

$\tilde{E}_{zn}^l(x = h_K, \alpha)$ i $\tilde{E}_{yn}^l(x = h_K, \alpha)$ oznaczają transformaty funkcji bazowych reprezentujących rozkłady składowych pola elektrycznego w l -tej szczelinie, zaś a_n^l i b_n^l są nieznanymi jeszcze amplitudami rozwinięcia.

Biorąc iloczyn skalarny¹⁾ równań układu (4) z funkcjami $\tilde{E}_x^l(x = h_K, \alpha)$ i $\tilde{E}_y^l(x = h_K, \alpha)$ reprezentującymi składowe pola elektrycznego w każdej ze szczelin układu, tj. dla $l = 1, 2, \dots, L$ oraz stosując uogólnione twierdzenie Parsewala²⁾ dostajemy układ równań liniowych jednorodnych o nieznanach amplitudach a_n^l i b_n^l w postaci:

$$\begin{bmatrix} [\bar{P}_{mn}^{kl}] & [\bar{Q}_{mn}^{kl}] \\ [\bar{R}_{mn}^{kl}] & [\bar{S}_{mn}^{kl}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [a_n^1] \\ \vdots \\ [a_n^L] \\ [b_n^1] \\ \vdots \\ [b_n^L] \end{bmatrix} = [0], \quad (7a)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} P_{mn}^{kl} &= \int_{-\infty}^{\infty} G_{11}(\alpha, \beta_n) \tilde{E}_{zn}^l \tilde{E}_{ym}^{k*} d\alpha, \\ Q_{mn}^{kl} &= \int_{-\infty}^{\infty} G_{12}(\alpha, \beta_n) \tilde{E}_{yn}^l \tilde{E}_{ym}^{k*} d\alpha, \\ R_{mn}^{kl} &= \int_{-\infty}^{\infty} G_{21}(\alpha, \beta_n) \tilde{E}_{zn}^l \tilde{E}_{zm}^{k*} d\alpha, \\ S_{mn}^{kl} &= \int_{-\infty}^{\infty} G_{22}(\alpha, \beta_n) \tilde{E}_{yn}^l \tilde{E}_{zm}^{k*} d\alpha, \end{aligned} \quad (7b)$$

$$m, n = 1, 2, \dots, \infty,$$

$$k, l = 1, 2, \dots, L,$$

zaś symbol * oznacza funkcję sprzężoną do danej funkcji zespolonej.

Nietrywialne rozwiązanie ze względu na nieznaną stałą propagacji β_n uzyskujemy przyrównując wyznacznik układu równań (7a) do zera. Jest oczywiste, że dla celów numerycznych sumowanie po indeksach m, n musi być skończone. Przyjmując, że pole w l -tej

¹⁾ Iloczyn skalarny jest działaniem określonym na elementach przestrzeni funkcji całkowalnych z kwadratem (sygnały o skończonej energii). Dla dwóch dowolnych elementów $f(\alpha)$ i $g(\alpha)$ tej przestrzeni jest on zdefiniowany zależnością

$$(f(\alpha)|g(\alpha)) \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha) g^*(\alpha) d\alpha.$$

²⁾ Uogólnione twierdzenie Parsewala mówi o zachowaniu własności iloczynu dwóch funkcji z przestrzeni rzeczywistej w przestrzeni transformaty Fouriera. W rozważanym przypadku wykorzystuje się fakt definiowania funkcji pól elektrycznych w szczelinach i prądów na powierzchniach przewodzących w wyłączających się podobszarach.

szczelinie jest aproksymowane przez N_l wyrazów szeregu funkcji bazowych, uzyskujemy wymiar macierzy współczynników w równaniu (7a) równy

$$\left(2 \sum_{l=1}^L N_l\right) \times \left(2 \sum_{l=1}^L N_l\right).$$

Elementy submacierzy $[\bar{P}_{mn}^{kl}]$, $[\bar{Q}_{mn}^{kl}]$, $[\bar{R}_{mn}^{kl}]$ oraz $[\bar{S}_{mn}^{kl}]$ dla różnych indeksów k, l są odpowiednie za sprzężenie pól elektromagnetycznych pomiędzy l -tą i k -tą szczeliną analizowanej struktury. Z tego punktu widzenia możliwe są dwa podejścia w analizie własności uogólnionej struktury linii koplanarnej:

- pierwsze — przybliżone, uwzględniające sprzężenia jedynie pomiędzy sąsiednimi szczelinami, a więc dla indeksów k, l różniących się dokładnie o 1 (w ogólności można pomijać sprzężenia pomiędzy dowolnie wybraną kombinacją szczelin),
- drugie — dokładne, uwzględniające wszystkie możliwe wzajemne oddziaływania w rozważanym układzie.

Zaproponowane wyżej podejścia do analizy własności uogólnionej struktury linii koplanarnej wydają się być cenne z punktu widzenia zachowania się rodzajów prowadzonych w strukturach linii transmisyjnych o dużej liczbie współbieżnych (niekoniecznie współpłaszczyznowych) przewodników. Porównanie rezultatów obu tych analiz powinno dać odpowiedź na pytanie, w jaki sposób oddziałują na siebie odcinki linii transmisyjnych bezpośrednio ze sobą nie sąsiadujące. Jest to zagadnienie istotne z punktu widzenia zarówno projektowania jak i wykorzystywania struktur *MUS*. Jest także intuicyjnie oczywiste, że wysiłek obliczeniowy związany z drugą metodą analizy musi być odpowiednio większy, zwłaszcza w zakresie zajętości komórek pamięci maszyny cyfrowej.

4. UWAGI O BUDOWIE MACIERZY WSPÓŁCZYNNIKÓW

Ze względu na rozległość i czasochłonność obliczeń numerycznych pewne uproszczenia w budowie macierzy współczynników w równaniu (7a) mogą być dokonane w oparciu o przyjęcie odpowiedniego układu funkcji bazowych. Przy ich wyborze należy się kierować przesłankami wynikającymi z minimalizacji czasu obliczeń numerycznych (liczba wyrazów szeregu przy zadanej dokładności rozwiązania), jak też informacjami dotyczącymi fizycznych rozkładów pól w rzeczywistym układzie linii transmisyjnej. Należy więc:

- uwzględnić znikanie podłużnej składowej pola elektrycznego na krawędzi szczeliny, oraz istnienie biegunu pierwszej pochodnej tej składowej pola,
- uwzględnić efekt brzegowy Maxwella dla składowej poprzecznej pola elektrycznego,
- zapewnić możliwość stosunkowo prostego analitycznego wyznaczenia transformat Fouriera wyrazów szeregu,
- zagwarantować względnie łatwą adaptację układu transformat funkcji bazowych do procesu obliczeń numerycznych.

Dla celów obliczeń numerycznych wybrano układy funkcji zaproponowane przez Borburgha [5] do analizy linii mikropaskowej na magnesowanym podłożu ferrytowym.

Szeregi funkcyjne aproksymujące rozkłady pola elektrycznego dla szczeliny o szerokości w umieszczonej symetrycznie względem osi x mają postać:

$$E_y(x = h_K, y) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} b_n \frac{\cos \left[n\pi \frac{2y+w}{2w} \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{2y}{w} \right)^2}}, & \text{dla } |y| \leq \frac{w}{2}, \\ 0, & \text{dla } |y| > \frac{w}{2}, \end{cases} \quad (8)$$

$$E_z(x = h_K, y) = \begin{cases} j \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \left[n\pi \frac{2y+w}{2w} \right], & \text{dla } |y| \leq \frac{w}{2}, \\ 0, & \text{dla } |y| > \frac{w}{2}. \end{cases}$$

Transformaty Fouriera funkcji (8) są równe:

$$\tilde{E}_y(x = h_K, \alpha) = \begin{cases} \frac{w}{2} \sum_{n=0}^{\infty} b_n (-1)^{\frac{n}{2}} \left[J_0 \left(\frac{n\pi}{2} + \frac{\alpha w}{2} \right) + J_0 \left(\frac{n\pi}{2} - \frac{\alpha w}{2} \right) \right], & \text{dla } n \text{ parzystych} \\ j \frac{w}{2} \sum_{n=0}^{\infty} b_n (-1)^{\frac{n+1}{2}} \left[J_0 \left(\frac{n\pi}{2} + \frac{\alpha w}{2} \right) - J_0 \left(\frac{n\pi}{2} - \frac{\alpha w}{2} \right) \right], & \text{dla } n \text{ nieparzystych} \end{cases} \quad (9)$$

$$\tilde{E}_z(x = h_K, \alpha) = \begin{cases} \frac{w}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi \sin \left(\frac{\alpha w}{2} \right)}{\left(\frac{\alpha w}{2} \right)^2 - \left(\frac{n\pi}{2} \right)^2}, & \text{dla } n \text{ parzystych}, \\ j \frac{w}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{n\pi \cos \left(\frac{\alpha w}{2} \right)}{\left(\frac{n\pi}{2} \right)^2 - \left(\frac{\alpha w}{2} \right)^2}, & \text{dla } n \text{ nieparzystych}, \end{cases}$$

gdzie $J_0(\cdot)$ jest funkcją Bessela zerowego rzędu.

