e^{-jkr_{21}}}{kr_{21}} + i(z_1)i(s_2)\frac{e^{-jkr_{12}}}{kr_{12}} - i(z_1)i(s_1)\frac{e^{-jkr_{11}}}{kr_{11}} - i(z_2)i(s_2)\frac{e^{-jkr_{22}}}{kr_{22}}\right\} +$$

$$+60\{C_1 C_3^*[Ei(kt)|_{r_{21}-z_2+s_1}^{r_{22}-z_2+s_2} + E_1(kt)]_{r_{12}-z_1+s_2}^{r_{11}-z_1+s_1}] + C_2 C_3^*[Ei(kt)|_{r_{12}+z_2+s_1}^{r_{22}+z_2+s_2} + Ei(kt)|_{r_{12}+z_1+s_2}^{r_{11}+z_1+s_1}] +$$

$$+C_1 C_4^*[Ei(kt)|_{r_{21}-z_2-s_1}^{r_{22}-z_2-s_2} + Ei(kt)|_{r_{12}-z_1-s_2}^{r_{11}-z_1-s_1}] + C_2 C_4^*[Ei(kt)|_{r_{21}+z_2-s_1}^{r_{22}+z_2-s_2} + Ei(kt)|_{r_{12}+z_1-s_2}^{r_{11}+z_1-s_1}]\}, \quad (9a)$$

w której

$$Ei(kt)|_{d_l}^{d_u} = [Ci(kt) - jSi(kt)]_{t=d_l}^{t=d_u}, \quad (9b)$$

a stałe C_1, C_2, C_3 i C_4 są dobrane w taki sposób, by funkcje

$$i(z) = C_1\exp(jkz) + C_2\exp(-jkz),$$
$$i(s) = C_3\exp(jks) + C_4\exp(-jks) \quad (9c)$$

tożsamościowo odpowiadały na odcinkach, odpowiednio, (z_1, z_2) i (s_1, s_2) przynależnym danym segmentom funkcjom bazowym (należy przy tym pamiętać, że każdy segment osi s jest obrazem elektrycznym odpowiedniego segmentu ułożonego wzdłuż osi z).

4. WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

Omówiony wyżej algorytm konstrukcji przybliżonego równania EFE dla funkcji opisującej rozkład prądu wzdłuż anteny V realizuje program VDIPOL napisany w języku FORTRAN IV. Program ten składa się z dwóch podstawowych bloków. Pierwszy blok stanowią podprogramy służące do obliczania elementów uogólnionej macierzy impedan-

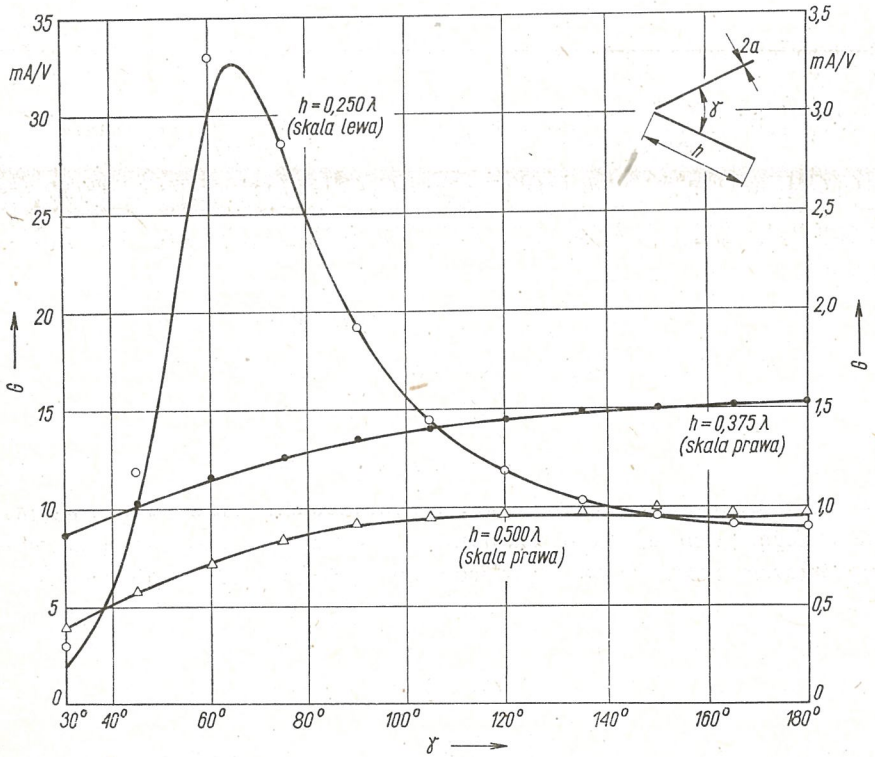
cyjnej anteny. Jak już wspomniano, większość elementów macierzy [Z] jest obliczana z zamkniętych, wolnych od całek, wyrażeń zawierających funkcje sinus i cosinus całkowy. Całki nie dające się obliczyć analitycznie są obliczane numerycznie z sześciopunktowego wzoru Gaussa (z rozbiciem przedziału całkowania na odpowiednią liczbę podprzedziałów).

W drugim z bloków programu VDIPOL rozwiązywane jest równanie macierzowe (8); rozwiązanie otrzymuje się przez odwrócenie macierzy [Z] standardową metodą Gaussa-Jordana.

Na podstawie otrzymanego w ten sposób przybliżonego rozkładu prądu wzdłuż anteny wyznaczana jest jej impedancja wejściowa.

Właściwe obliczenia były poprzedzone serią eksperymentów numerycznych mających na celu zbadanie zbieżności przyjętej metody konstrukcji rozwiązania przybliżonego. Na podstawie wyników tych eksperymentów stwierdzono, że rozsądny kompromis między dokładnością otrzymywanych wyników, a czasem pracy jednostki centralnej maszyny cyfrowej osiąga się przy podziale każdego z ramion dipola na pięć równej długości segmentów; $N = 5$ przyjęto do wszystkich obliczeń, których wyniki przedstawiono dalej.

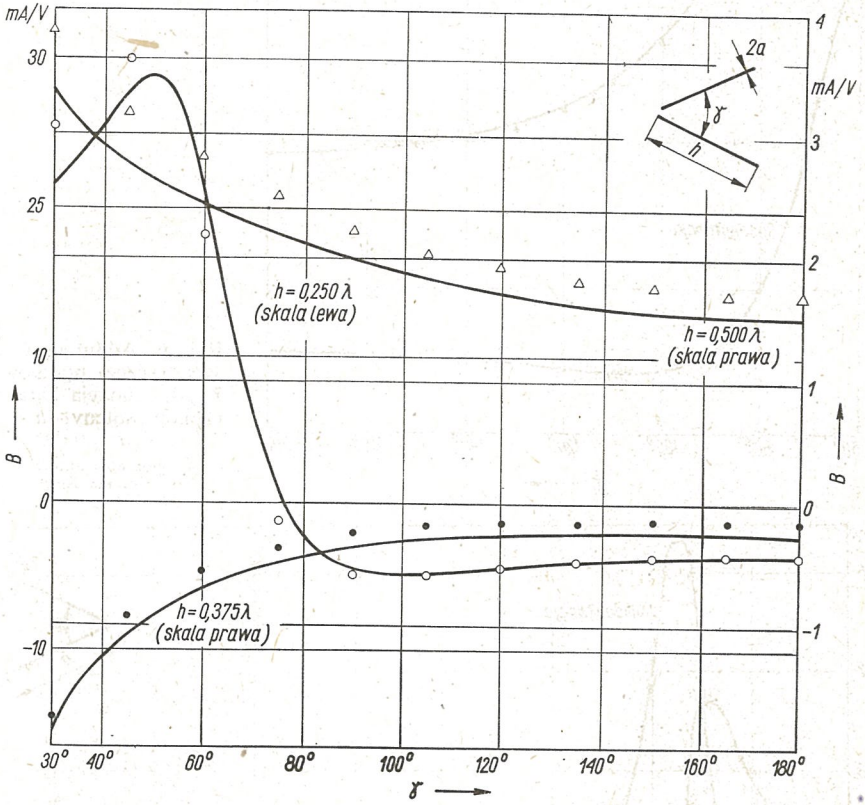
Wstępne obliczenia impedancji wykonano dla anteny o parametrach dobranych tak, by możliwe było porównanie wyników własnych z wynikami otrzymanymi przez innych



Rys. 4. Konduktancja wejściowa symetrycznej anteny V jako funkcja kąta rozwarcia ramion anteny ($a = 0{,}007\ \lambda$)

— — obliczenia autora, ○ ● △ — teoria Surutki-Veličkoviča [2] (rozwiązanie wariacyjne; aproksymacja rozkładu prądu wielomianem algebraicznym III stopnia)

Autorów (patrz wykresy na rys. 4÷7). Na podstawie przedstawionego materiału porównawczego nie można, oczywiście, rozstrzygnąć — bez komentarza uzupełniającego — kwestii zgodności wyników obliczeń z wynikami pomiarów impedancji wejściowej anteny *V*. Sprawa przedstawia się tutaj następująco.

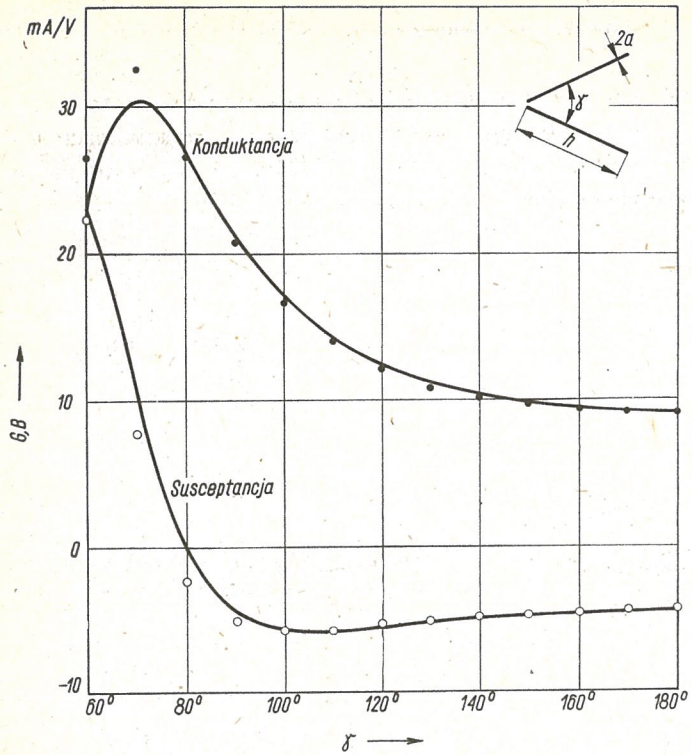


Rys. 5. Susceptancja wejściowa symetrycznej anteny *V* jako funkcja kąta rozwarcia ramion anteny ($a = 0{,}007\ \lambda$)

— —.obliczenia autora, ○ ● △ — teoria Surutki-Veličkoviča [2]

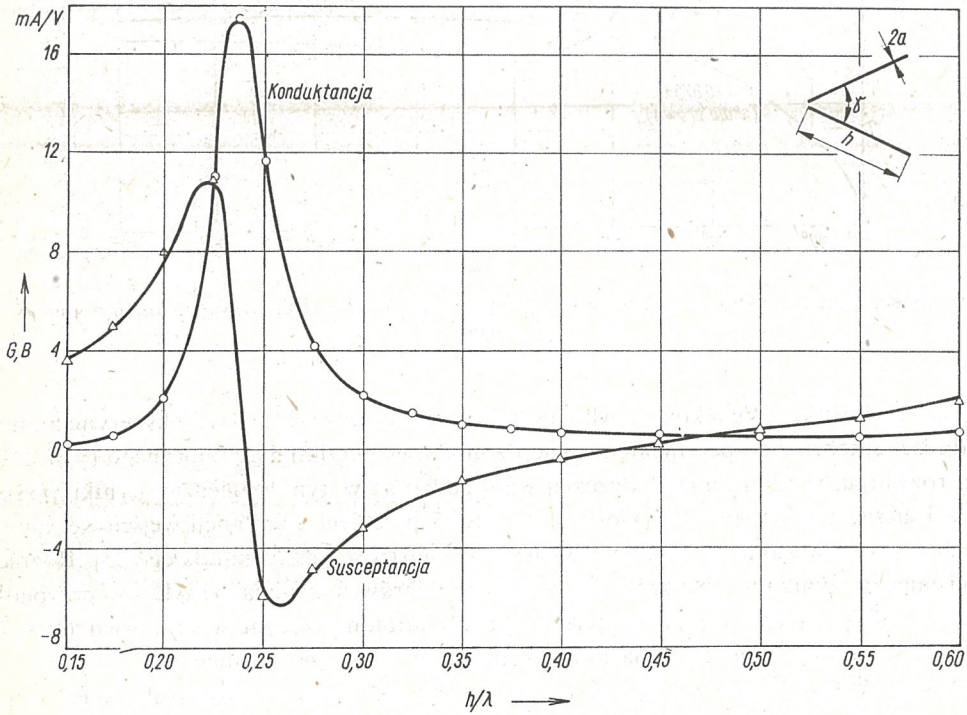
Teoria Surutki i Veličkoviča właściwie nie została zweryfikowana eksperymentalnie; zgodność tej teorii z eksperymentem stwierdzono bowiem tylko dla granicznego ($\gamma = 180°$) kąta rozwarcia ramion anteny. Bardziej wiarygodne są w tym względzie wyniki podane przez Jonesa; obydwa przedstawione na rys. 6 i 7 przebiegi admitancji wejściowej anteny (wg Jonesa) są w zasadzie zgodne z wynikami pomiarów Lekhyananda'ego [5]. Rozbieżności między wynikami obliczeń, a wynikami pomiarów ujawniają się tylko w przypadku anteny półfalowej (rys. 6) przy kącie rozwarcia ramion leżącym w granicach 60°÷75° i nie przekraczają około 15% dla konduktancji i 30% dla susceptancji.

Wobec zadowalającej zgodności wyników obliczeń przeprowadzonych przez autora z wynikami podanymi przez Jonesa można spodziewać się, że proponowana metoda analizy prowadzi, ogólnie biorąc, do wyników dobrze przybliżających rzeczywistą impedancję wejściową anteny.



Rys. 6. Admitancja wejściowa symetrycznej, półfalowej anteny V jako funkcja kąta rozwarcia ramion anteny ($h = 0{,}250\ \lambda$; $a = 0{,}002\ \lambda$)

— — obliczenia autora, ● ○ — obliczenia Jonesa [3]



Rys. 7. Admitancja wejściowa symetrycznej anteny V jako funkcja długości ramienia anteny ($\gamma = 120°$, $a = 0{,}002\ \lambda$)

— — obliczenia autora, ○ △ — obliczenia Jonesa [3]

Do pełnego scharakteryzowania właściwości impedancyjnych (a także przy porównywaniu wyników otrzymanych różnymi metodami analitycznymi, bądź przy konfrontacji teorii z eksperymentem) niezbędna jest informacja o tzw. krytycznych parametrach anteny. Przez parametry krytyczne rozumie się m.in. najmniejszą częstotliwość rezonansową anteny (częstotliwość pierwszego rezonansu), najmniejszą częstotliwość antyrezonansową (częstotliwość pierwszego antyrezonansu), rezystancję wejściową anteny w rezonansie, ekstremalne wartości rezystancji i reaktancji wejściowej, itp.

Tablica 1

Elektryczne długości ramion (kh) symetrycznej anteny V odpowiadające pierwszej częstotliwości antyrezonansowej

Ω \ γ	30°	60°	90°	120°	150°	180°
wg Jonesa [3]						
11,0	2,67	2,62	2,60		2,62	2,62
12,5	2,76	2,71	2,71	2,71	2,73	2,73
15,0	2,85	2,81	2,81	2,83	2,85	2,85
20,0	2,95		2,93	2,95	2,96	2,96
wg Autora						
11,0	2,664	2,620	2,604	2,620	2,620	2,625
12,5	2,753	2,713	2,705	2,716	2,730	2,736
15,0	2,849	2,814	2,813	2,829	2,844	2,850
20,0	2,949	2,942	2,925	2,942	2,955	2,961

Tablica 2

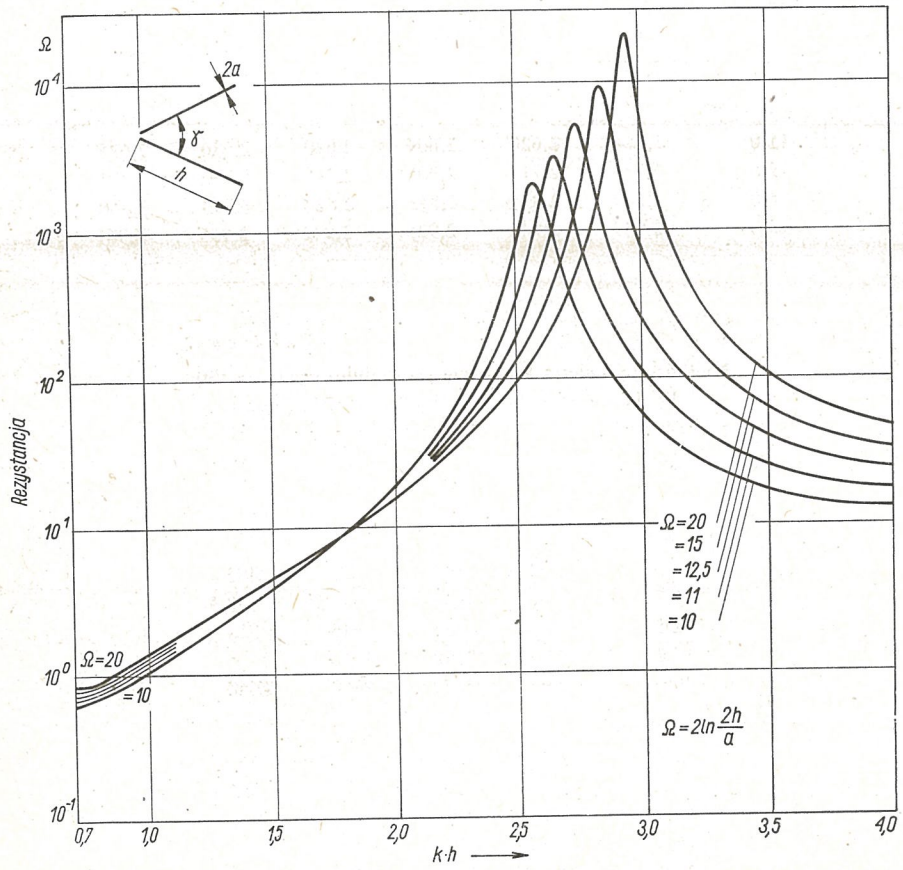
Niektóre parametry krytyczne prostoliniowego ($\gamma = 180°$) dipola symetrycznego w pobliżu antyrezonansu

Ω	kh[1]	R_{max} (ohm)	X_{max} (ohm)	X_{min} (ohm)
wg Kinga [1]				
10,0	2,54	855	305	492
11,0	2,62	1095	413,7	618,5
12,5	2,72	1531	615	850
15,0	2,83	2438	1050	1335
20,0	2,95	4950	2230	2640
wg Autora				
10,0	2,520	867,5	288,7	515,5
11,0	2,625	1130	408,5	652,8
12,5	2,736	1588	622,1	894,4
15,0	2,850	2527	1065	1381
20,0	2,961	5069	2281	2717

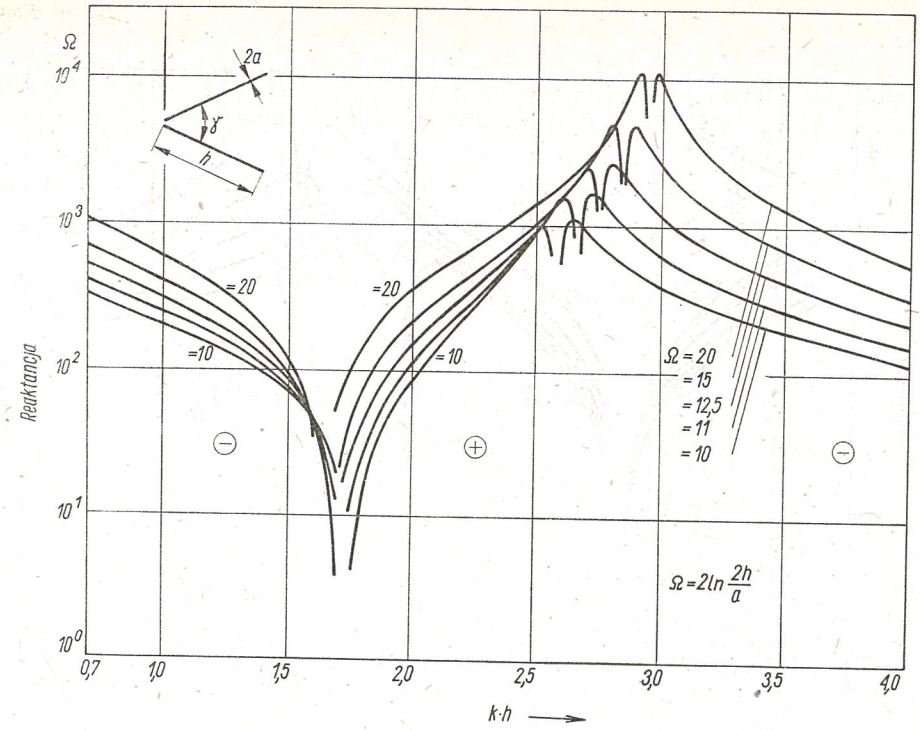
[1]) długość ramienia przy częstotliwości antyrezonansowej

Wyznaczenie krytycznych parametrów anteny — zwłaszcza w otoczeniu częstotliwości antyrezonansowej — jest dość kłopotliwe. Wynika to stąd, że w pobliżu antyrezonansu zarówno rezystancja, jak i reaktancja wejściowa zmieniają się w funkcji częstotliwości bardzo gwałtownie, osiągając przy tym swoje ekstremalne wartości. Mówiąc inaczej, antena zachowuje się podobnie do równoległego obwodu rezonansowego o dużej dobroci.

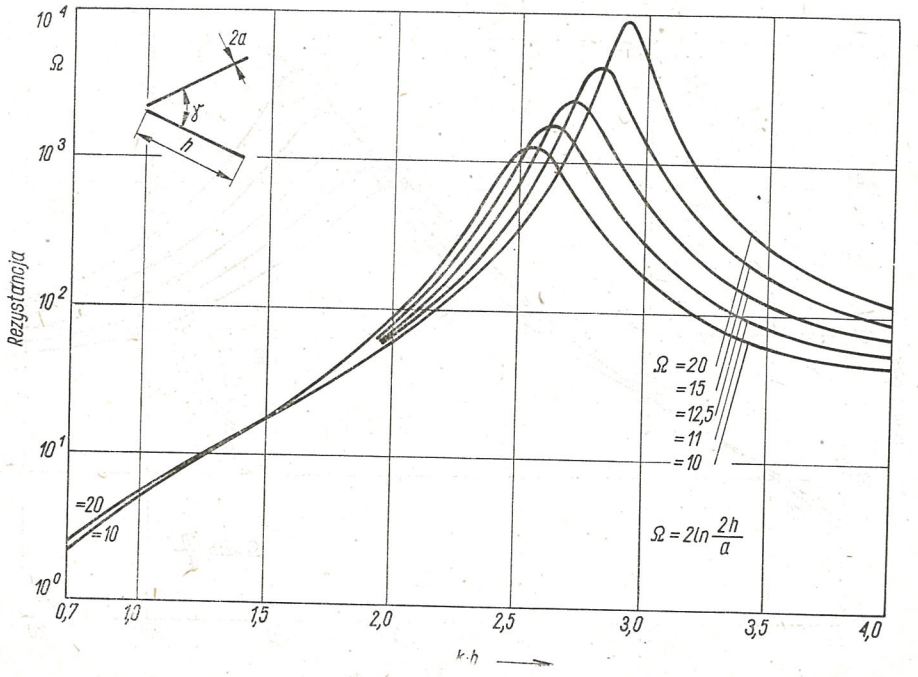
W celu przynajmniej fragmentarycznego porównania, w tablicach 1 i 2 zestawiono wartości niektórych parametrów krytycznych obliczone przez Jonesa, Kinga i autora. Pełne, szczegółowe porównanie wyników otrzymanych przez autora z wynikami podanymi przez Jonesa jest niemożliwe z zupełnie prozaicznej przyczyny; odczytanie wartości interesujących parametrów z miejscami bardzo słabo czytelnych wykresów zamieszczonych w pracy [3] jest mocno utrudnione. Można jedynie stwierdzić, że wszystkie wyznaczone przez autora krytyczne parametry anten V o różnej geometrii są zgodne — z dokładnością nie gorszą niż około 5% — z parametrami obliczonymi przez Jonesa.



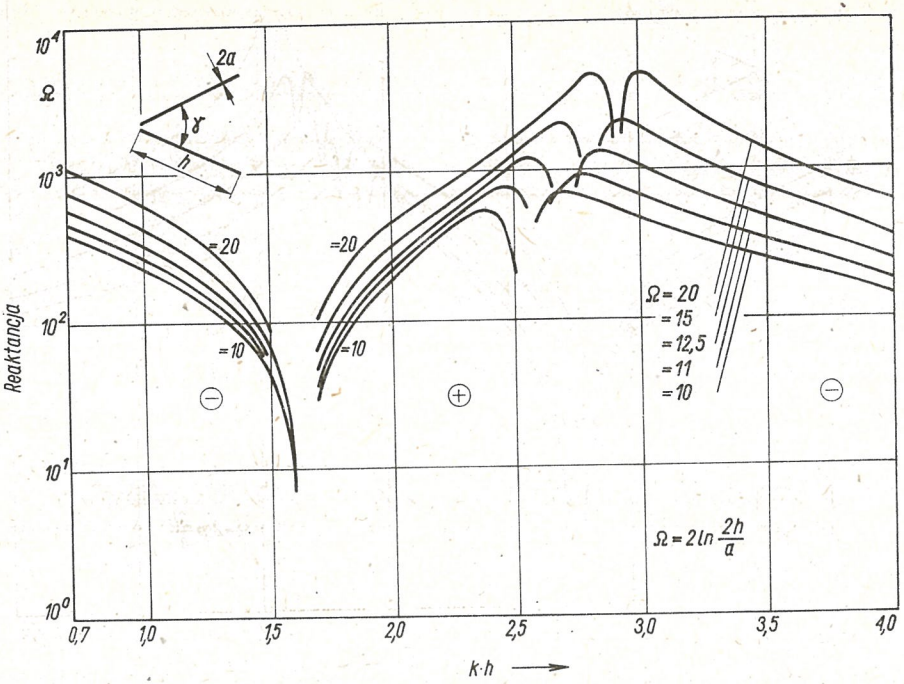
Rys. 8. Zależność rezystancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 30°$)