Transformaty funkcji opisujących rozkład pola w arbitralnie położonej szczelinie mogą być łatwo wyznaczone w oparciu o wyrażenia (9) oraz własność transformaty funkcji przesuniętej względem środka osi transformacji całkowej. Uwzględniając własności symetrii elementów $G_{ik}(\alpha, \beta_n)$ ³⁾ dane równaniami:

$$\begin{aligned} G_{ik}(\alpha, \beta_n) &= -G_{ik}(-\alpha, \beta_n) & \text{dla } ik = 11, 22, \\ G_{ik}(\alpha, \beta_n) &= G_{ik}(-\alpha, \beta_n) & \text{dla } ik = 12, 21 \end{aligned} \quad (10)$$

³⁾ Podane tutaj własności symetrii elementów $G_{ik}(\alpha, \beta_n)$ są słuszne dla dowolnego bezstratnego lub stratnego, jedno- lub wielowarstwowego podłoża linii koplarniej, jak również dla analogicznych przypadków struktur linii mikropaskowych.

oraz własności parzystości transformat funkcji bazowych (9), całkowanie w wyrażeniach (7b) można przeprowadzać w przedziale $\langle 0, \infty \rangle$, a więc w połowie zakresu.

Co więcej okazuje się, że bez względu na konfigurację geometryczną przewodników na szczytowej warstwie podłoża, uzyskiwana w oparciu o przyjęty układ funkcji bazowych macierz współczynników wykazuje wysoki stopień symetrii. Łatwo sprawdzić, że elementy P_{mn}^{kk} , Q_{mn}^{kk} , R_{mn}^{kk} dla nieparzystych wartości m oraz parzystych n , a także dla parzystych m i nieparzystych n zerują się ze względu na nieparzystość funkcji podcałkowych. Ponadto submacierze $[Q_{mn}^{kk}]$ i $[R_{mn}^{kk}]$ są jednoznacznie określone w postaci macierzy triangularnych. W rezultacie macierz współczynników w równaniu (7a) opisana jest prostymi relacjami

$$\begin{aligned} [\bar{S}_{mn}^{lk}] &= [\bar{P}_{mn}^{kl}]^T, \\ [\bar{Q}_{mn}^{lk}] &= [\bar{Q}_{mn}^{kl}]^T, \\ [\bar{R}_{mn}^{lk}] &= [\bar{R}_{mn}^{kl}]^T, \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie symbol $[\cdot]^T$ oznacza transpozycję macierzy $[\cdot]$.

$\ell \backslash k$	1	2	...	L	1	2	...	L		
1	N^2_2	N^2	—	—	N^2	$\frac{N(N+1)}{2(2)}$	N^2	—	—	N^2
2	N^2	N^2_2	N^2			$\frac{N(N+1)}{2(2)}$	N^2			
...		N^2	\				U	\		
				\	N^2				\	N^2
L	N^2			N^2	N^2_2	U	—	—	U	$\frac{N(N+1)}{2(2)}$
1	$\frac{N(N+1)}{2(2)}$	N^2	—	—	N^2	U	U	—	—	U
2	U	$\frac{N(N+1)}{2(2)}$				U	U	U		
...		U	\					\		
				\	N^2				\	U
L	U	—	—	U	$\frac{N(N+1)}{2(2)}$	U	—	—	U	U

a)

$\ell \backslash k$	1	2	...	L	1	2	...	L		
1	$\frac{N^2+1}{2}$	N^2	—	—	N^2	$\frac{(NH+1)^2}{2}$	N^2	—	—	N^2
2	N^2	$\frac{N^2+1}{2}$	N^2			U	$\frac{(NH)^2}{2}$	N^2		
...			\					U	\	
				\	N^2				\	N^2
L	N^2	—	—	N^2	$\frac{N^2+1}{2}$	U	—	—	U	$\frac{(NH)^2}{2}$
1	$\frac{(NH)^2}{2}$	N^2	—	—	N^2	U	U	—	—	U
2	U	$\frac{(NH)^2}{2}$	N^2				U	U		U
...										
		U						\		
				\	N^2	U			\	U
L	U	—	—	U	$\frac{(NH)^2}{2}$	U	—	—	U	U

b)

a)

b)

Rys. 2. Liczba elementów submacierzy w równaniu (7a), które muszą być liczone w procesie numerycznym w postaci całek (N oznacza liczbę wyrazów w szeregowych rozwinięciach rozkładów pola elektrycznego w szczelinach, $N > 1$)

a) dla N parzystych, b) dla N nieparzystych

Na rys. 2 przedstawiono symbolicznie liczbę elementów poszczególnych submacierzy z równania (7a), które muszą być liczone w postaci całek, w przypadku gdy uwzględnia się sprzężenia między każdą parą linii transmisyjnych układu. Założono przy tym (co w niczym nie zawęża rozważań i nie ogranicza wniosków), że pola w dowolnej szczelinie są aproksymowane przez N wyrazów szeregów (8), tj. $N_l = N$ dla $l = 1, 2, \dots, L$. Ele-

menty oznaczone symbolicznie literą U uzupełnia się po zakończeniu procesu całkowania numerycznego w oparciu o związki (11).

W tablicy 1 podano procent elementów macierzy współczynników w równaniu (7a) dla kilku wybranych struktur linii koplanarnych, które całkowicie i jednoznacznie opisują własności danej prowadnicy w granicy $N \rightarrow \infty$. Okazuje się, że wyniki uzyskiwane w przypadku dwóch symetrycznych linii sprzężonych (tablica 1) są lepsze od przedstawionych w dostępnej literaturze dla dualnej struktury mikropaskowej [4]. Ponieważ w procesie obliczeniowym sumowanie po n w wyrażeniach (6) musi być skończone, wydaje się celowe zobrazowanie wpływu liczby wyrazów szeregow (8) na komplikację organizacji macierzy współczynników w wyrażeniu (7a). Zostało to pokazane w tablicy 2 dla trzech arbitralnie wybranych typów struktur linii koplanarnej.

Tablica 1

Procentowy udział elementów macierzy współczynników w równaniu (7a), które muszą być liczone w postaci całek (7b) przy $N \rightarrow \infty$

Liczba szczelin (L)	1	2 ¹⁾	2 ²⁾	3	4	5
Procent elementów macierzy liczonych w postaci całek (%)	25,0	25,0	37,5	41,67	37,5	37,0

¹⁾ — struktura symetryczna, ²⁾ — struktura niesymetryczna

Z przedstawionych zestawień wynika, że w granicy dla dużych wartości N macierz współczynników w równaniu (7a) jest opisana dla dowolnego L przez 37,5% jej elementów. W przypadkach szczególnych (struktury z płaszczyzną symetrii) ilość ta może być jeszcze mniejsza. Trzeba jednak pamiętać również o tym, że ze wzrostem liczby szczelin L rosną wymiary macierzy, a więc w rezultacie także pamięć EMC , która jest w przybliżeniu proporcjonalna do $3(L + (\frac{L}{2}))$. Duża oszczędność pamięci maszyny cyfrowej może być używana w przypadku analizy uproszczonej, gdzie niektóre submacierze $[\bar{P}_{mn}^{kl}]$, $[\bar{Q}_{mn}^{kl}]$, $[\bar{S}_{mn}^{kl}]$ są macierzami zerowymi ze względu na własności wyrażeń (7b).

Tablica 2

Procentowy udział elementów macierzy współczynników w równaniu (7a) całkowicie opisujących własności linii transmisyjnej w funkcji liczby wyrazów szeregow w rozwinięciach rozkładów składowych pola elektrycznego w szczelinach

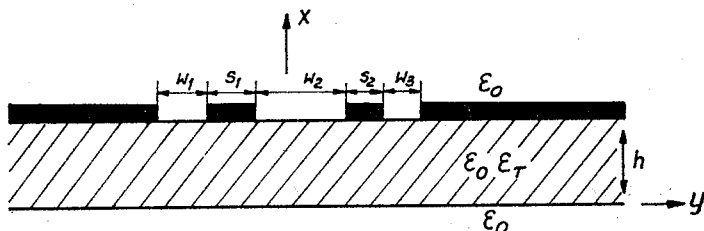
Liczba wyrazów szeregu (N) \ Liczba szczelin (L)	1	2	3	4	5	6	∞
2 ¹⁾	75,0	37,5	36,11	31,25	31,0	29,16	25,0
2 ²⁾	62,5	43,75	43,06	40,63	40,5	39,58	37,5
3 ²⁾	58,33	45,84	45,38	43,75	43,67	43,06	41,67

¹⁾ — struktura symetryczna, ²⁾ — struktura niesymetryczna

5. PRZYKŁADOWE WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

W oparciu o przedstawione w pracy rozważania analityczne dokonana została numeryczna analiza struktury trzech sprzężonych linii szczelinowych o arbitralnych szerokościach szczelin o jednowarstwowym, bezstratnym, izotropowym podłożu dielektrycznym pokazanej na rys. 3. Wybór ten wynikał z dwóch zasadniczych przesłanek:

- 1) wysiłek numeryczny niezbędny dla potwierdzenia poprawności i przydatności zaproponowanych w pracy podejść analitycznych jest w przypadku $L = 3$ minimalny,
- 2) istniały fragmentaryczne rezultaty wcześniejszych analiz podobnej konfiguracji linii przeprowadzone przez Hatsudę [32] oraz Schmidta et.al. [30] potwierdzające atrakcyjność tej prowadnicy dla zastosowań MUS.