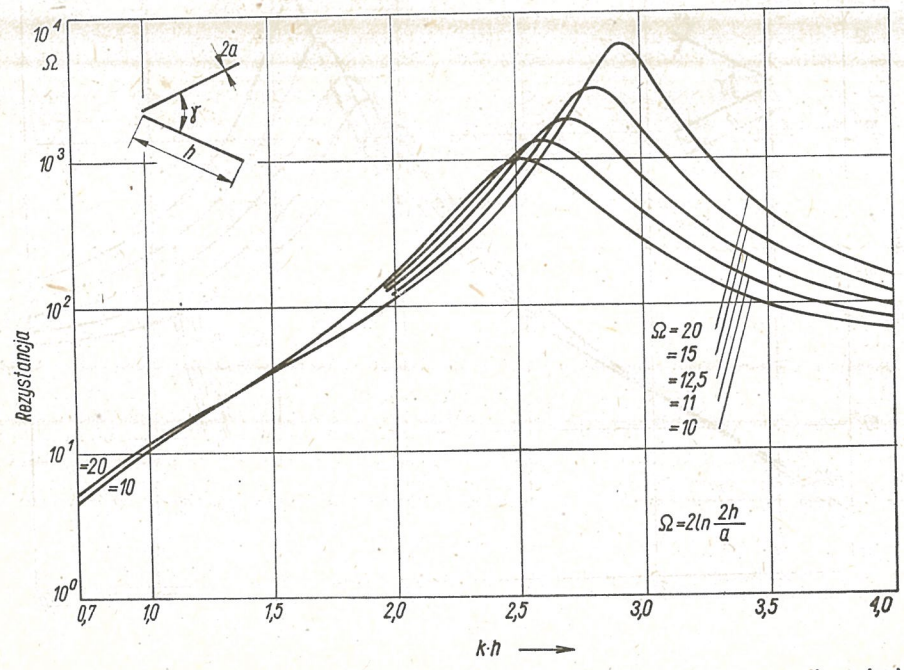
Rys. 9. Zależność reaktancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 30°$)



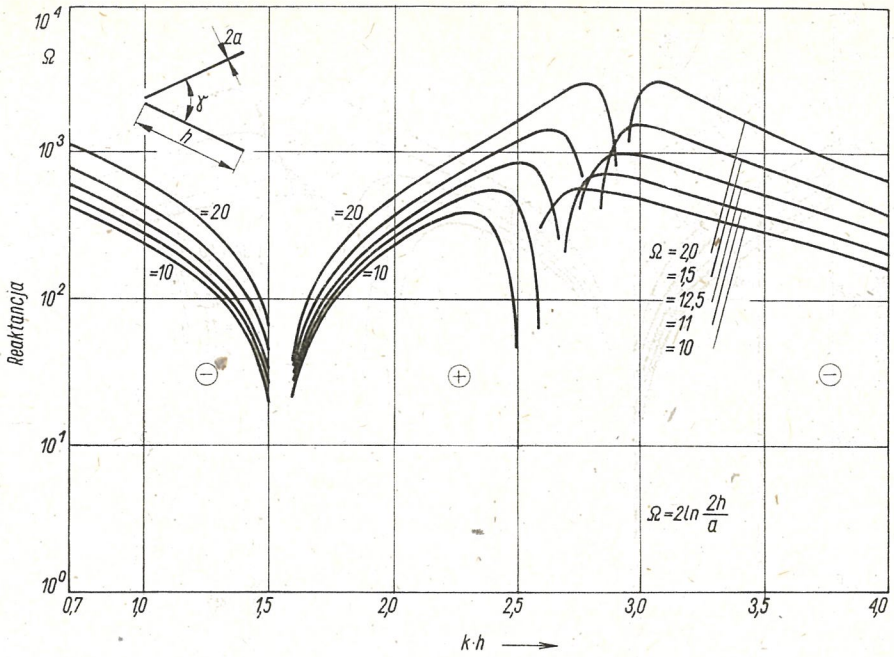
Rys. 10. Zależność rezystancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 60°$)



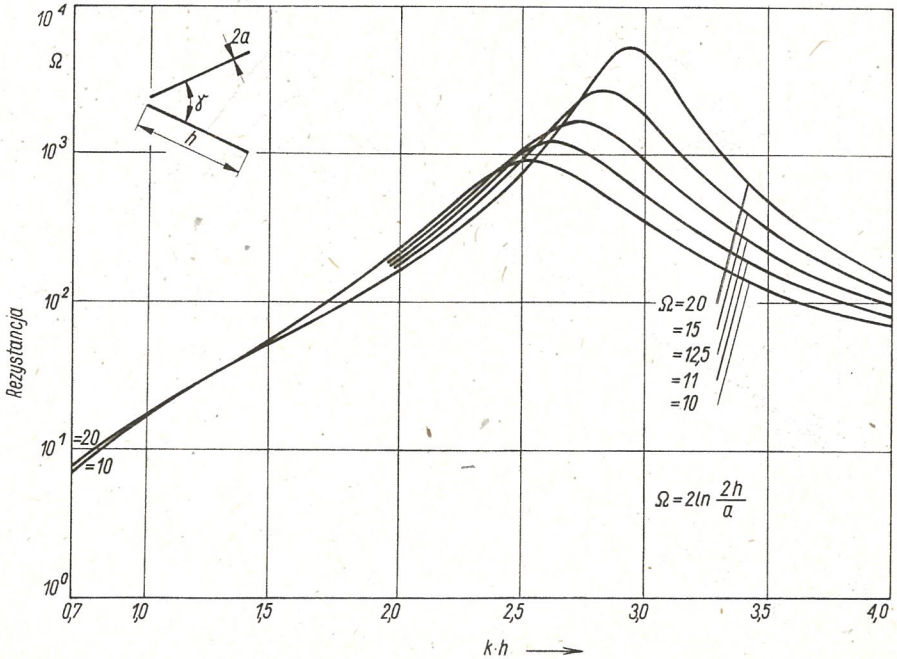
Rys. 11. Zależność reaktancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 60°$)



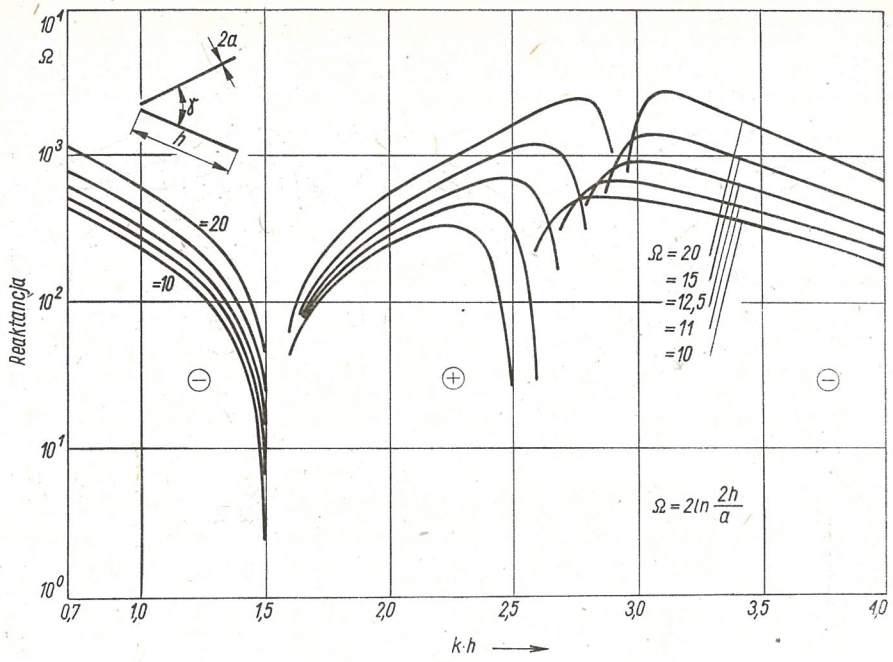
Rys. 12. Zależność rezystancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 90°$)



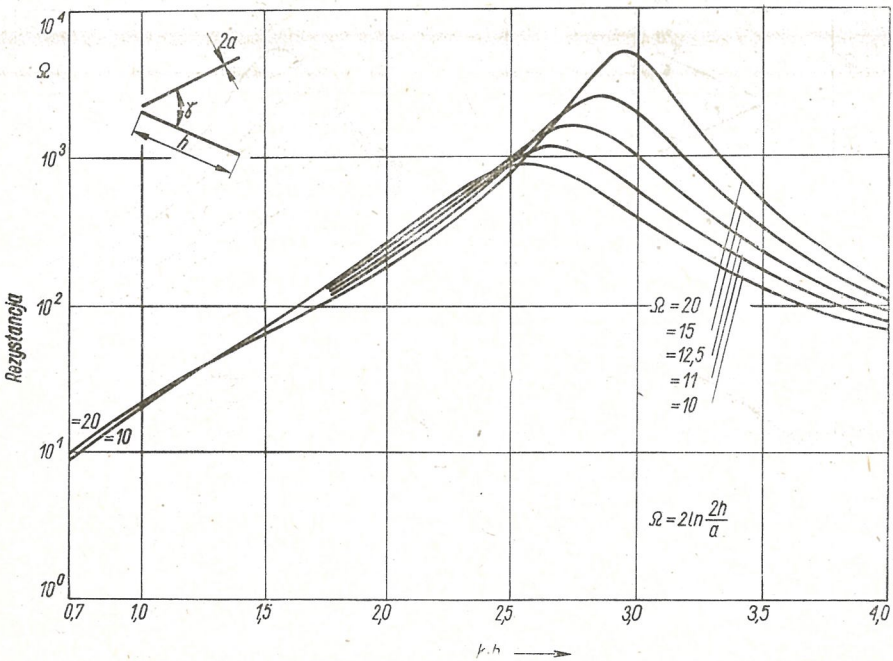
Rys. 13. Zależność reaktancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 90°$)



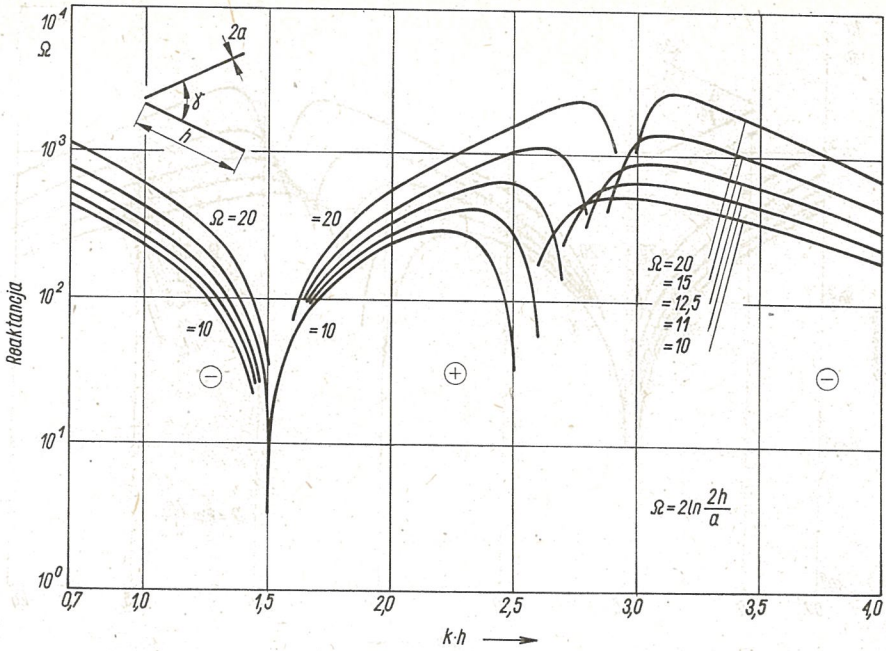
Rys. 14. Zależność rezystancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 120°$)



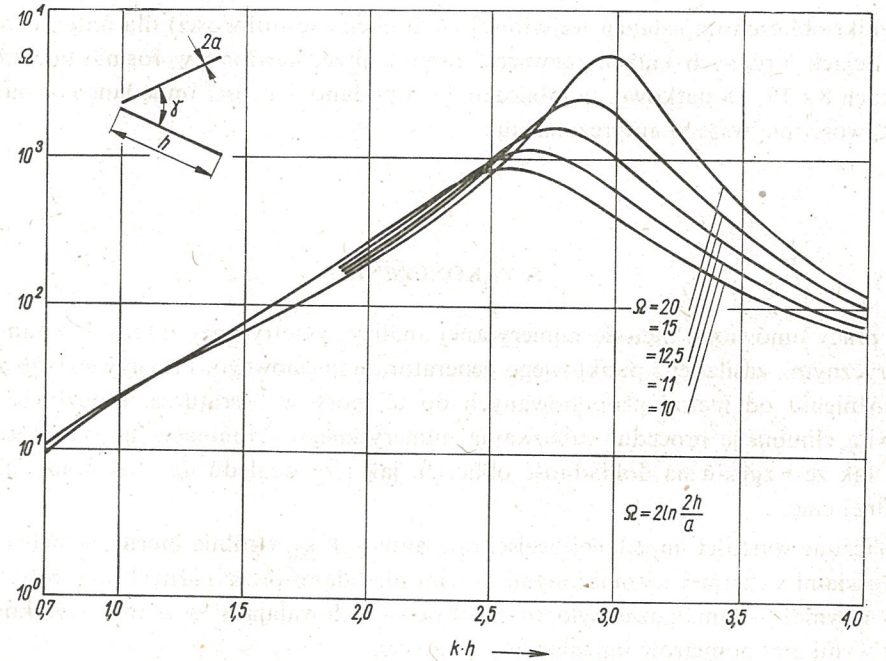
Rys. 15. Zależność reaktancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 120°$)