Rys. 3. Struktura trzech sprzężonych planarnie linii szczelinowych o jednowarstwowym, izotropowym podłożu dielektrycznym

Omawiana tutaj struktura wydaje się interesująca ze względu na oczekiwane własności transmisyjne. Nietrudno bowiem zauważyć, że przez odpowiedni dobór wymiarów geometrycznych w płaszczyźnie elementów przewodzących łatwo można uzyskać wszystkie praktycznie stosowane i ważne obecnie struktury linii koplanarnych wykorzystywane w technice MUS. I tak dla $w_1, w_2 \rightarrow \infty$ prezentowana struktura powinna wykazywać własności transmisyjne koplanarnych linii paskowych (CPS) [3], [24], [25], dla $s_1 = 0$ (lub $s_2 = 0$) — struktury dwóch sprzężonych linii szczelinowych [3], [6], [14], zaś dla $s_1 = 0$ i $s_2 = 0$ — pojedynczej linii szczelinowej [2], [3], [15]. Wyrażenia analityczne określające postać elementów $G_{ik}(\alpha, \beta_n)$ dla linii koplanarnej o bezstratnym, jednowarstwowym, izotropowym podłożu dielektrycznym podane zostały w Dodatku.

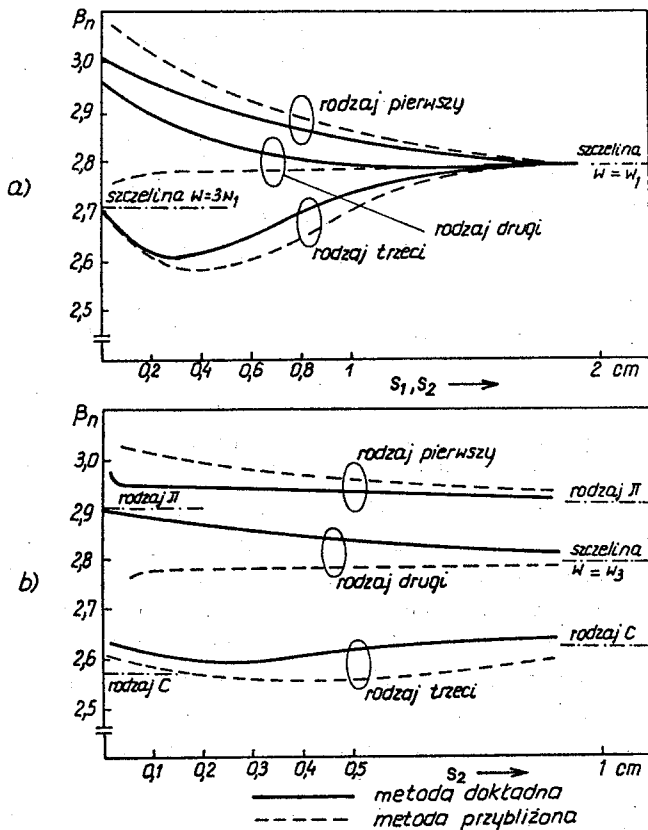
Struktura trzech planarnie sprzężonych linii szczelinowych, ze względu na geometrię przekroju poprzecznego może prowadzić trzy niezależne rodzaje podstawowe nie posiadające dolnej częstotliwości odcięcia. W przypadku istnienia symetrii względem płaszczyzny przechodzącej przez środek centralnej szczeliny i prostopadłej do powierzchni podłoża przewodnicy, nazywana bywa niekiedy mylnie sprzężonymi falowodami koplanarnymi (C-CPW) [32], co sugeruje — ze względu na własności klasycznej pary linii sprzężonych — możliwość prowadzenia jedynie dwóch niezależnych rodzajów podstawowych.

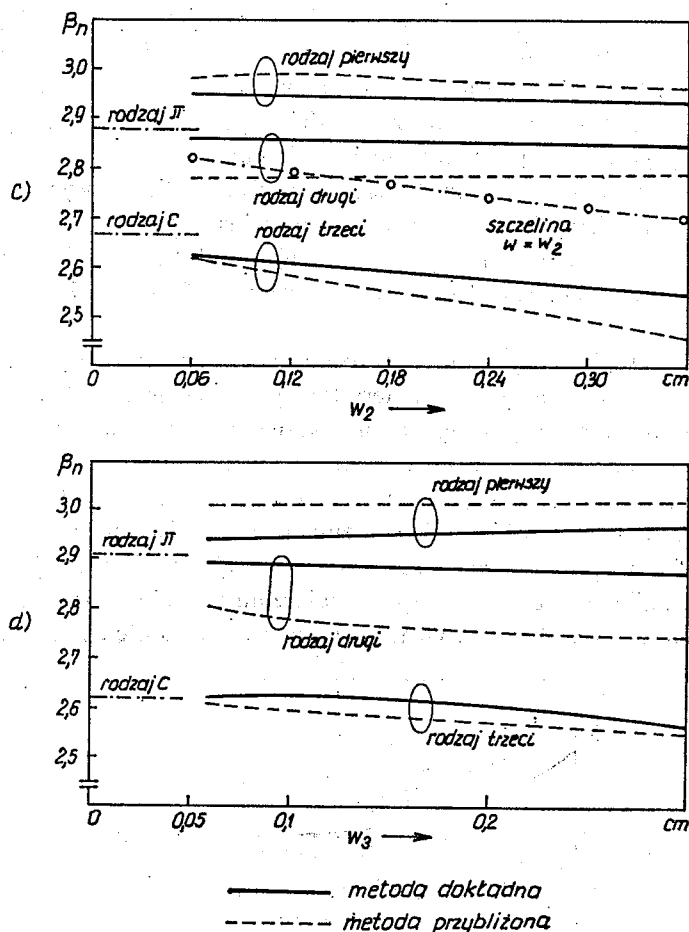
Jest oczywiste, że poprzez odpowiedni dobór rozkładu potencjałów na powierzchniach przewodzących w strukturze trzech sprzężonych szczelin można wymusić charakterystyki propagacyjne struktury C-CPW, nie oznacza to jednak równoważności (w sensie fizycznych zachowań) obu wspomnianych wyżej struktur. Niedawno przypadek symetryczny zamknięty w prostokątnym ekranie był analizowany pod kątem przydatności w zakresie fal milimetrowych [30] (tzw. prowadnic typu *fin-line*) w aspekcie wpływu szerokości szczeliny

sprzegającej w_2 na charakterystyki rodzajów. W obecnej pracy rozważana jest wersja nieekranowana, przy czym żadne ograniczenia dotyczące wymiarów geometrycznych linii nie są narzucane. Szczególną uwagę zwrócono w pracy na wyznaczenie charakterystyk dyspersyjnych, czyli częstotliwościowej zależności współczynników fazowych związanych z rodzajami propagowanymi w analizowanej strukturze.

Badania zbieżności wyników numerycznych w funkcji liczby wyrazów szeregów (8) wykazały, że dla przeciętnych wymiarów analizowanej struktury przyjęcie dwóch wyrazów w rozwinięciach rozkładów pól daje dostatecznie dokładne rozwiązania dla wartości współczynników fazowych. Wynikająca stąd macierz współczynników ma więc rozmiary 12×12 .