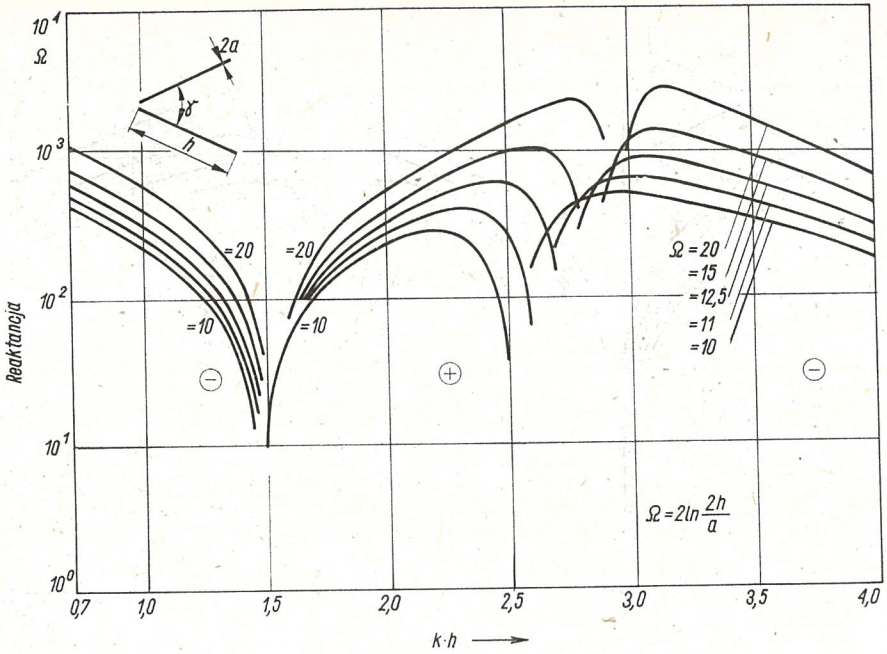
Rys. 16. Zależność rezystancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 150°$)



Rys. 17. Zależność reaktancji wejściowej symetrycznej anteny V od długości elektrycznej ramienia anteny ($\gamma = 150°$)



Rys. 18. Zależność rezystancji wejściowej prostoliniowego dipola symetrycznego od długości elektrycznje ramienia dipola ($\gamma = 180°$)



Rys. 19. Zależność reaktancji wejściowej prostoliniowego dipola symetrycznego od długości elektrycznej ramienia dipola ($\gamma = 180°$)

Wyniki obliczeń impedancji wejściowej (w funkcji częstotliwości) dla anten o różnych smukłościach i różnych kątach rozwarcia ramion przedstawiono w formie graficznej na rysunkach 8÷19. Dodatkowo, w tablicach 3÷8 podano wartości impedancji w otoczeniu częstotliwości pierwszego antyrezonansu.

5. ZAKOŃCZENIE

W pracy omówiono metodę numerycznej analizy symetrycznej anteny *V* z ramionami cylindrycznymi, zasilanej z punktowego generatora napięciowego. Przyjęty sposób analizy, w odróżnieniu od metod proponowanych do tej pory w literaturze, umożliwia prawie całkowitą eliminację procedur całkowania numerycznego. Eliminacja ta ma istotne znaczenie tak ze względu na dokładność obliczeń, jak i ze względu na czas pracy jednostki centralnej emc.

Obliczone wartości impedancji wejściowej anteny *V* są, ogólnie biorąc, w pełni zgodne z wartościami wcześniej wyznaczonymi innymi metodami przez różnych autorów. Stwierdzono również — tam, gdzie było to możliwe — zadowalającą zgodność wyników obliczeń z wynikami pomiarów impedancji wejściowej.

Szczegółową charakteryzację właściwości impedancyjnych anteny *V* dają zamieszczone w pracy obszerne tablice i wykresy impedancji.

Tablica 3

Impedancja wejściowa (w omach) symetrycznej anteny V w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 30°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,48	543,2+j 849,9				
2,50	734,9+j 934,9				
2,52	1013 +j 986,8				
2,54	1397 +j 935,0				
2,56	1833 +j 659,4	730,2+j1283			
2,58	2111 +j 96,70	1002 +j1431			
2,60	2011 −j 547,3	1413 +j1544			
2,62	1628 −j 966,6	2010 +j1517			
2,64	1217 −j1117	2737 +j1132	872,0+j1909		
2,66	895,2−j1114	3238 +j 227,9	1201 +j2168		
2,68	667,4−j1050	3069 −j 843,6	1716 +j2437		
2,70	509,4−j 969,7	2413 −j1500	2531 +j2616		
2,72		1746 −j1692	3731 +j2410		
2,74		1252 −j1649	5004 +j1291	1271+j3254	
2,76		917,6−j1528	5293 −j 686,8	1803+j3764	
2,78		692,2−j1393	4281 −j2212	2687+j4346	
2,80			3010 −j2716	4211+j4835	
2,82			2069 −j2662	6696+j4560	
2,84			1460 −j2436	9393+j2036	1758+j 6037
2,86			1069 −j2188	9304−j2274	2566+j 7153
2,88				6619−j4644	4015+j 8617
2,90				4238−j4894	6856+j10350
2,92				2772−j4443	12650+j11140
2,94				1907−j3903	21000+j 5445
2,96				1379−j3425	19860−j 7047
2,98					11590−j11130
3,00					6480−j10100
3,02					3946−j 8463
3,04					2614−j 7115
3,06					1850−j 6083

Tablica 4

Impedancja wejściowa (w omach) symetrycznej anteny V w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 60°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,44	$889{,}5+j479{,}4$				
2,46	$993{,}7+j442{,}2$				
2,48	$1094\ +j360{,}1$				
2,50	$1181\ +j250{,}2$				
2,52	$1243\ +j116{,}2$	$1171+j740{,}4$			
2,54	$1273\ -j\ 33{,}10$	$1322+j671{,}7$			
2,56	$1265\ -j185{,}1$	$1472+j562{,}7$			
2,58	$1222\ -j326{,}8$	$1605+j410{,}3$			
2,60	$1152\ -j448{,}1$	$1703+j218{,}6$	$1504+j1198$		
2,62	$1064\ -j543{,}8$	$1751+j\ 0{,}895$	$1737+j1141$		
2,64	$968{,}8-j613{,}4$	$1741-j222{,}5$	$1983+j1024$		
2,66		$1677-j429{,}8$	$2223+j\ 834{,}1$		
2,68		$1571-j604{,}7$	$2425+j\ 567{,}5$		
2,70		$1439-j739{,}0$	$2556-j\ 236{,}7$	$2199+j2086$	
2,72		$1298-j833{,}0$	$2591-j\ 126{,}4$	$2610+j2040$	
2,74		$1158-j891{,}9$	$2523-j\ 479{,}3$	$3069+j1888$	
2,76			$2369-j\ 784{,}0$	$3541+j1588$	
2,78			$2162-j1019$	$3958+j1116$	
2,80			$1933-j1181$	$4233+j\ 492{,}3$	
2,82			$1705-j1279$	$4294-j\ 209{,}4$	$3997+j4409$
2,84				$4128-j\ 879{,}3$	$4995+j4406$
2,86				$3788-j1425$	$6187+j4093$
2,88				$3358-j1807$	$7445+j3295$
2,90				$2912-j2035$	$8478+j1907$
2,92				$2497-j2142$	$8904+j\ 79{,}67$
2,94					$8538-j1752$
2,96					$7567-j3158$
2,98					$6363-j3992$
3,00					$5212-j4351$
3,02					$4236-j4405$

Tablica 5

Impedancja wejściowa (w omach) symetrycznej anteny V w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 90°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,44	$888{,}9+j230{,}1$				
2,46	$930{,}5+j175{,}3$				
2,48	$964{,}8+j113{,}0$				
2,50	$980{,}0+j\ 44{,}80$	$1076+j430{,}5$			
2,52	$1005\ -j\ 27{,}38$	$1145+j371{,}8$			
2,54	$1008\ -j101{,}1$	$1208+j300{,}4$			
2,56	$1000\ -j173{,}8$	$1261+j217{,}0$			
2,58	$981{,}8-j243{,}1$	$1302+j123{,}6$			
2,60	$954{,}3-j307{,}0$	$1328+j\ 23{,}10$	$1507+j677{,}3$		
2,62	$919{,}3-j364{,}1$	$1337-j\ 80{,}96$	$1616+j589{,}3$		
2,64		$1329-j184{,}5$	$1715+j479{,}5$		
2,66		$1305-j283{,}7$	$1799+j348{,}9$		
2,68		$1267-j375{,}1$	$1861+j201{,}1$		
2,70		$1218-j456{,}5$	$1897+j\ 41{,}40$	$2220+j1270$	
2,72		$1160-j526{,}3$	$1905-j123{,}0$	$2429+j1145$	
2,74			$1883-j284{,}6$	$2630+j\ 973{,}8$	
2,76			$1835-j436{,}1$	$2807+j\ 755{,}1$	
2,78			$1764-j572{,}1$	$2946+j\ 493{,}4$	
2,80			$1677-j688{,}9$	$3033+j\ 199{,}6$	
2,82			$1579-j785{,}0$	$3058-j\ 109{,}6$	$4020+j2841$
2,84				$3018-j\ 415{,}0$	$4564+j2610$
2,86				$2921-j\ 698{,}1$	$5107+j2233$
2,88				$2777-j\ 945{,}1$	$5595+j1691$
2,90				$2601-j1148$	$5959+j\ 997{,}7$
2,92				$2407-j1305$	$6137+j\ 200{,}7$
2,94					$6094-j\ 620{,}4$
2,96					$5843-j1379$
2,98					$5434-j2009$
3,00					$4933-j2481$
3,02					$4404-j2799$

Impedancja wejściowa (w omach) symterycznej anteny V w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 120°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,44	827,0+j156,5				
2,46	853,5+j116,5				
2,48	875,6+j 72,76				
2,50	892,9+j 26,01	1005+j318,0			
2,52	904,6−j 22,96	1049+j273,0			
2,54	910,5−j 73,18	1090+j221,4			
2,56	910,4−j123,6	1125+j163,8			
2,58	904,3−j173,3	1154+j100,8			
2,60	892,7−j221,3	1175+j 33,66	1375+j522,7		
2,62	876,0−j266,7	1188−j 36,26	1448+j457,7		
2,64		1191−j107,4	1514+j381,1		
2,66		1186−j178,1	1572+j293,4		
2,68		1172−j246,7	1619+j196,0		
2,70		1150−j311,9	1654+j 90,89		
2,72		1121−j372,5	1673−j 19,34	2151+j 922,2	
2,74			1678−j131,8	2288+j 803,5	
2,76			1666−j243,1	2413+j 658,8	
2,78			1640−j350,3	2519+j 489,5	
2,80			1600−j450,7	2601+j 299,1	
2,82			1549−j542,1	2652+j 93,31	
2,84				2668−j 120,3	3972+j2171
2,86				2649−j 333,4	4352+j1917
2,88				2597−j 537,5	4709+j1571
2,90				2514−j 725,4	4011+j1133
2,92				2408−j 891,8	5227+j 615,5
2,94				2284−j1034	5330+j 46,91
2,96					5305−j 534,5
2,98					5156−j1087
3,00					4903−j1576
3,02					4575−j1979

Tablica 7

Impedancja wejściowa (w omach) symetrycznej anteny V w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 150°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,44	$792{,}6+j139{,}4$				
2,46	$815{,}3+j106{,}7$				
2,48	$835{,}0+j\ 71{,}07$				
2,50	$851{,}3+j\ 3{,}30$				
2,52	$863{,}8-j\ 6{,}97$	$997{,}7+j250{,}6$			
2,54	$872{,}2-j\ 48{,}39$	$1033\ +j208{,}8$			
2,56	$876{,}2-j\ 90{,}59$	$1064\ +j162{,}4$			
2,58	$875{,}8-j133{,}0$	$1092\ +j111{,}6$			
2,60	$871{,}0-j174{,}8$	$1113\ +j\ 57{,}26$			
2,62	$862{,}1-j215{,}5$	$1129\ +j\ 0{,}02$	$1363+j431{,}5$		
2,64		$1139\ -j\ 59{,}17$	$1421+j370{,}5$		
2,66		$1142\ -j119{,}3$	$1474+j300{,}8$		
2,68		$1138\ -j179{,}2$	$1520+j223{,}1$		
2,70		$1128\ -j237{,}9$	$1557+j138{,}3$		
2,72		$1111\ -j294{,}4$	$1585+j\ 47{,}85$		
2,74		$1089\ -j347{,}9$	$1601-j\ 46{,}46$	$2129+j782{,}7$	
2,76			$1605-j142{,}6$	$2243+j669{,}7$	
2,78			$1597-j238{,}4$	$2345+j536{,}4$	
2,80			$1577-j331{,}7$	$2431+j384{,}4$	
2,82			$1547-j420{,}4$	$2496+j216{,}4$	
2,84			$1506-j503{,}1$	$2537+j\ 36{,}73$	$3675+j2082$
2,86				$2551-j149{,}3$	$4010+j1890$
2,88				$2537-j335{,}6$	$4338+j1626$
2,90				$2495-j516{,}0$	$4635+j1285$
2,92				$2429-j685{,}0$	$4879+j\ 870{,}8$
2,94				$2341-j838{,}1$	$5045+j\ 396{,}0$
2,96				$2237-j972{,}4$	$5114-j\ 115{,}8$
2,98					$5076-j\ 634{,}1$
3,00					$4935-j1127$
3,02					$4707-j1576$