W pierwszym etapie przeprowadzona została analiza wpływu wybranych wymiarów geometrycznych struktury na jej charakterystyki propagacyjne. Wykorzystano przy tym oba zaproponowane wcześniej podejścia analityczne, zaś uzyskane wyniki przedstawiono na rys. 4. W szczególności na rys. 4a zobrazowano wpływ separacji s między szczelinami (przypadek symetryczny tj. $s_1 = s_2 = s$, $w_i = w$ dla $i = 1, 2, 3$) na własności przewodnicy. Widać, że wartość s w szerokim zakresie zmian nie ma istotnego wpływu na wartość współczynnika fazowego dla drugiego rodzaju. Co więcej okazuje się, że jest on praktycznie równy współczynnikowi fazowemu odpowiadającemu rodzajowi propagowanemu w pojedynczej szczelinie o szerokości w . Oznacza to, że większa część energii pola elektryczne-





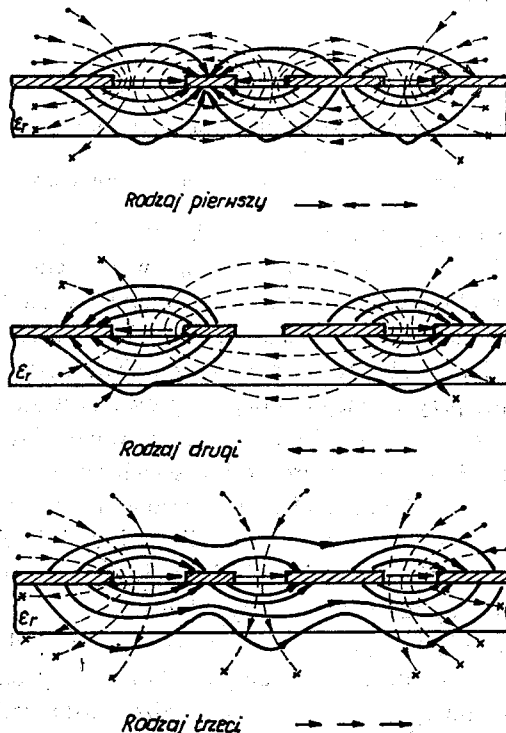
Rys. 4. Wpływ wymiarów geometrycznych na charakterystyki propagacyjne struktury trzech sprzężonych linii szczelinowych: $f = 5$ GHz, $h = 0,3$ cm, $\epsilon_r = 16,0$

a) $w_1 = w_2 = w_3 = 0,12$ cm, b) $w_1 = w_3 = 0,12$ cm, $w_2 = 0,18$ cm, $s_1 = 0,3$ cm, c) $w_1 = w_3 = 0,12$ cm, $s_1 = s_2 = 0,3$ cm
 d) $w_1 = 0,12$ cm, $w_2 = 0,18$ cm, $s_1 = 0,3$ cm, $s_2 = 0,06$ cm

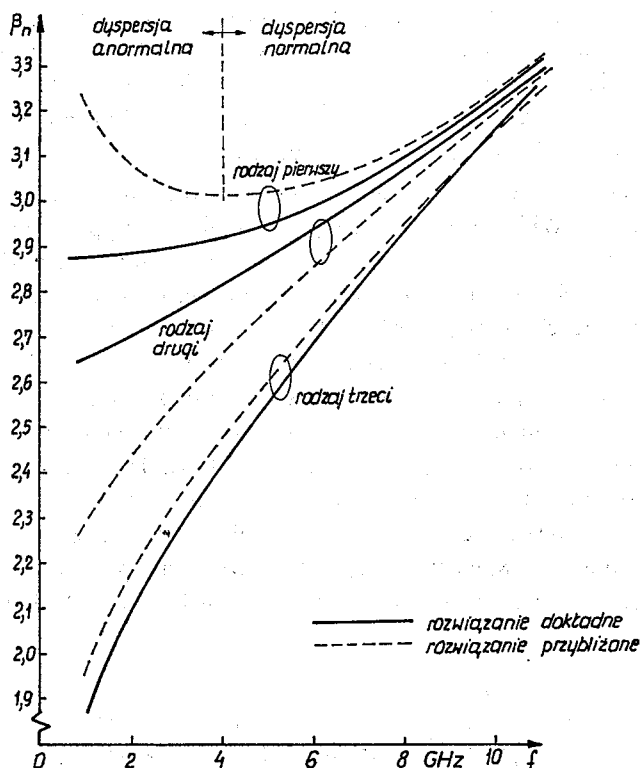
go — jako dominującego w strukturach linii koplarnych — jest w tym przypadku zgrupowana w zewnętrznych szczelinach analizowanej struktury. Taki rozkład pola stwarza możliwość budowy sprzęgaczy kierunkowych o stosunkowo dużej tolerancji na parametry struktury, jeśli tylko zapewni się warunki odpowiednie dla propagacji drugiego rodzaju. Może to być łatwo uzyskane przez zapewnienie ekwipotencjalności przewodzących pasków s_1 i s_2 . Interesujący jest również przebieg zmienności charakterystyki rodzaju trzeciego. Obserwowane minimum charakterystyki może być jakościowo wyjaśnione w stosunkowo prosty sposób. W miarę jak s zmniejsza się od dużych wartości do małych, wzrasta sprzężenie pomiędzy szczelinami struktury. Przy pewnej wartości s sprzężenie to osiąga maksimum, tak że przy dalszym zmniejszaniu odległości między szczelinami efektywna szerokość struktury (szerokość szczelin i pasków $w_{eff} = 3w + 2s$) maleje, co objawia się wzrostem wartości współczynnika fazowego. Prowadnica zachowuje się więc jak pojedyncza

linia szczelinowa o szerokości zmierzającej w przypadku granicznym do wartości $w_{eff} = 3w$ przy $s \rightarrow 0$. Podobną własność wykazuje struktura dwóch sprzężonych linii szczelinowych [3] i jak łatwo przewidzieć, będzie ona również słuszna w bardziej skomplikowanych strukturach przewodnic falowych ($L > 3$), dla tych rodzajów, dla których pola elektryczne we wszystkich szczelinach będą zorientowane zgodnie [25].

Pozostałe rysunki przedstawiają wpływ innych parametrów struktury na jej charakterystyki propagacyjne. Widać wyraźnie, że porównania z przypadkami granicznymi wykazują bardzo dobrą zgodność, która potwierdza tym samym poprawność prezentowanych wyników numerycznych. Analiza względnych zmian wartości współczynników fazowych dla trzech występujących w strukturze rodzajów podstawowych w funkcji względnych zmian wartości poszczególnych parametrów strukturalnych przewodnicy wykazuje, że rodzaj drugi jest najbardziej czuły na zmiany szerokości zewnętrznych szczelin (w_1, w_3), rodzaj pierwszy — na zmiany szerokości przewodzących pasków (s_1, s_2), zaś rodzaj trzeci — na zmiany szerokości szczeliny sprzęgającej (w_2). Tak więc, zgodnie z [30], [32], stowarzyszone rozkłady linii sił pola elektrycznego i magnetycznego mogą być przedstawione jak na rys. 5. Rodzaj pierwszy może być pobudzony przez przejście z pojedynczej linii szczelinowej na analizowaną strukturę [30], rodzaj drugi przez transformator CPW — trzy szczeliny, zaś rodzaj trzeci przy pobudzaniu przez linię współosiową.



Rys. 5. Rozkłady pól w strukturze trzech sprzężonych linii szczelinowych
 ————— pole elektryczne E , - - - - - pole magnetyczne H



Rys. 6. Charakterystyki dyspersyjne struktury trzech planarnie sprzężonych linii szczelinowych o różnych szerokościach szczelin

$$w_1 = 0,12 \text{ cm}, w_2 = 0,18 \text{ cm}, w_3 = 0,24 \text{ cm}, s_1 = 0,3 \text{ cm}, s_2 = 0,06 \text{ cm}, h = 0,3 \text{ cm}, \epsilon_r = 16,0$$

Na rys. 6 przedstawiono przykładowe charakterystyki dyspersyjne określone dla arbitralnie wybranego układu parametrów uzyskane w oparciu o wykorzystanie dwóch omawianych w pracy podejść analitycznych. Porównanie rezultatów analizy przybliżonej i dokładnej wskazuje na istotne rozbieżności wyników uzyskiwanych tymi dwoma sposobami. Jest to szczególnie widoczne na przykładzie charakterystyk rodzaju pierwszego, dla którego zastosowanie przybliżonego podejścia prowadzi w zakresie niższych częstotliwości mikrofalowych do zafalszowania fizycznych zachowań struktury (występowanie zakresu dyspersji anormalnej). Przy wyższych częstotliwościach różnice mają charakter wyłącznie ilościowy, co sugeruje, że w praktyce analiza uproszczona może być również z powodzeniem wykorzystywana w ograniczonym zakresie częstotliwości. Najsilniejszą dyspersję ze względu na wymuszony rozkład pola wykazuje rodzaj trzeci. Jest także intuicyjnie oczywiste, że charakterystyki rodzaju drugiego będą wykazywały dyspersję zbliżoną do tej, jaka występuje w odosobnionych pojedynczych szczelinach o szerokościach odpowiadających szerokościom zewnętrznych szczelin analizowanej struktury. Przy bardzo dużych szerokościach zewnętrznych szczelin typ propagacji jest bardzo bliski rodzajowi występującemu w koplanarnych liniach paskowych (CPS) [3].

Przedstawione w pracy charakterystyki struktury trzech sprzężonych linii szczelinowych wskazują na możliwość szerokich aplikacji przewodnicy nawet w zakresie częstotli-

wości odpowiadającym rozchodzeniu się fal milimetrowych. Możliwość konstrukcji sprzęgaczy kierunkowych została również stwierdzona w oparciu o analizę własności rodzajów propagowanych w przewodnicy. Stwierdzono także, że analiza przybliżona uwzględniająca sprzężenie jedynie pomiędzy sąsiednimi liniami w przypadku struktur typu linii szczelinowych, a więc nie prowadzących czystych rodzajów *TEM*, nie powinna być stosowana w zakresie niższych częstotliwości mikrofalowych ze względu na nieadekwatne do fizycznych zachowań rozwiązania analityczne. Zaproponowane w pracy dwa podejścia analityczne mogą być bezpośrednio rozszerzone na analizę całej klasy struktur linii sprzężonych, w tym również linii z przewodnikami umieszczonymi na różnych powierzchniach granicznych przekroju poprzecznego przewodnicy. Będzie to celem dalszych badań autora.