Impedancja wejściowa (w omach) prostoliniowego dipola symterycznego w otoczeniu antyrezonansu
($\gamma = 180°$)

kh	$\Omega = 10{,}0$	$\Omega = 11{,}0$	$\Omega = 12{,}5$	$\Omega = 15{,}0$	$\Omega = 20{,}0$
2,44	$780{,}9+j137{,}0$				
2,46	$802{,}8+j106{,}5$				
2,48	$822{,}2+j\ 73{,}26$				
2,50	$838{,}6+j\ 37{,}72$				
2,52	$851{,}5+j\ 0{,}24$	$981{,}3+j247{,}1$			
2,54	$860{,}8-j\ 38{,}72$	$1015\ +j208{,}2$			
2,56	$866{,}2-j\ 78{,}63$	$1046\ +j165{,}0$			
2,58	$867{,}5-j118{,}9$	$1073\ +j117{,}7$			
2,60	$864{,}9-j159{,}1$	$1096\ +j\ 66{,}86$			
2,62	$858{,}2-j198{,}5$	$1113\ +j\ 13{,}10$	$1337+j428{,}2$		
2,64	$847{,}9-j236{,}6$	$1124\ -j\ 42{,}81$	$1394+j371{,}7$		
2,66		$1130\ -j100{,}0$	$1446+j307{,}1$		
2,68		$1129\ -j157{,}5$	$1492+j234{,}8$		
2,70		$1122\ -j214{,}4$	$1530+j155{,}5$		
2,72		$1109\ -j269{,}7$	$1560+j\ 70{,}47$		
2,74		$1091\ -j322{,}7$	$1580-j\ 18{,}91$	$2084+j784{,}0$	
2,76			$1588-j111{,}0$	$2195+j679{,}8$	
2,78			$1586-j203{,}4$	$2297+j556{,}5$	
2,80			$1572-j294{,}7$	$2385+j414{,}9$	
2,82			$1548-j382{,}7$	$2455+j257{,}2$	
2,84			$1513-j465{,}8$	$2504+j\ 86{,}65$	
2,86				$2527-j\ 92{,}01$	$3914+j1898$
2,88				$2524-j273{,}4$	$4235+j1657$
2,90				$2494-j451{,}7$	$4534+j1343$
2,92				$2440-j621{,}5$	$4787+j\ 955{,}8$
2,94				$2363-j778{,}1$	$4973+j\ 506{,}5$
2,96				$2268-j918{,}0$	$5069+j\ 13{,}72$
2,98					$5064-j\ 495{,}1$
3,00					$4957-j\ 989{,}5$
3,02					$4759-j1441$

LITERATURA

1. R. W. P. King, *The theory of linear-antennas*, Harvard University Press, 1956.
2. J. V. Surutka, D. M. Veličković, *Variational approach to V-dipole antenna analysis*, The Radio and Electronic Engineer, vol. 44, No. 7, 1974.
3. J. E. Jones, *Analysis of the symmetric center-fed V-dipole antenna*, IEEE Trans., vol. AP-24, 1976.
4. R. Mittra (ed.), *Computer techniques for electromagnetics*, Pergamon Press, 1973.
5. D. Lekhyanada, *An experimental investigation of modified dipole antennas*, M.S. thesis, Ohio State Univ., Columbus, 1969.
6. A. Karwowski, *Numeryczna analiza cienkiej, symetrycznej anteny V*, Raport Nr PRE-72, Politechnika Wrocławska, IPEiE, Wrocław, 1980.

A. KARWOWSKI

DRIVING POINT IMPEDANCE OF SYMMETRIC *V*-DIPOLE ANTENNA

Summary

A problem of determining the driving point impedance of a symmetric center-fed cylindrical *V*-dipole antenna is considered in the paper. The problem is formulated analytically in terms of Pocklington-type integral equation for current distribution in the antenna. This equation is solved numerically by moment method (a Galerkin scheme) using piecewise sinusoidal expansion functions. Computed impedance data are in general agreement with theoretical and experimental results previously reported. Extensive, useful for practical applications, charts and tables of *V*-dipole impedance are given in the paper.

A. KARWOWSKI

IMPÉDANCE D'ENTRÉE D'UN DIPÔLE *V* SYMÉTRIQUE

Résumé

L'article est consacré au problème de l'impédance d'entrée d'un dipôle mince, cylindrique et symétrique, alimenté par un générateur ponctuel de tension. Le problème de calcul de l'impédance est réduit à la résolution de l'équation intégrale de Pocklington, pour une fonction qui décrit la répartition du courant le long du dipôle. Cette équation a été résolue par la méthode des moments (le schéma de Galerkin avec les tronçons sinusoïdaux des fonctions basiques). Les résultats obtenus ont été confrontés avec ceux qui ont paru dans les publications spécialistes. Les valuers de l'impédance sont publiées sous forme de tableaux et diagrammes et peuvent être utilisées en pratique.

A. KARWOWSKI

EINGANGSIMPEDANZ DES SYMMETRISCHEN *V*-DIPOLS

Zusammenfassung

In der Arbeit wurde das Problem der Eingangsimpedanz eines dünnen, zylindrischen, symmetrischen *V*-Dipols beschrieben. Der Dipol wurde mit einem Spannungsschlitzgenerator gespeist. Das Problem der Lösung der Impedanz wurde auf die Lösung der Pocklington-Integralgleichung für die Stromausbreitungsfunktion reduziert. Die Gleichung wurde numerisch mit Hilfe der Momentenmethode (Galerkin-Schema mit „segmentalsinusoidalen" Basisfunktionen) gelöst. Die Ergebnisse wurden mit den in der Fachliteratur veröffentlichten Ergebnissen verglichen. Umfangreiche Tafeln und Diagramme, die sich auf die *V*-Antenneneingangsimpedanz beziehen, wurden gebracht; sie können beim Lösen vieler praktischen Probleme behilflich sein.

А. КАРВОВСКИ

ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СИММЕТРИЧНОЙ ДИПОЛЬНОЙ *V*-АНТЕННЫ

Р е з ю м е

Статья посвящена проблеме входного сопротивления симметричной, цилиндрической антенны *V* возбуждаемой точечным генератором напряжения. Задача определения сопротивления сведена к решению уравнения типа Поклингтона для функции распределения тока вдоль антенны. Уравнение Поклингтона решено численным методом моментов (схема Галеркина) с использованием кусочно-сонусоидальных базисных функций. Результаты вычислений генерально согласуются с экпериментальными и расчётными данными опубликованными до сих пор в литературе.

Приведены обширные, пригодные в практике, таблицы и графики входного сопротивления антенны *V*.

ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE 1982, 28, z. 3-4, ss. 597—609

621.3.029.63/66

Dzielnik częstotliwości na pasmo mikrofalowe *L*

MIECZYSŁAW BARANOWSKI (JELENIA GÓRA)

Wyższa Oficerska Szkoła Radiotechniczna

Otrzymano 20.6.1980

W artykule przedstawiono ogólną charakterystykę porównawczą dzielników częstotliwości pracujących w dolnym zakresie mikrofalowego pasma. Zaproponowano rozwiązanie tranzystorowego, parametrycznego dzielnika częstotliwości i jego uproszczony układ zastępczy. Propozycję poparto przekładowymi wynikami pomiarów oraz obliczeń wynikających z komputerowej analizy i optymalizacji.

WYKAZ OZNACZEŃ

$\frac{f_{we\,max}}{f_T}$ — współczynnik wykorzystania tranzystora (gdzie f_T — częstotliwość graniczna tranzystora),

$\delta_f = \frac{f_{we\,max} - f_{we\,min}}{f_{we}}$ — względna szerokość pasma dzielonych częstotliwości (gdzie f_{we} — średnia arytmetyczna częstotliwości sygnału wejściowego),

$\delta_u = \frac{U_{we\,max} - U_{we\,min}}{U_{we}}$ — względny zakres zmian napięcia wejściowego (gdzie U_{we} — średnia arytmetyczna wartości skutecznej napięcia wejściowego),

$N = 2, 3, 4, \ldots$ — współczynnik podziału częstotliwości,

t_p — średnia arytmetyczna czasu propagacji przy zmianie sygnału wyjściowego,

$\alpha = 20\lg \sqrt{\frac{\sum_{k>1} U_k^2}{U_1^2}}$ — współczynnik tłumienia harmonicznych przebiegu wyjściowego,

$\varphi_{TC}, \varphi_{TE}$ — potencjały termiczne złącza kolektorowego i emiterowego,

α_N, α_I — zwarciowe współczynniki wzmocnienia prądowego w kierunku normalnym i inwersyjnym,

I_{ES}, I_{CS} — zwarciowe prądy nasycenia złącza emiterowego i kolektorowego,

R — rezystancja obciążenia.

1. WSTĘP

W układach elektronicznych techniki pomiarowej i w systemach transmisyjnych odczuwa się brak prostych szerokopasmowych dzielników częstotliwości (*DCz*) o stałym lub programowanym współczynniku podziału, dotyczy to zwłaszcza zakresu mikrofalowego [1, 2, 3]. Stosowane dotychczas w krajowych rozwiązaniach układy dzielące w znacznym stopniu ograniczają maksymalną częstotliwość pracy projektowanych urządzeń ($f_{we\,max} \approx 400$ MHz) [4].

W układach syntezatorów częstotliwości i w miernikach zliczających stosowane są:
— dzielniki szerokopasmowe o stałym współczynniku podziału $N1$,
— dzielniki o programowanym współczynniku podziału $N2$,
— dzielniki szerokopasmowe o stałym i programowanym współczynniku podziału N [2].
Blok *DCz* o stałym współczynniku podziału stanowić może pojedynczy *DCz* lub połączenia łańcuchowe kilku elementarnych *DCz*. Blok programowanego *DCz* jest bardziej rozbudowany. Różnorodność rozwiązań jest duża i stale udoskonalana, o czym świadczą patenty [5, 13, 18, 19].

2. METODY DZIELENIA CZĘSTOTLIWOŚCI

Na podstawie literatury można rozróżnić cztery metody uzyskiwania podziału częstotliwości:
1) dzielenie częstotliwości drogą synchronizacji generatorów na częstotliwości subharmonicznej sygnału wejściowego,
2) regeneracyjne dzielenie częstotliwości,
3) dzielenie częstotliwości przy pomocy układów przerzutnikowych,
4) parametryczne dzielenie częstotliwości.

2.1. Synchroniczne dzielniki częstotliwości

Metoda dzielenia częstotliwości drogą synchronizacji generatorów nie znalazła zastosowania w programowanych *DCz*, gdyż jak wiadomo w tego rodzaju *DCz* przy $u_{we} = 0$, drgania na wyjściu nie zanikają, czyli $u_{wy} \neq 0$. Dzielenie na zasadzie synchronizacji generatorów jest stosowane w układach oscyloskopów stroboskopowych [15].

2.2. Regeneracyjne dzielniki częstotliwości

Maksymalna częstotliwość pracy $f_{we\,max}$ regeneracyjnych *DCz* jest uzależniona od częstotliwości granicznej f_T użytych tranzystorów. Współczynnik wykorzystania tranzystora w układach regeneracyjnych jest mniejszy od jedności $\frac{f_{we\,max}}{f_T} < 1$ [14, 20].

Do wad regeracyjnych *DCz* można zaliczyć złożoność układu oraz wąskie pasmo dzielonych częstotliwości. Względna szerokość pasma dzielenia przy współczynniku

podziału $N = 2$ wynosi $\delta_f \leqslant 15\%$, a ze wzrostem N szerokość δ_f maleje [3]. Dane nie określają przy jakim współczynniku tłumienia harmonicznych zostało wyznaczone pasmo dzielenia.

2.3. Przerzutnikowe dzielniki częstotliwości

Cenną zaletą przerzutnikowych *DCz* jest to, iż umożliwiają wykorzystanie cyfrowych układów scalonych. Jednak maksymalna częstotliwość pracy przerzutników bistabilnych wykonywanych techniką układów scalonych jest ograniczona średnim czasem propagacji t_p, który dla trzech zasadniczych grup konstrukcyjnych *TTL*, *DTL* i *ECL* podany jest w tablicy 1. Jeżeli czas trwania i czas przerwy przebiegu wejściowego są jednakowe, to minimalny okres sygnału wejściowego dla najszybciej działającego pierścieniowego *DCz* zbudowanego na trzech przerzutnikach bistabilnych wynosi $T_{wemin} \approx 4\, t_p$ [3].

Tablica 1

Zestawienie średnich arytmetycznych czasów propagacji cyfrowych układów scalonych

Parametr	*TTL*	*DTL*	*ECL*
t_p [ns]	6÷33	25	2÷5

Rozwiązania programowanych *DCz* wykonywanych na cyfrowych układach scalonych typu MC1027, stanowiących drugą integrację układów logicznych o sprzężeniu emiterowym (*ECL*), pracują do 50 MHz [9]. W układach scalonych typu MC1670S (trzecia integracja) uzyskano maksymalną częstotliwość pracy programowanego *DCz* rzędu 350 MHz. Natomiast układ scalony SAF1034 firmy RTC dzieli przez cztery w paśmie 50 MHz÷1 GHz sygnały wejściowe o amplitudzie około 200 mV [11].

Interesującym rozwiązaniem technologicznym o strukturze złożonej podstawowego przerzutnikowego *DCz* o szybkim działaniu są układy *ECL* typu *J*−*K* [10]. Układy te o $f_{wemax} = 1{,}1$ GHz są obecnie wykonywane techniką łączenia elementów dyskretnych. Wadą tego układu jest konieczność zastosowania 17 tranzystorów o $f_T \geqslant 2{,}5$ GHz. Zaletą — stosunkowo duży współczynnik wykorzystania częstotliwościowego tranzystorów $\frac{1}{2}$.