DODATEK

Elementy diadowej funkcji Green'a dla struktur linii koplarnych o jednowarstwowym, izotropowym podłożu dielektrycznym o względnej przenikalności elektrycznej ϵ , określone są następującymi zależnościami:

$$\begin{aligned} G_{11}(\alpha, \beta_n) &= (v_{11}f_{12} + v_{12}f_{22})/\Delta f, \\ G_{12}(\alpha, \beta_n) &= -f_{12}/\Delta f, \\ G_{21}(\alpha, \beta_n) &= -(v_{11}f_{11} + v_{12}f_{21})/\Delta f, \\ G_{22}(\alpha, \beta_n) &= f_{11}/\Delta f, \end{aligned}$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \Delta f &= f_{11}(v_{11}f_{12} + v_{12}f_{22}) - f_{12}(v_{11}f_{11} + v_{12}f_{21}), \\ f_{11} &= f'_{22}/\Delta f', \\ f_{12} &= -f'_{12}/\Delta f', \\ f_{21} &= -f'_{21}/\Delta f', \\ f_{22} &= f'_{11}/\Delta f', \\ \Delta f' &= f'_{11}f'_{22} - f'_{12}f'_{21}, \\ f'_{11} &= me^{\gamma x^h} + \frac{1}{\eta}(1 - \xi m)e^{-\gamma x^h}, \\ f'_{12} &= \frac{\xi}{\eta} ne^{-\gamma x^h} - ne^{\gamma x^h} - 1, \\ f'_{21} &= v_{12} + \frac{1}{\eta}(1 - \xi m)(d'_2 \gamma - d_1 e^{-\gamma x^h}) + m(d'_2 \delta - d_1 e^{\gamma x^h}), \\ f'_{22} &= v_{11} + \frac{\xi}{\eta} n(d'_2 \gamma - d_1 e^{-\gamma x^h}) - n(d'_2 \delta - d_1 e^{\gamma x^h}), \\ m &= \frac{\eta(d_1 - v_{11}) + d_2 e^{-\gamma x^h}}{d_2(\eta e^{\gamma x^h} + \xi e^{-\gamma x^h})}, \\ n &= \frac{v_{12} \eta}{d_2(\eta e^{\gamma x^h} + \xi e^{-\gamma x^h})}, \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta \\ \gamma \end{array} \right\} = \frac{d_1 - v_{11} - \frac{v_{12} + d_2}{d_1 - v_{11}} (d'_2 + v_{12})}{2d'_2} (e^{\gamma_x h} + e^{-\gamma_x h}) + \frac{v_{12} + d_2}{d_1 - v_{11}} e^{\gamma_x h},$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \xi \\ \delta \end{array} \right\} = \frac{d_1 - v_{11} - \frac{v_{12} - d_2}{d_1 - v_{11}} (d'_2 + v_{12})}{2d'_2} (e^{\gamma_x h} + e^{-\gamma_x h}) + \frac{v_{12} - d_2}{d_1 - v_{11}} e^{-\gamma_x h},$$

$$v_{11} = \frac{\alpha \beta_n}{k_o(1 - \beta_n^2)},$$

$$v_{12} = \frac{\gamma_o}{k_o(1 - \beta_n^2)},$$

$$d_1 = \frac{\alpha \beta_n}{k_o(\epsilon_r - \beta_n^2)},$$

$$d_2 = \frac{\gamma_x}{k_o(\epsilon_r - \beta_n^2)},$$

$$d'_2 = d_2 \epsilon_r,$$

$$\gamma_o = \sqrt{\alpha^2 + k_o^2(\beta_n^2 - 1)},$$

$$\gamma_x = \sqrt{\alpha^2 + k_o^2(\beta_n^2 - \epsilon_r)},$$

$$k_o = 2\pi f \sqrt{\mu_o \epsilon_o}.$$

W powyższych zależnościach h oznacza grubość podłoża przewodnicy, f — częstotliwość sygnału, k_o — liczbę falową dla wolnej przestrzeni, zaś μ_o i ϵ_o — odpowiednio przenikalność magnetyczną i elektryczną próżni (powietrza).

BIBLIOGRAFIA

1. T. Itoh, R. Mittra, *Spectral-domain Approach for Calculating the Dispersion Characteristics of Microstrip Lines*, IEEE Trans. on MTT, Vol. MTT-21, No 7, July 1973, s. 496—499.
2. T. Itoh, R. Mittra, *Dispersion Characteristics of Slot Lines*, Electronics Letters, vol. 7, No 13, July 1971, s. 364—365.
3. J.B. Knorr, K.-D. Kuchler, *Analysis of Coupled Slots and Coplanar Strips on Dielectric Substrate*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-23, No 7, July 1975, s. 541—548.
4. R. H. Jansen, *High-Speed Computation of Single and Coupled Microstrip Parameters Including Dispersion, High-Order Modes, Loss and Finite Strip Thickness*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-26, No 2, Feb. 1978, s. 75—82.
5. J. Borburgh, *Theoretische Untersuchung der Dispersion und Feldverteilung von Wellentypen einer Microstreifenleitung mit gyrotropem Substrat*, Thesis, Erlangen 1976.
6. J.B. Davies, D. Mirshekar-Syakhali, *Spectral Domain Solution of Arbitrary Coplanar Transmission Line with Multilayer Substrate*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-25, No 2, Feb. 1977, s. 143—146.
7. D. Mirshekar-Syakhali, J.B. Davies, *Accurate Solution of Microstrip and Coplanar Structures for Dispersion and for Dielectric and Conductor Losses*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-27, No 7, July 1979, s. 694—699.
8. J. Mazur, K. Grabowski, *Spectral Domain Analysis of Multilayered Transmission Lines with Anisotropic Media*, Proc. of the International U.R.S.I. Symposium on Electromagnetic Waves, München 1980, s. 223C/1—4.

9. T. Itoh, *Generalized Spectral Domain Method for Multiconductor Printed Lines and Its Application to Turnable Suspended Microstrips*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-26, No 12, Dec. 1978, s. 983—987.
10. T. Itoh, *Spectral Domain Imittance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-28, No 7, July 1980, s. 733—736.
11. J. Mazur, *Badanie charakterystyk dyspersyjnych linii paskowych zawierających ośrodki żyotropowe*, Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej Nr 356, Elektronika, Zeszyt LIII, Gdańsk 1983, s. 1—188.
12. R. H. Jansen, *Fast Accurate Hybrid Mode Computation of Nonsymmetrical Coupled Microstrip Characteristics*, Proc. of the 7th European Microwave Conference, Copenhagen 1977, s. 135—139.
13. B. Janiczak, M. Kitliński, *Exact Analysis of Asymmetric Coupled Slot Lines on Gyrotropic Substrates*, Proc. of the International U.R.S.I. Symposium on Electromagnetic Theory, Santiago de Compostela 1983, s. 459—462.
14. M. Kitliński, B. Janiczak, *Dispersion Characteristics of Asymmetric Coupled Slot Lines on Dielectric Substrates*, Electronics Letters, vol. 19, No 3, Feb. 1983, s. 91—92.
15. M. Kitliński, B. Janiczak, *Dispersion Characteristics of Single and Coupled Open Slot Lines Filled with Ferrite Medium*, Proc. of the 12th European Microwave Conference, Helsinki 1982, s. 759—764.
16. M. Kitliński, B. Janiczak, *Spectral Domain Solution for Symmetrical Coupled Slot Lines on Ferrite Substrate*, Proc. of the 7th Colloquium on Microwave Communication, Budapeszt 1982, s. 735—738.
17. K. Mejsnar, *Higher-Order Modes on Slot Line*, Proc. of the 10th European Microwave Conference, Warszawa 1980, s. 327—329.
18. Y. C. Shih, T. Itoh, *Analysis of Conductor-Backed Coplanar Waveguide*, Electronics Letters, vol. 18, No 12, June 1982, s. 538—540.
19. N. Samardzija, T. Itoh, *Double-Layered Slot Line for Millimeter-Wave Integrated Circuits*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-24, No 11, Nov. 1976, s. 827—831.
20. T. Itoh, L.-P. Schmidt, *Characteristics of Generalized Fin-Line for Millimeter Wave Integrated Circuits*, Proc. of the International U.R.S.I. Symposium on Electromagnetic Waves, München 1980, s. 132C/1—4.
21. Y. Rahmat-Samii i in., *A Spectral Domain Technique for Solving Coupled Microstrip Line Problems*, AEÜ, Band 27, Heft 2, 1972, s. 69—71.
22. T. Itoh, *Spectral Domain Imittance Approach for Dispersion Characteristics of Shielded Microstrips with Tuning Septums*, Proc. of the 11th European Microwave Conference, Amsterdam 1981, s. 435—439.
23. J. Borburgh, *The Behaviour of Guided Modes on the Ferrite-Filled Microstrip Line with the Magnetization Perpendicular to the Ground Plane*, AEÜ, Band 31, Heft 2, 1977, s. 73—77.
24. B. Janiczak, *Analysis of Multimodes Coplanar Lines for Microwave Integrated Circuits Applications*, Proc. of the 13th European Microwave Conference, Nürnberg 1983, s. 425—430.
25. B. Janiczak, *On the Analysis of Multimodes Coplanar Lines for Microwave Integrated Circuits Applications*, Mikrowellen Military Electronics Magazin, vol. 10, Heft 2, April 1984, s. 157—165.
26. B. Janiczak, *Analiza własności sprzężonych linii mikropaskowych na dwuwarstwowym podłożu dielektrycznym*, Materiały VI Krajowej Konferencji Mikrofalowej MIKON-83, Zakopane 1983, s. 138—141.
27. B. Janiczak, *Comments on "Characteristics of Shielded Double Layer Microstrip for High-Directivity Coupler Applications"*, AEÜ, Band 37, Heft 11/12, 1983, s. 401—402.
28. B. Janiczak, M. Kitliński, *New Properties of Double-Layer Coupled Slot Lines Configurations*, Electronics Letters, vol. 19, No 20, 29th Sept. 1983, s. 846—848.
29. B. Janiczak, M. Kitliński, *Analysis of Coupled Asymmetric Microstrip Lines on a Ferrite Substrate*, Electronics Letters, vol. 19, No 19, 15th Sept. 1983, s. 779—781.
30. L.-P. Schmidt i in., *Characteristics of Unilateral Fin-Line Structures with Arbitrarily Located Slots*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-29, No 4, April 1981, s. 352—355.
31. B. Janiczak, *Behaviour of Guided Modes in Systems of Parallely Located Transmission Lines on Dielectric Substrates*, Electronics Letters, vol. 19, No 19, 15th Sept. 1983, s. 778—779.

32. T. H a t s u d a, *Computation of Coplanar-Type Strip Line Characteristics by Relaxation Method and Its Applications to Microwave Circuits*, IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-23, No 10, Oct. 1975, s. 795—802.

B. JANICZAK

SPECTRAL DOMAIN APPROACH FOR THE ANALYSIS OF GENERALIZED COPLANAR LINE STRUCTURE

Summary

Generalized coplanar transmission line with arbitrarily located coupled slots or strips on single- or multilayered dielectric substrate is considered in terms of the efficient exact spectral domain technique. Proposed and discussed are two approaches possible for the examination of the dispersion properties of multiconductor printed transmission lines as well as a possibility to avoid lengthy and timeconsuming numerical calculations. Numerical results for the open case of three coupled slot lines on a singlelayered, lossless, isotropic dielectric substrate are included as an example to show the universality of the presented analytical formulation. It is found that approximate analysis produces both quantitative and qualitative errors in the low frequencies region in case of non-TEM transmission lines.

B. JANICZAK

APPROCHE SPECTRALE DANS L'ANALYSE DE STRUCTURE GÉNÉRALISÉE DE LA LIGNE COPLANAIRE

Résumé

La structure généralisée de la ligne coplanaire, contenant des rubans et des fentes couplées sur le substrat diélectrique multicouche, a été considérée à l'aide de l'approche spectrale. On a proposé deux variantes possibles pour examiner la dispersion du guide d'ondes multirubans, on a aussi discuté le problème relatif à la réduction de la durée des calculs. Les exemples des résultats numériques sont présentés pour le cas de trois fentes couplées, faites dans le substrat diélectrique, isotrope, sans pertes. On a constaté qu'en cas de guides d'ondes non-TEM, la méthode approximative mène à de grandes erreurs quantitatives et qualitatives pour les fréquences microondes basses.

B. JANICZAK

METHODE DES SPEKTRALBEREICHES FÜR DIE ANALYSE EINER VERALLGEMEINERTEN COPLANARLEITUNG

Zusammenfassung

Die aus gekoppelten Streifen- oder Schlitzleitungen auf ein- oder mehrschichtigem dielektrischem Substrat zusammengesetzte verallgemeinerte Coplanarleitung wird mit Hilfe einer genauen und leistungsfähigen Methode des Spektralbereiches betrachtet, wobei die Zahl der Streifen- und Schlitzleitungen beliebig angenommen werden kann. Es werden zwei Verfahren vorgeschlagen, mit denen es möglich ist, die Dispersioneigenschaften mehrleitiger gedruckter Transmissionsleitungen zu bestimmen. Darüber hinaus wurden Probleme hinsichtlich der minimalen Berechnungszeit bei der numerischen Auswertung behandelt. Um die analytische Formulierung zu verdeutlichen, werden Beispiele numerischer Ergebnisse für drei offene gekoppelte Schlitzleitungen auf einschichtigem, verlustlosem, isotropem dielektrischem Substrat angegeben. Es konnte festgestellt werden, daß das Näherungsverfahren zu erheblichen, sowohl quantitativen, als auch qualitativen Fehlern im Bereich niedriger Mikrowellenfrequenzen der Transmissionsleitungen ohne TEM beiträgt.

Б. ЯНИЧАК

МЕТОД СПЕКТРАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА В АНАЛИЗЕ ОБОБЩЕННОЙ СТРУКТУРЫ
КОПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА

Р е з ю м е

Рассматривается обобщенная структура копланарного волновода с произвольно размещёнными связанными щелевыми или полосковыми линиями на одно- или многослойной диэлектрической подложке при использовании производительного, точного метода спектрального пространства. Представлены и описаны два метода интересные с точки зрения анализа дисперсивных свойств многопроводниковых печатных волноводов а также некоторые вопросы, связанные с уменьшением времени нумерических расчётов. Примерные нумерические результаты для неэкранированного случая трёх связанных щелевых линий на однослойной, изотропической диэлектрической подложке без потерь были включены для представления универсальности аналитической формулировки. Показано, что приближенный метод ведёт к большим качественным и количественным ошибкам в случае волноводов не проводящих поперечных типов волн.

Makromodele obwodowe cyfrowych układów scalonych *TTL*

ANDRZEJ DRYGAJŁO (GLIWICE), JERZY DĄBROWSKI (GLIWICE)

Instytut Elektroniki Politechniki Śląskiej

Otrzymano 17.7.1981

W niniejszej pracy przedstawiono podstawy budowy obwodowych makromodeli cyfrowych układów scalonych *TTL* metodą syntezy. Zaproponowane makromodele oparte o prostą strukturę obwodową dają dobre przybliżenie dynamicznych właściwości rzeczywistych układów i mogą być wykorzystane zarówno w symulacji obwodowej jak i hybrydowej. Dla wybranych struktur makromodeli podano opis w języku programu NAP-2.

1. WSTĘP

Pojęcie makromodelowania związane jest z wyborem rodzaju i poziomu symulacji cyfrowego układu scalonego [1]. Wyróżnia się między innymi trzy rodzaje symulacji: logiczną, obwodową i hybrydową.

Symulacja logiczna polega na przedstawieniu cyfrowych bloków funkcyjnych, będących bramkami logicznymi lub ich zespołami w postaci wyrażeń algebry dwu, trzy lub więcej wartościowej [2]. Może być przeprowadzona na poziomie bramkowym, rejestrowym itd.

Komputerowa symulacja logiczna służąca do analizy układów cyfrowych złożonych z układów średniej i wielkiej skali integracji *MSI* i *LSI* jest najszybsza, a koszt jej jest proporcjonalny do aktywności [3, 4] układu, może jednak prowadzić do błędnych rozwiązań wynikających z bardzo dużego uproszczenia opisu właściwości dynamicznych rzeczywistego układu. Symulacja obwodowa może być przeprowadzona na poziomie elementów lub makromodeli.

Symulacja obwodowa na poziomie elementów polega na przedstawieniu cyfrowego bloku funkcyjnego w postaci obwodu złożonego z elementów *RLC* i źródeł sterowanych. Przyrządy aktywne, np. tranzystory, są przedstawione w postaci wielkosygnałowych modeli złożonych z tych elementów. Symulacja komputerowa na tym poziomie prowadzi do dokładnych wyników, lecz już przy analizie układów cyfrowych złożonych z układów *MSI* ograniczeniem jej jest dostępna pojemność pamięci operacyjnej współczesnych komputerów, wielka liczba danych wejściowych, najczęściej niedostępnych dla konstruktorów urządzeń cyfrowych, długie i kosztowne obliczenia przy pomocy dostępnych metod i programów. Koszt symulacji obwodowej na poziomie elementów jest najczęściej proporcjonalny do złożoności obwodu użytego do przedstawienia symulowanego układu scalonego i już dla układów *MSI* symulacja ta staje się nieefektywna.