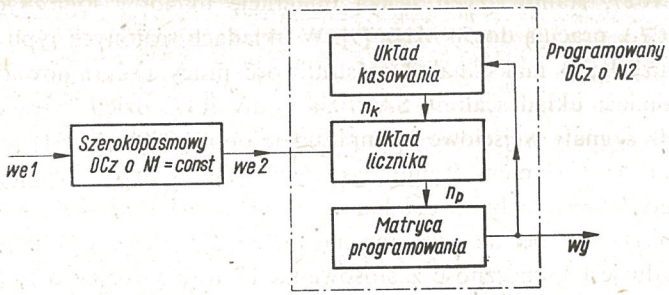
W zakresie pasma *L* do realizacji układów przerzutnikowych, wykorzystywane są również diody tunelowe (*DT*). Mimo wad znajdują one zastosowanie w układach przełączających, występujących np. w synchroskopach stroboskopowych i w rejestrach pierścieniowych, ponieważ umożliwiają osiąganie minimalnych czasów propagacji ≈ 20 ps w stosunkowo prostych do realizacji układach bistabilnych. O szybkości działania układów przełączających na *DT* pracujących w pierścieniu decyduje mały czas narastania czoła impulsu wyjściowego (t_n), który jest około dziesięciokrotnie mniejszy od czasu opadania (t_o) $t_n \approx 0{,}1\, t_o$. Wykorzystanie tej właściwości *DT*, będącej dwójnikiem, dokonuje się

drogą konstruowania układów hybrydowych (*DTL*) pracujących w układach pierścieniowych [13]. Maksymalna częstotliwość pracy układu jest uzależniona od f_T zastosowanych tranzystorów i typu *DT*. Struktury krzemowe — planarne tranzystorów bipolarnych umożliwiają dzielenie częstotliwości do około 2 GHz [16].

Do budowy *DCz* używa się również tranzystorów unipolarnych (*FET*). Spośród nich praktyczne zastosowanie w *DCz* znalazły tranzystory z izolowaną bramką typu *MOS* [17]. Celem stosowania tranzystorów *FET* w *DCz* jest zmniejszenie zawartości harmonicznych w sygnale wyjściowym oraz uproszczenie układu. Ponadto tranzystory unipolarne są bardziej przydatne od tranzystorów bipolarnych do budowy układów scalonych oraz posiadają większe częstotliwości graniczne. Na przykład na tranzystorach unipolarnych o strukturze GaAs (*MESFET*) w prototypowym układzie *DCz* osiągnięto $f_{we\,max} = 4{,}5$ GHz [16]. Przewiduje się iż tranzystory GaAs — *TEDs* (*transfer electron devices*) będą mogły zwiększyć maksymalną częstotliwość dzieloną do 10 GHz. Natomiast powyżej 10 GHz obiecujące są złącza Josephsona [16].

2.4. Parametryczne dzielniki częstotliwości

W układach syntezatorów częstotliwości [3] znajdują również zastosowanie parametryczne *DCz*, ponieważ umożliwiają dzielenie w zakresie większych częstotliwości niż wymienione w p. 2.1 ÷ 2.3. W układach parametrycznych wykorzystywane są waraktory. Na nieliniowej pojemności złącza *pn* waraktora spolaryzowanego zapasowo uzyskuje się dzielenie w zakresie mikrofalowych pasm *L*, *S* i *X* [8, 12].



Rys. 1. Schemat blokowy programowanego *DCz* sterowanego szerokopasmowym *DCz* o stałym współczynniku podziału

Zaletą parametrycznych *DCz* w porównaniu do regeneracyjnych (p. 2.2) jest prostszy układ i szersze pasmo dzielonych częstotliwości. Wadą parametrycznych *DCz* (w układach z diodami waraktorowymi) jest konieczność dokonania zabiegów rozdzielenia sygnału wejściowego od wyjściowego. Problem ten jest rozwiązany przez konstruowanie zrównoważonych *DCz*, które mogą być stosowane poniżej zakresu pasma mikrofalowego, lub przez wprowadzenie do układów filtrów rozdzielających — zawężających pasmo dzielonych częstotliwości. Do wad można również zaliczyć małą sprawność. Z równań Manleja i Rowe'a [6] wynika, iż przy współczynniku podziału $N = 2$ i przy pominięciu strat mak-

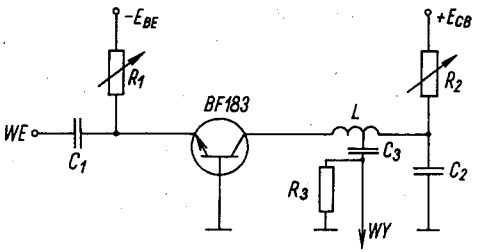
symalna sprawność wynosi

$$\eta = \frac{P_{wy}}{P_{we}} = \frac{f_{wy}}{f_{we}} = 50\%.$$

Nową propozycją jest zastosowanie tranzystorowego, parametrycznego *DCz* (*TPDCz*), który eliminuje przedstawione powyżej wady.

3. TRANZYSTOROWY, PARAMETRYCZNY DZIELNIK CZĘSTOTLIWOŚCI

TPDCz jest wzmacniaczem pracującym w układzie *WB*, w którym parametryczny efekt dzielenia uzyskuje się w nieliniowej pojemności złącza *C-B* spolaryzowanego zaporowo napięciem U_{CB} (rys. 2). Przenoszenie energii o częstotliwości większej f_{we} na mniejszą



Rys. 2. Schemat ideowy tranzystorowego parametrycznego *DCz*

f_{wy} w *TPDCz* wystąpi przy odpowiedniej amplitudzie napięcia wejściowego oraz przy spełnieniu warunków synchronizmu fazowego i częstotliwościowego zmian nieliniowej pojemności złącza *C-B* ze zmianami napięcia wejściowego U_{we} i jałowego U_j, analogicznie jak w układach parametrycznych [6]. Częstotliwości obwodu wejściowego i wyjściowego (rys. 2) powinny spełniać wówczas warunki:

$$f_{wy} = \frac{f_{we}}{N}, \tag{1}$$

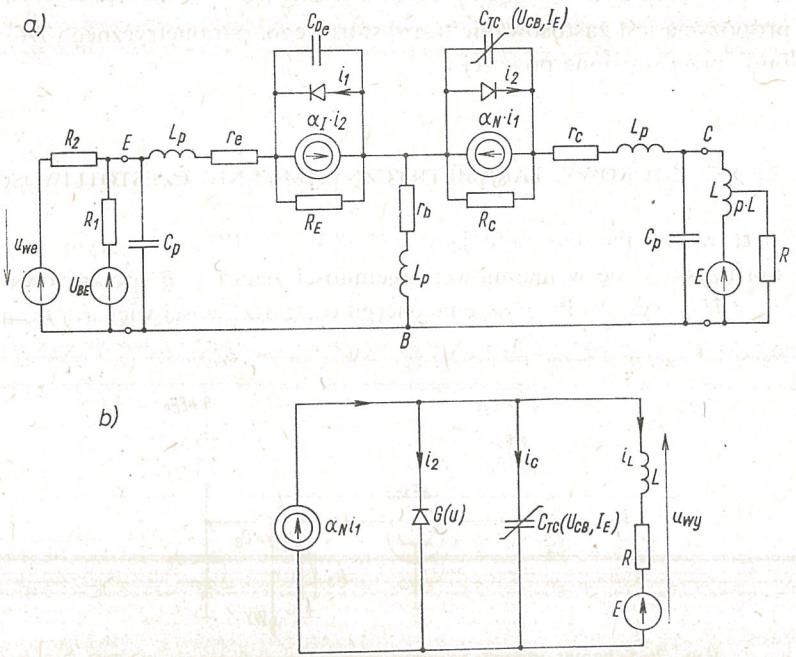
$$f_j = f_{we} - f_{wy} = \frac{N-1}{N} f_{we} = (N-1) f_{wy}. \tag{2}$$

W przypadku współczynnika podziału $N = 2$ funkcję obwodu jałowego spełnia obwód wyjściowy (2).

3.1. Model zastępczy i wskazówki projektowania *TPDCz*

Do analizy i optymalizacji układu *TDPCz* można wykorzystać wielkosygnałowy, zmodyfikowany model tranzystora bipolarnego Ebersa-Molla (rys. 3a). Modyfikacja modelu zastępczego polega na uwzględnieniu indukcyjności i pojemności pasożytniczych, rezystancji rozproszeń oraz zjawiska Early'ego. Model zastępczy dokładny (rys. 3a) zasto-

sowany do komputerowej analizy, tradycyjną metodą numeryczną Rungego-Kutty, okazał się dość złożony i wydłużał czas obliczeń. W przypadku *TPDCz*, o współczynniku podziału $N = 2$, istnieje możliwość uproszczenia modelu dokładnego do postaci rys. 3b.



Rys. 3. Model zastępczy *TPDCz*: a) dokładny, b) uproszczony

Zastosowane uproszczenia dokonano z uwzględnieniem warunków w jakich są one dopuszczalne, a mianowicie:

— przyjęto, iż rezystancje rozproszeń oraz pojemności i indukcyjności pasożytnicze tranzystora są stałe i uwzględniono je w obwodzie wyjściowym,

— pominięto generator prądowy diody kolektorowej ($\alpha_I i_2$) ze względu na dużą unilateralność układu,

— pominięto pojemność dyfuzyjną złącza emiterowego C_{DE}, gdyż stała czasu $R_d C_{DE}$ jest mała ze względu na małą rezystancję dynamiczną R_d przewodzącego złącza emiterowego.

Model (rys. 3.b) uwzględnia zasadnicze parametry *TPDCz*, takie jak:

— generator prądowy złącza emiterowego

$$\alpha_N i_1 = -I_{ES}\left(\mathrm{EXP}\frac{u_{we}}{\varphi_{TE}} - 1\right), \tag{3}$$

gdzie

$$u_{we} = U_{BE} + U_m \sin(2\pi f_{we} t_{we}), \tag{4}$$

— prąd diody kolektorowej

$$\alpha_I i_2 = -i_{cs}\left(\mathrm{EXP}\frac{-u_{wy}}{\varphi_{TC}} - 1\right), \tag{5}$$

— parametry obwodu wyjściowego L, R, $C_{TC} = f(U_{CB}, I_E)$.

Uwzględnienie zmian nieliniowej pojemności złącza tranzystora C_{TC} nie tylko w funkcji napięcia U_{CB} ale również i funkcji prądu I_E stanowi istotną różnicę przy analizie tranzystorowych układów parametrycznych w porównaniu do waraktorowych.

Równania stanu opisujące model zastępczy (rys. 3b) mają postać:

$$\frac{du_{wy}}{dt} = \frac{i_1 - i_2 - i_L}{C(U_{CB}, I_E)}, \tag{6}$$

$$\frac{di_L}{dt} = \frac{u_{wy} - E - Ri_L}{L}. \tag{7}$$

Wymuszeniem w układzie jest generator prądowy złącza emiterowego dany równaniem (3).

Warunki początkowe niezbędne do rozwiązania równań (6) (7):

— wartość początkowa napięcia wyjściowego odpowiada napięciu polaryzacji złącza *C-B*

$$u_{wy}(0) = U_{CB},$$

— pochodna napięcia wyjściowego względem czasu

$$\frac{du_{wy}(0)}{dt} = 0.$$

Równania stanu rozwiązywano metodą numeryczną wykorzystując podprogram F4 RUNK.

Pomimo istnienia uniwersalnych programów do analizy i optymalizacji układów elektronicznych celowe jest operowanie programem wyspecjalizowanym, ułatwiającym szybką zmianę parametrów wejściowych i przyśpieszających projektowanie. Zamieszczony w pracy [7] schemat blokowy badania obszaru pracy *TPDCz* umożliwia automatyczne poszukiwanie granicy dolnej i górnej obszaru pracy z zadaną przez projektanta dokładnością i dla założonego współczynnika tłumienia harmonicznych α.

Optymalizacja *TPDCz* przy wykorzystaniu tego programu polega na znalezieniu parametrów wejściowych, przy których funkcja celu, np. $\delta_{f\,max}$, przyjmuje maksymalne wartości oraz na sprawdzeniu, czy zostały spełnione pozostałe kryteria jako ograniczenia nierównościowe:

$$\delta_u(U_{we}, f_{we}, U_{CB}, I_E, R) \geqslant \delta_u^*,$$

$$t_z(U_{we}, f_{we}, U_{CB}, I_E, R) \leqslant t_z^*,$$

$$R(U_{we}, f_{we}, U_{CB}, I_E) \geqslant R^*,$$

gdzie:

δ_u^*, t_z^*, R^* — parametry wyjściowe założone dla *TPDCz* przez projektanta,

$U_{we}, f_{we}, U_{CB}, I_E, R$ — parametry wejściowe.

TPDCz optymalizować można względem następujących kryteriów:

— maksymalna względna szerokość dzielonych częstotliwości $\delta_{f\,max}$,

— maksymalny względny zakres zmian napięcia wejściowego $\delta_{u\,max}$,

— minimalny czas zadziałania $t_{z\,min}$,

— maksymalna obciążalność R_{max},

— minimalny współczynnik zawartości harmonicznych α,

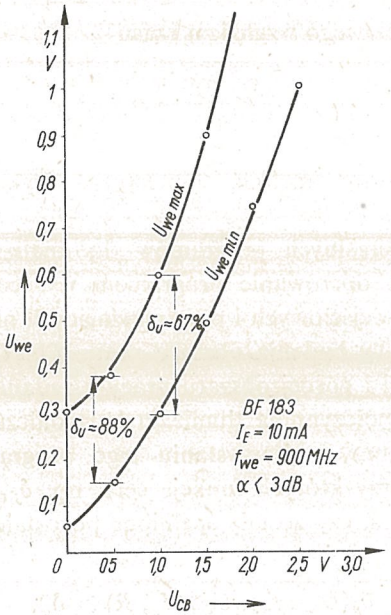
— minimalna wrażliwość układu na zmiany rezystancji obciążenia

$$S_{R\,min} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta R}\,\frac{R}{\alpha},$$

gdzie $\Delta\alpha$ i ΔR — przyrosty współczynnika α i rezystancji R.

3.2. Eksperymentalne charakterystyki *TPDCz*

Układ badany (rys. 2) wykonano techniką dyskretną. Spośród szeregu przebadanych tranzystorów krajowych najbardziej odpowiednim pod względem postawionych wymagań (tablica 2) okazał się tranzystor epiplanarny typu BF183.