Symulacja obwodowa na poziomie makromodeli polega na uproszczonym przedstawieniu cyfrowego bloku funkcyjnego w postaci obwodu reprezentującego z wystarczającą dokładnością wybrane właściwości końcówkowe rzeczywistego układu [3]. Symulacja komputerowa na tym poziomie daje rozwiązanie szybciej niż symulacja na poziomie elementów, przy zbliżonej dokładności wyników, a dane można otrzymać z opisu katalogowego lub w wyniku pomiarów właściwości końcówkowych symulowanego układu scalonego [5]. Makromodele redukują liczbę węzłów układu, jednak kosztem utraty pewnej ilości informacji dostępnej przy symulacji elementowej. Symulacja na poziomie makromodeli pozwala badać przebiegi czasowe jedynie sygnałów końcówkowych danego układu cyfrowego przy dowolnych przebiegach czasowych sygnałów wymuszających, co umożliwia uzyskanie informacji, których nie daje z kolei symulacja na poziomie logicznym. Makromodelowanie można przeprowadzić przez upraszczanie obwodu służącego do symulacji na poziomie elementów, albo przez syntezywanie poszczególnych właściwości układu, które są określane przy pomocy prostych obwodów ze źródłami sterowanymi. Makromodele otrzymane przez upraszczanie, w przeciwieństwie do makromodeli otrzymanych przez syntezywanie, nadal wymagają danych, których nie można otrzymać na podstawie badania właściwości końcówkowych układu.

W procesie tworzenia przez syntezywanie obwodowych makromodeli cyfrowych układów scalonych można wyróżnić dwa etapy. Pierwszy polega na wyborze struktury obwodowej i logicznej, drugi zwany skalowaniem — na nadaniu parametrom charakteryzującym tę strukturę konkretnych liczbowych wartości. W przypadku najprostszych makromodeli oba etapy mogą być realizowane w oparciu o elementarne metody syntezy lub analizy. W przypadku bardziej złożonych makromodeli, zwłaszcza etap skalowania może być znacznie utrudniony. Konieczne staje się wtedy zastosowanie metod optymalizacji z wykorzystaniem maszyny cyfrowej [6].

Do analizy układów cyfrowych złożonych z układów scalonych *MSI* i *LSI* celowe jest wykorzystanie tzw. symulacji hybrydowej, która polega na połączeniu symulacji obwodowej i symulacji logicznej w taki sposób, aby pozwoliła ona na wielokrotne zwiększenie liczby analizowanych bloków funkcyjnych w stosunku do symulacji obwodowej przy zbliżonej dokładności otrzymanych wyników, a szybkość jej stała się porównywalna z szybkością symulacji logicznej [4, 7].

2. STRUKTURA OBWODOWA MAKROMODELU

Specyficzną cechą elektronicznych układów cyfrowych jest to, że na podstawie przebiegów czasowych ich napięć wyjściowych można rozróżnić trzy podstawowe stany pracy: dwa ustalone na poziomach „niskim” i „wysokim” oraz stan przejściowy. Obwód modelujący układ cyfrowy powinien odzwierciedlać tę główną cechę zarówno jakościowo jak i ilościowo.

Spośród wielu właściwości rzeczywistych układów cyfrowych, dla konstruktorów urządzeń cyfrowych jednymi z najważniejszych są właściwości dynamiczne tych układów. Celem niniejszej pracy jest przedstawienie makromodeli realizujących te właściwości. Za dane wyjściowe do makromodelowania mogą służyć parametry gwarantowane podawane w opisach katalogowych lub charakterystyki końcówkowe rzeczywistego układu.

Najczęściej dotychczas [5, 7, 8] stosowanym obwodem modelującym przejścia między poziomami „niskim” i „wysokim” jest szeregowy obwód RC zasilany sterowaną siłą elektromotoryczną. Napięcie na pojemności C reprezentuje napięcie wyjściowe układu cyfrowego. Siła elektromotoryczna jest sterowana sygnałami wejściowymi w zależności

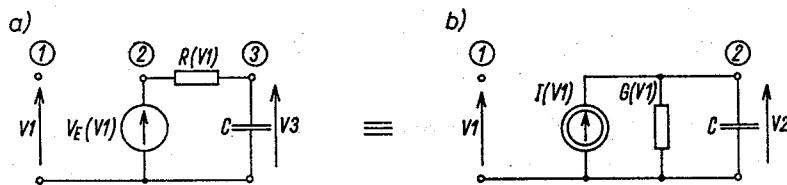
Tablica 1

Parametry układu inwertera UCY 7404

Symbol logiczny			Realizowana funkcja logiczna	
			$\bar{X} = Y$	
Parametry statyczne			Parametry dynamiczne	
	min.	typ.	max.	
U_{IL}			0,8 V	t_{PLH} 12 22 ns
U_{IH}	2,0		V	t_{PHL} 8 15 ns
U_{OL}		0,2	0,4 V	t_{LH} 10 ns
U_{OH}	2,4	3,4	V	t_{HL} 5 ns

Przebiegi czasowe

od funkcji logicznej realizowanej przez układ cyfrowy. W najprostszym przypadku jest sterowana jednym sygnałem wejściowym. Jest to przypadek inwertera, np. w układzie UCY 7404, którego przykładowe parametry opisujące stany przejściowe podaje tablica 1. Struktura obwodowa makromodelu ma wtedy postać jak na rys. 1a, zaś rys. 1b przedstawia jej postać dualną, mającą zredukowaną liczbę węzłów.

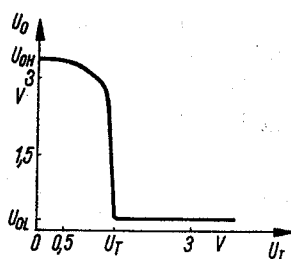


Rys. 1. Struktura obwodowa prostego makromodelu inwertera

a) obwód podstawowy, b) obwód o zredukowanej liczbie węzłów

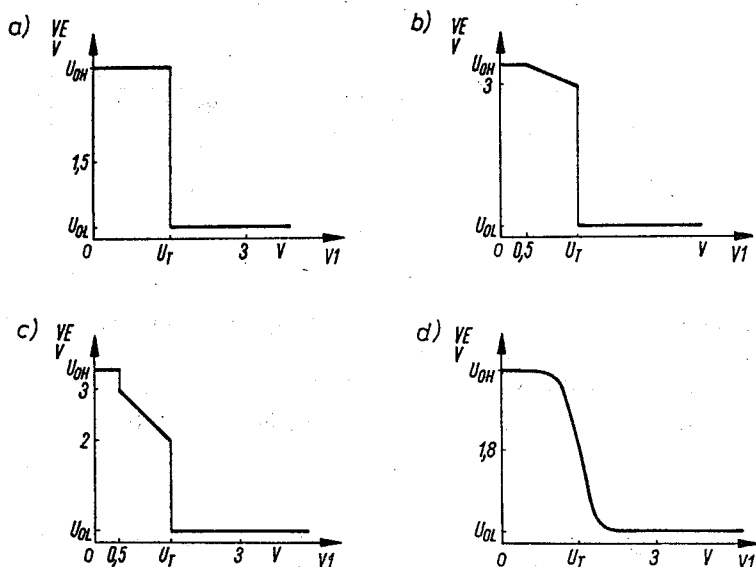
2.1. Modelowanie charakterystyki przejściowej

Sterowana siła elektromotoryczna VE powinna realizować charakterystykę przejściową rzeczywistego układu cyfrowego. Charakterystyka przejściowa inwertera w układzie UCY 7404 ma kształt jak na rys. 2.



Rys. 2. Charakterystyka przejściowa inwertera w układzie UCY 7404

Istnieją różne sposoby przybliżenia tej charakterystyki przez siłę elektromotoryczną $VE(V1)$. Przedstawia je rys. 3. Charakterystyka z rys. 3a jest charakterystyką idealizowaną. Uwzględnia tylko dwa poziomy napięcia U_{OH} i U_{OL} oraz napięcie progowe U_T . Charakterystyki z rys. 3b i 3c są charakterystykami przybliżonymi dającymi aproksymację od-



Rys. 3. Charakterystyki aproksymujące rzeczywistą charakterystykę przejściową inwertera

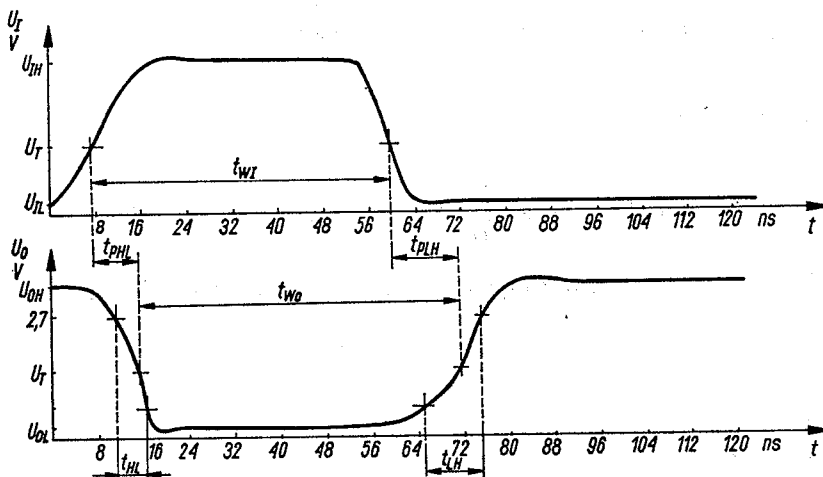
cinkową charakterystyki rzeczywistej [7,8]. Charakterystykę z rys. 3c [8] opisuje wzór $VE = U_{OH} - V1$ w zakresie przejściowym od 0,5 do 1,5 V. Z kolei charakterystyka z rys. 3d jest opisana za pomocą tzw. funkcji przełączającej [5] danej wzorem

$$VE = U_{OL} + \frac{U_{OH} - U_{OL}}{1 + \exp(s(U_T - V1))},$$

gdzie s — współczynnik szybkości opadania funkcji.