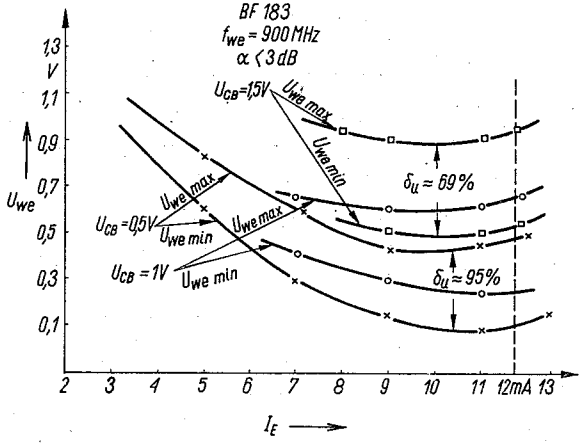


Rys. 4. Zależność napięcia wejściowego w funkcji napięcia polaryzującego złącze *C-B* przy stałym prądzie emitera i stałej częstotliwości pracy

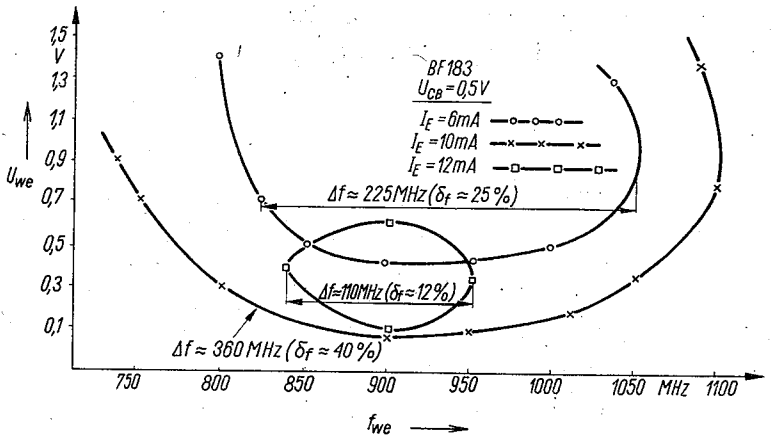
W celu eksperymentalnego określenia optymalnych wartości parametrów *TPDCz* dokonano pomiarów zależności napięcia wejściowego w funkcji:

— napięcia polaryzującego złącze *C-B* przy I_E = const i f_{we} = const (rys. 4),
— prądu emitera przy U_{CB} = const i f_{we} = const (rys. 5),
— częstotliwości pracy przy U_{CB} = const i różnych prądach emitera (rys. 6),
— częstotliwości pracy przy I_E = const i różnych napięciach polaryzujących złącze (rys. 7).

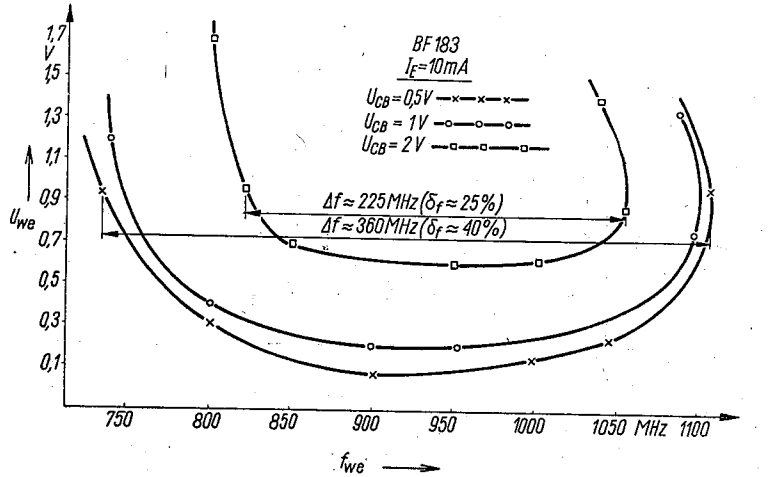
Charakterystyki te umożliwiają określenie wpływu prądu emitera i napięcia polaryzującego złącze *C-B* na względny zakres zmian napięcia wejściowego δ_u (rys. 4 i 5) oraz na względną szerokość pasma dzielonych częstotliwości δ_f (rys. 6 i 7).



Rys. 5. Zależność napięcia wejściowego w funkcji prądu emitera przy stałym napięciu polaryzującym złącza i stałej częstotliwości pracy



Rys. 6. Zależność napięcia wejściowego w funkcji częstotliwości pracy przy stałym napięciu polaryzującym złącze i różnych prądach emitera



Rys. 7. Zależność napięcia wejściowego w funkcji częstotliwości pracy przy stałym prądzie emitera i różnych napięciach polaryzujących złącza

Jako kryterium poprawnej pracy *TPDCz* przyjęto współczynnik tłumienia harmonicznych $\alpha < 3$ dB. Jest to umowna granica obszaru pracy. Przyjmując inne kryterium otrzymalibyśmy inne rozmiary obszaru pracy. Z pomiarów współczynnika tłumienia harmonicznych wynika, iż jest on największy dla częstotliwości wejściowych zbliżonych do średniej arytmetycznej dzielonego pasma i wynosi $\alpha \approx \alpha_2 \approx -10$ dB. Tłumienia trzecich i czwartych harmonicznych w całym zakresie dzielonego pasma są duże i wynoszą $\alpha_3 \approx -19$ dB, $\alpha_4 \approx -34$ dB.

Z przedstawionych pomiarów wynika, że krytycznymi parametrami mającymi wpływ na wzrost δ_f i δ_u są I_E oraz U_{CB}. Mianowicie maksymalne wartości $\delta_{f\,max} \approx 40\%$ i $\delta_{u\,max} \approx \approx 90\%$ osiągane są dla $I_E \approx 10$ mA oraz $U_{CB} \approx 0{,}5$ V.

Pomiary stanów nieustalonych mikrofalowych układów są utrudnione ze względu na trudności uzyskania impulsów modulujących o stromych zboczach rzędu części nanotekundy. Z tego względu pomiary czasów zadziałania t_z i zaniku t_{za} wykonano na częstosliwościach, przy których wpływ zboczy impulsów modulujących był niezauważalny. Uzyskane w ten sposób wyniki pomiarów t_z i t_{za} mogą budzić pewne zastrzeżenia.

3.3. Wyniki obliczeń i pomiarów

Tablica 2 przedstawia wartości parametrów wyjściowych założonych w wymaganiach oraz uzyskanych podczas eksperymentalnego i komputerowego poszukiwania optymalnych warunków pracy *TPDCz*. Obliczone optymalne wartości parametrów wejściowych *TPDCz* (rys. 3b) wynoszą [7]:

$$U_{CB} \approx 0{,}5\,\text{V}, \quad I_E \approx 10\,\text{mA}, \quad R \leqslant 10\ \Omega.$$

Tablica 2

Zestawienie wartości parametrów wyjściowych *TPDCz* (rys. 2)

Parametry wyjściowe	Wartości			Różnica
	wymagane	pomierzone	obliczone	
$f_{wy\,max}$ [GHz]	1	$\approx 1{,}1$	$\approx 1{,}2$	$\approx 10\%$
δ_f [%]	40	≈ 40	≈ 38	$\approx 5\%$
t_z [ns]	< 100	≈ 35 (200 MHz)	≈ 8 (1 GHz)	—
δ_u [%]	50	≈ 40 (max 100)	≈ 30 (max 75)	25%

Podana w tablicy 2 wartość $\delta_u \approx 40\%$ jest słuszna dla całego pasma dzielenia, a max wartość 100% występuje dla wąskiego zakresu pracy. Różnica między wartością δ_u uzyskaną z pomiarów i obliczoną $\approx 25\%$ spowodowana została uproszczeniem w modelu zastępczym obwodu wejściowego (rys. 3a).

W przypadku δ_f i $f_{wy\,max}$ różnice (jak dla układu nieliniowego) są zadowalające. Potwierdza to poprawność analizy *TPDCz*. Wartości czasów zadziałania nie porównano ze względu na dokonywanie pomiarów t_z w zakresie 200 MHz.

4. PODSUMOWANIE

Zaproponowany układ łączy w sobie następujące zalety: prostotę, szerokopasmowość i umożliwia dzielenie częstotliwości w dolnym zakresie mikrofalowego pasma w układzie z tranzystorem produkcji krajowej.

Podstawowym zastosowaniem *TPDCz* jest wstępny podział częstotliwości do wartości umożliwiających wykorzystanie przerzutnikowych dzielników częstotliwości. Ponadto może być wykorzystany w nowo rozwijającej się dziedzinie kodowania informacji przy pomocy impulsów radiowych [12].

W porównaniu do waraktorowego *DCz*, *TPDCz* posiada następujące korzyści wynikające z rozdzielenia obwodu wejściowego od wyjściowego:

— duża unilateralność, około −60 dB, dzięki czemu zbędne jest stosowanie filtrów rozdzielających sygnał wejściowy od wyjściowego,
— wzrost pasma dzielonych częstotliwości o około 20%,
— wzrost zmian napięcia wejściowego o około 20%,
— wzrost wzmocnienia przebiegów wyjściowych o około 25 dB.

Na podkreślenie zasługuje fakt, iż w zaproponowanym rozwiązaniu *TPDCz* możliwe jest zastosowanie tranzystorów o częstotliwościach granicznych f_T mniejszych od częstotliwości wejściowych oraz że oprócz zintegrowanej dopuszcza się także prostą technologię dyskretną, aż do stosunkowo dużych częstotliwości wejściowych.

Podjęte były również pomiary *TPDCz* z obwodem jałowym w układzie dzielenia przez $N = 3, 4$ i 5. Rezultaty tych badań były pozytywne. Stwierdzono dla większych N wzrost amplitudy przebiegu wyjściowego przy jednoczesnym zawężeniu szerokości pasma dzielonych częstotliwości.

Wnioski i dane techniczne zawarte w niniejszym artykule są wynikiem badań prowadzonych w Instytucie Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej. Za pomocą i życzliwą opiekę udzieloną mi w trakcie badań serdecznie dziękuję Panu prof. dr inż. Marianowi Suskiemu.

LITERATURA

1. A. Erdman, *Operation of Programmable Frequency Dividers*, Computer Design, May 1974.
2. Z. Krawczyk, *Programowany dzielnik dla syntezera częstotliwości*, Prace Instytutu Lotnictwa, IV, 1974.
3. M. M. Zarecki, M. E. Mowszowicz, *Sintezatory častoty s kolcewoj fazowoj awtopodstrojkoj*, Energia, 1974.

4. A. Barwicz, *Hybrydowa wersja pierścieniowego układu szybkoliczącego*, IV Krajowa Konferencja Mikro-Elektroniki, Toruń, 1973.
5. A. Barwicz, K. Adamowicz, *Dzielnik częstotliwości o dużej stałości fazowej przystosowany do programowania stopnia podziału*, Pat. Nr 185069, XI, 1975.
6. K. Grabowski, *Wzmacniacze i mieszacze parametryczne z diodą pojemnościową*, WNT, 1968,
7. M. Baranowski, *Tranzystorowy, parametryczny dzielnik częstotliwości w paśmie mikrofalowym L*, Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, 1978.
8. A. D'Ambrosio, *Parametric Frequency Dividers: Operation and Applications*, Proceedings of Europen Microwave Conference, t. 1, 1973.
9. M. De Laune Jon, *A 50 MHz Programmable Counter Designed With MECL II Integrated Circuits*, Motoral Semiconductor Products Inc. AN-456.
10. Hans J. Jekat, *A Portable 1100 MHz Frequency Counter*, Hewlett-Pockard Journal, April, 1975.
11. *Układ scalony SAF 1034 firmy RTC*, Przegląd Telekom., 7/77, s. 231.
12. K. G. Knone i inni, *Fazowyje i častotnyje informacjonnyje SWC elementy*, Sowietckoje Radio, 1975.
13. J. N. Artiuch, W. Zagurski, *Kolcowoj sčotčyk na tunielnych diodach i tranzystorach*, Awt. swid. SSSR nr 255989, Biul. izobr. 34, 1969.
14. G. Gotlib, W. Zagurski, *Dzielitel častoty na połosu 500 MHz*, Awtom i wyczisl. Techn., Nr 4/75, s. 93—96.
15. J. S. Parlow, S. J. Sarmantow, *Tranzisornyj dzielitel častoty swierchwysoko častotnych impulsów*, Pribory i technika ekspermenta, Nr 1, 1977, s. 134—136.
16. J. Fawcette, *MSI Logie reaches, 4, 5 GHz — can applicalion be for off?*, MSN, Nr 2/77, s. 13.
17. W. W. Inozemcew, *Ekonomičnye deliteli častoty na polewych tranzistorach*, Połuprowod. elektronika w techn. swjazi, Swjaz, 1977, s. 48—53.
18. M. T. Shen, *Graded junction varactor frequency divider circuits employing large division factors*, Pat. USA, 3.906.245, 73/75.
19. R. Charbonnier, *Diviseur de frequence binaire pour micro-ondes*, Pat. franc. 2.290. 098, 74/76.
20. A. G. Datčenko, E. H. Chrystin, *Tranzistornyje deliteli častoty s powyszynnym koefficjentom regeneracji*, Radiotechnika, t. 29, Nr 10, 1974.

M. BARANOWSKI

FREQUENCY DIVIDER FOR MICROWAVES BAND *L*

Summary.

In this article, general comparative characteristics of frequency dividers in the low range of microwaves band have been presented. The author's solution is the transistor parametric frequency divider and its simplified substitute system. This suggestion is supported by results of measurements and calculations resulting from computer analysis and optimization.

M. BARANOWSKI

DIVISEUR DE FRÉQUENCE POUR LA BANDE MICRO-ONDES *L*

Résumé

Dans l'article on a présenté la caractéristique comparative générale des diviseurs de fréquence travaillant dans la basse étendue d'une bande micro-ondes. On a proposé la solution du diviseur de fréquence paramétrique à transistors et son système équivalent simplifié. Cette solution a été appuyée par quelques résultats de mesure et par des calculs obtenus de l'analyse numérique et de l'optimisation.

M. BARANOWSKI

FREQUENZTEILER FÜR EIN *L*-MIKROWELLENBAND

Zusammenfassung

Im Artikel wurde die allgemeine Vergleichscharakteristik der im unteren Bereich des Mikrowellenbandes tätigen Frequenzteiler dargelegt. Es wurde die Lösung eines Transistorparameter-Frequenzteilers und dessen vereinfachten Ersatzsystems vorgeschlagen. Dieser Vorschlag wurde mit Beispielen der Meßergebnisse belegt sowie mit Berechnungsbeispielen, die aufgrund rechnergestützter Analyse und Optimierung gewonnen worden sind.

М. БАРАНОВСКИ

ДЕЛИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ПОЛОСУ МИКРОВОЛН *L*

Резюме

Представлены делители частоты работающие в нижнем диапазоне микроволн. Предложен транзисторный, параметрический делитель, его две эквивалентные схемы и основные принципы проектирования. Рассматриваются практические и теоретические результаты анализа и оптимизации.

TREŚĆ

A. Maison: Nonlinearity Problem in Electrodynamics 303
K. Adamiak: Synteza pola magnetycznego w obecności idealnych elementów ferromagnetycznych 313
S. Jankowski: Podstawy rekurencyjnej metody obliczania admitancji międzywęzłowych . 325
P. Krasoń: Zastosowanie metody równań całkowych do analizy elipsoidalnego elektromagnetycznego ekranu 343
H. Morawska, M. Krakowski: Zjawisko naskórkowości i prądy wirowe w cienkiej taśmie metalowej przy wymuszeniu sinusoidalnym 355
M. Lisowski: Metoda kompensacyjna precyzyjnego pomiaru małych wartości skutecznych odkształconego napięcia przemiennego małej częstotliwości 367
J. Purczyński, A. Brykalski: Zastosowanie metody Kantorowicza do rozwiązywania równania przewodnictwa 385
Z. Stein: Równania wyjściowe do badań dynamiki trójfazowego silnika indukcyjnego z jednym kondensatorem zasilanego napięciem jednofazowym 401
Z. Tertil: Pomiary komutacji w maszynach prądu stałego 419
F. Mosiński, A. Fronc: Rozkład prawdopodobieństwa napięć przebicia modeli izolacji papierowo-olejowej 429
S. Szpor: Odporność termomechaniczna przewodów na prądy piorunowe 441
H. Mościcka-Grzesiak, J. Skibiński, H. Gruszka, J. Chajda: Wytrzymałość elektryczna przerwy próżniowej i zjawiska przedwyładowcze w układzie elektrod polerowanych elektrolitycznie 457
W. Nakwaski: Wpływ szumu promienistego na własności laserów złączowych 473
J. Pieprzyk, D. Rutkowski: Ochrona informacji w systemach komputerowych . . . 489
M. Rydel, A. Kunicki: Zniekształcenia impulsów w szerokopasmowych torach przewodowych 519
Z. Kowalski (Habdank): Pasmowe tłumienności czwórników i ortotelefoniczna tłumienność odniesienia 539
M. Pióro: A Note on the Traffic Overflowing a Tandem Link 553
M. Żenkiewicz: Wyznaczanie wielomianowej postaci funkcji przełączających 559
A. Karwowski: Impedancja wejściowa symetrycznego dipola 571
M. Baranowski: Dzielnik częstotliwości na pasmo mikrofalowe L 597

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT

A. Maison: Zagadnienia nieliniowości w elektrodynamice 312
Problèmes de non-linéarité dans l'électrodynamique 312
Probleme der Unlinearität bei der Elektrodynamik 312
K. Adamiak: Magnetic Field Synthesis in Presence of Ideal Ferromagnetic Elements . . . 323
Synthèse du champ magnétique en présence des éléments ferromagnétiques idéals 324
Synthese eines magnetischen Feldes unter Anwesenheit von idealen ferromagnetischen Elementen 324
S. Jankowski: Principles of Recurrence Method of Internodal Admittance Computation . 339
Principes de la méthode récurrente de calcul des admittances internodales 340
Grundlagen der Rekurrenzmethode für die Berechnung der Zwischenknotenadmittanz . . 340

P. Krasoń: Application of Integral Equations Method to Analysis of Elipsoidal Electromagnetic Screen . . . 352
Application de la méthode des équations intégrales à l'analyse de l'écran électromagnetique ellipsoïdal . . . 352
Anwendung der Methode der Integralgleichungen für die Analyse der elektromagnetischen ellipsoiden Abschirmung . . . 352
H. Morawska, M. Krakowski: Skin Effect and Eddy Currents in a Thin Metallic Tape Due to Sinusoidal Excitation . . . 364
Skin-effect et les courants de Foucault dans une bande fine de métal avec l'excitation sinusoïdale 364
Skineffekt und Wirbelströme in einem dünnen Bandleiter mit sinusförmiger Erregung . . . 364
M. Lisowski: Compensating Method Allowing Precise Measurements of Rott Mean Square L.F. Deformed Tension Values . . . 382
Méthode compensatoire permettant de mesurer avec précision de faibles valeurs efficaces de la tension alternative déformée à basse fréquence . . . 382
Kompensationsmethode für Feinmessung kleiner Effektivwerte der verunstalteten niederfrequenten Wechselspannung . . . 383
J. Purczyński, A. Brykalski: Kantorowicz' Method Applied to Solve Conductivity Equation . . . 399
Application de la méthode de Kantorowicz à la résolution de l'équation de conductibilité . . . 400
Anwendung der Kantorovitsch-Methode zur Lösung der Leitungsgleichung . . . 400
Z. Stein: Starting Equations for Investigation of the Dynamic State of a Three-Phase Induction Motor with One Capacitor, Supplied by One-Phase Network . . . 417
Equations de sortie pour examiner la dynamique d'un moteur d'inducation triphasé à un seul condensateur alimenté par la tension monophasée . . . 417
Auswegungsgleichungen zur Forschung der Dynamik von Dreiphasen-Induktionsmotoren mit einem Kondensator, angeschlossen an ein Einphasennetz . . . 417
Z. Tertil: Commutation Measurements in D.C. Machines . . . 427
Mesures de commutation dans les machines électriques à courant continu . . . 427
Kommutationsumessungen bei Gleichstrommaschinen . . . 427
M. Mosiński, A. Fronc: Probability of Distribution of Withstand Voltages in Oil-Paper Insulation Samples . . . 438
Répartition de la probabilité des tensions de perçage des modèles d'isolation en papier huilé 438
Verstärkung der Wahrscheinlichkeit von Durchbruchspannungen bei Modellen einer Papier--Öl-Isolierung . . . 439
S. Szpor: Thermomechanical Resistance of Conductors Against Lightning Currents . . . 453
Résistance thermomécanique des conducteurs aux courants de foudre . . . 454
Thermomechanische Blitzstromfestigkeit von Leitern . . . 454
H. Mościcka-Grzesiak, J. Skibiński, H. Gruszka, J. Chajda: Dielectric Strength of Vacuum Gap and Predischarge Phenomena in System With Electrolitically Polished Electrodes . . . 471
Résistance électrique de l'intervalle de vide et phénomènes précédant la décharge dans un système d'électrodes polies électrolytiquement . . . 472
Elektrische Festigkeit der Vakuumstrecke und Vorentladungseffekte in einem elektrolitisch polierten Elektrodensystem . . . 472
W. Nakwaski: Influence of Trapped Radiation on Properties of Injection Lasers . . . 488
Influence du bruit radiant sur les propriétés des lasers à jonction . . . 488
Einfluss des Strahlrauschens auf die Eigenschaften der Verbindungslaser . . . 488
J. Pieprzyk, D. Rutkowski: Data Security in Computer Systems . . . 516
Protection de l'information dans les systèmes de calculateur . . . 517
Informationsschutz im Computersystem . . . 517
M. Rydel, A. Kunicki: Distortions of Pulses in Wide-Band Cables . . . 538
Déformations des impulsions dans les circuits métalliques à bande large . . . 539
Verzerrungen von Impulsen in Übertragungsleitungen . . . 539

Z. Kowalski (Habdank): Band Losses in Two-Ports and Orthophonic Reference Equivalent 551
Affaiblissements de bande des quadripôles et équivalent de référence orthophonique 551
Banddämpfung von Vierpolen und ortophonische Referenzdämpfung 551
M. Pióro: Uwaga o ruchu przelewanym z wiązki tandemowej 557
Remarque sur le trafic débordant du faisceau de tandem 557
Bemerkungen zur Umfüllbewegung aus dem Tandembündel 557
M. Żenkiewicz: Determination of Polinomial Form of Switching Functions 569
Détermination de la forme de polynôme des fonctions transférantes 569
Bestimmung der polynomischen Form der Umschaltfunktionen 569
A. Karwowski: Driving Point Impedance of Symmetric *V*-Dipole Antenna 595
Impédance d'entrée d'un dipôle *V* symétrique 595
Eingangsimpedanz des symmetrischen *V*-Dipols 595
M. Baranowski: Frequency Divider for Microwaves Band *L* 608
Diviseur de fréquence pour la bande micro-ondes *L* 608
Frequenzteiler für ein *L*-Mikrowellenband 609

СОДЕРЖАНИЕ

А. Майсон: Вопросы нелинейности в электродинамике 312
К. Адамяк: Синтез магнитного поля в присутствии идеальных ферромагнитных элементов 324
С. Янковски: Основы рекуррентного метода вычисления междуузлового адмитанса 340
П. Красонь: Применение метода интегральных уравнений к анализу эллипсоидообразного электромагнитного экрана 353
Х. Моравска, М. Краковски: Поверхностный эффект и вихревые токи в тонкой металлической ленте при синусоидальном возмущении 365
М. Лисовски: Компенсационный метод точного измерения малых эффективных значений переменного напряжения низкой частоты 383
Я. Пурчиньски, А. Брыкальски: Применение метода Конторовича к решению уравнения проводимости 400
З. Штайи: Исходные уравнения для исследования динамических свойств трёхфазного асинхронного двигателя с одним конденсатором, питаемого однофазным напряжением 418
З. Тэртиль: Измерительные методы для оценки коммутации 428
М. Мосиньски, А. Фронц: Вероятностное распределение выдерживаемых напряжений моделей бумажно-масляной изоляции 439
С. Шпор: Термомеханическая стойкость проводников на молниевые разряды 455
Х. Мосьцицка-Гжесяк, Е. Скивиньски, Х. Грушка, Я. Хайда: Электрическая прочность вакуумного промежутка и предпробойные явления на полированных электролитически электродах 472
В. Накваски: Влияние радиационного шума на свойства инжекционных лазеров . . 488
Е. Пепшик, Д. Рутковски: Охрана информации в компютерных системах . . 517
М. Рыдель, А. Куницки: Искажения импульсов в широкополосных кабельных цепях 539
З. Ковальски (Хабданк): Полосовое затухание в четырехполюсниках и ортофоническое затухание отнесения 551
М. Пюро: Заметка о переливном движении тандемного пучка 557
М. Женкевич: Определение многочленного вида переключательных функций . . . 570
А. Карвовски: Входное сопротивление симметричной дипольной *V*-антенны 595
М. Барановски: Делитель частоты на полосу микроволы *L* 609

wpisać czytelnie numer rysunku, tytuł pracy i nazwisko autora. Ostateczne wykonanie rysunków obowiązuje Redakcję.

7. *Streszczenia.* Do każdej nadsyłanej pracy należy dołączyć krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim (w 5 egz.) oraz streszczenia w językach obcych: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim (w 2 egz.). W razie niemożności przygotowania streszczeń w językach obcych Autor powinien przynajmniej podać niezbędną do wykonania tłumaczenia obcojęzyczną terminologię.

8. *Literatura.* Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury wymieniając w następującej kolejności: pierwsze litery imion, nazwisko autora, po czym po przecinku pełny tytuł dzieła lub artykułu; dalej, w przypadku książki — wydawcę, miejsce wydania i rok, a w przypadku artykułu — tytuł czasopisma, numer zeszytu, rok wydania i ewent. numer strony. Pozycje wykazu powinny być ponumerowane.

Uwagi

1. Niestosowanie się Autora do podanych wyżej wytycznych pociągnie za sobą konieczność potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych materiałów do postaci wymaganej przez Redakcję.

2. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze Autor może zamówić w Redakcji na własny koszt.

3. **Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni** pod adresem Redakcji.

Cena zł 200,—

Rozprawy Elektrotechniczne

wartalnik

CZASOPISMO
ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

Warunki prenumeraty
Cena prenumeraty krajowej
półrocznie zł 240,—
rocznie zł 480,—

Prenumeratę **na kraj** przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch" oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:
— do 25 listopada na I półrocze roku bieżącego i na cały rok następny,
— do 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.
Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje, organizacje i wszelkiego rodzaju zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch", w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych.
Czytelnicy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych i u doręczycieli.
Prenumeratę ze zleceniem wysyłki **za granicę** przyjmują RSW „Prasa—Książka—Ruch", Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV Oddział w Warszawi Nr 1153-201045-139-11 — w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.
Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę jest droższa od prenumeraty krajowej o 50% dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla zleceniodawców instytucji i zakładów pracy.
Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN-Ossolineum-PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki".

A subscription order stating the period of time, along with the subscriber's name and address can be sent to your subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise Ars Polona — Ruch, 00-068 Warszawa, 7 Krakowskie Przedmieście, P. O. Box 1001, Poland. Please send payments to the account of Ars Polona — Ruch in Bank Handlowy S. A., 7 Traugut Street, 00-067 Warszawa, Poland.

Rozpr. Elektrot. T. 28, z. 3—4, 301—616, Warszawa 1982
Index 37483