2.2. Modelowanie parametrów dynamicznych

Przykładowe rzeczywiste przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla inwertera w układzie UCY 7404 przedstawia rys. 4. Wyróżnia się w tych przebiegach cztery podstawowe parametry dynamiczne, które powinien makromodel realizować. Są to czasy propagacji t_{PHL} i t_{PLH} oraz czasy narastania t_{LH} i opadania t_{HL} zboczy napięcia wyjściowego.



Rys. 4. Przykładowe rzeczywiste przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla inwertera w układzie UCY 7404

2.2.1. Modelowanie czasów propagacji

Podstawową miarą szybkości działania układu cyfrowego jest czas propagacji [9]. Czas propagacji definiuje się jako odstęp czasowy między zboczem napięcia wejściowego i wywołanym przezeń zboczem napięcia wyjściowego, przy poziomie napięcia na tych zboczach równym 1,5 V. Istnieją dwa czasy propagacji: przy przejściu napięcia wyjściowego układu z poziomu „niskiego” do „wysokiego” t_{PLH} i odwrotnie, przy przejściu z poziomu „wysokiego” do „niskiego” t_{PHL} . Wielkości czasów propagacji obowiązują tylko w odniesieniu do ściśle określonych warunków pomiarowych, tj. przy w pełni zdefiniowanych parametrach impulsu wejściowego, określonym napięciu zasilającym, sprecyzowanym obciążeniu i temperaturze. Dane wyjściowe (tablica 1) przyjęte w pracy są danymi przykładowymi. Przyjęto je jedynie dla ilustracji metody budowania makromodeli cyfrowych układów scalonych *TTL*. W ogólnym przypadku czasy propagacji są miarą opóźnienia odpowiedzi układu na sygnał sterujący i dlatego w pierwszej kolejności przy budowie makromodelu należy uwzględnić właśnie realizację tych dwóch parametrów dynamicznych. Czas propagacji t_{PLH} znacznie różni się od czasu t_{PHL} . W związku z tym obwód *RC* z rys. 1a

powinien realizować dwie różne stałe czasowe T_{LH} i T_{HL} . Jeżeli przyjąć stałą wartość C , to wartość oporności R można uzależnić od napięcia na niej w następujący sposób

$$R = \begin{cases} R_{LH} & \text{dla } V_2 - V_3 > 0, \\ R_{HL} & \text{dla } V_2 - V_3 \leq 0, \end{cases}$$

przy czym V_2 i V_3 oznaczają odpowiednio potencjały węzłów drugiego i trzeciego.

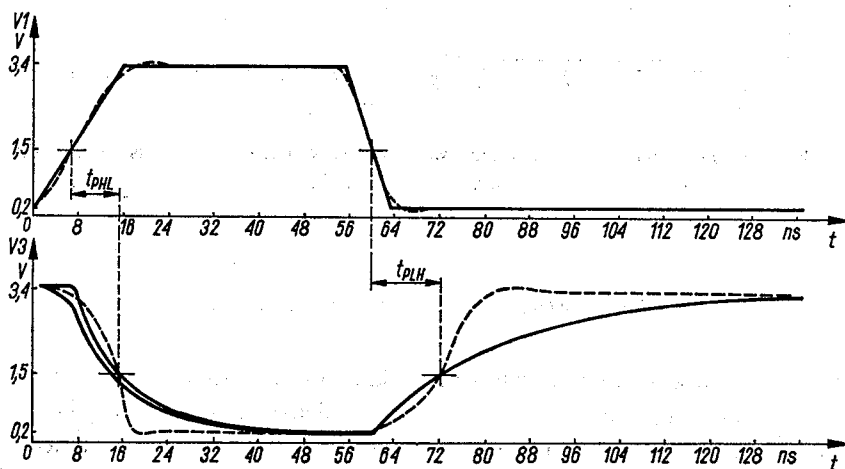
Wówczas napięcie wyjściowe w stanie przejściowym można opisać dwoma równaniami: dla zbocza opadającego

$$V_3(t) = V_3(t_1)e^{-\frac{t-t_1}{T_{HL}}} + \frac{1}{T_{HL}} \int_{t_1}^t VE(V_1(\tau))e^{-\frac{t-\tau}{T_{HL}}} d\tau \quad \text{dla } t > t_1,$$

dla zbocza narastającego

$$V_3(t) = V_3(t_2)e^{-\frac{t-t_2}{T_{LH}}} + \frac{1}{T_{LH}} \int_{t_2}^t VE(V_1(\tau))e^{-\frac{t-\tau}{T_{LH}}} d\tau \quad \text{dla } t > t_2,$$

gdzie: t_1 i t_2 — chwile czasu, w których rozpoczyna się stan przejściowy.



Rys. 5. Przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla makromodeli realizujących czasy propagacji

Dla makromodelu z rys. 1a przykładowe przebiegi czasowe napięć wejściowego V_1 i wyjściowego V_3 przedstawia rys. 5. Przebieg czasowy napięcia V_3 oznaczony numerem 1 ma charakter wykładniczy i obowiązuje, gdy siła elektromotoryczna ma kształt jak na rys. 3a. Stałe czasowe wyznaczono z następujących wzorów:

$$T_{HL} = \frac{t_{PHL}}{\ln \frac{U_{OH} - U_{OL}}{U_T - U_{OL}}}, \quad T_{LH} = \frac{t_{PLH}}{\ln \frac{U_{OH} - U_{OL}}{U_{OH} - U_T}}.$$

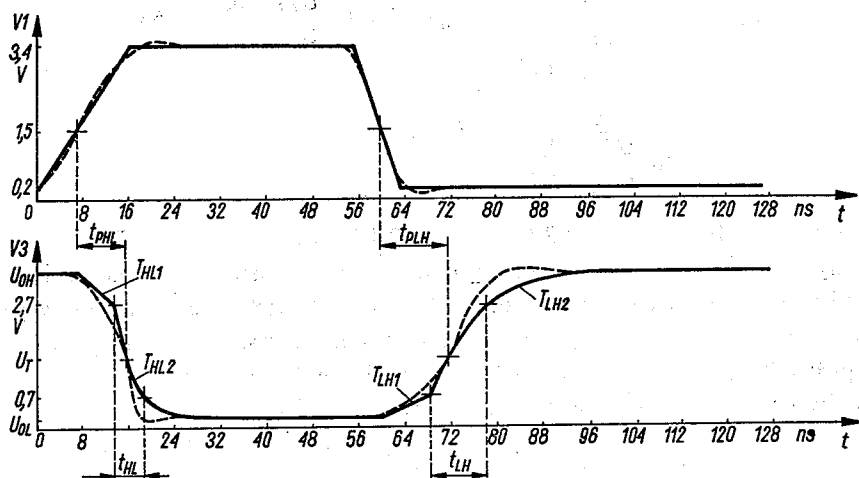
Korzystając z wartości typowych podanych w tablicy 1 otrzymuje się $T_{HL} = 8,9$ ns, $T_{LH} = 23$ ns. Przyjmując np. wartość $C = 1$ nF można wyznaczyć dwie wartości R : $R_{HL} = 8,9 \Omega$ i $R_{LH} = 23 \Omega$.

Przy zachowaniu tak obliczonych wartości parametrów obwodu RC wyznaczono przebiegi czasowe napięcia wyjściowego V_3 dla VE z rys. 3b, c i d. W przypadku charakterystyki z rys. 3b nie uzyskano istotnych zmian w stosunku do krzywej 1. Natomiast gdy VE ma kształt jak na rys. 3c, to przebieg czasowy V_3 ilustruje krzywa oznaczona numerem 2 z rys. 5. Dla tego przykładu makromodel z rys. 1a realizuje właściwe czasy propagacji po zmianie stałych czasowych i tak trzeba przyjąć wtedy $T_{HL} = 10,5$ ns a $T_{LH} = 22$ ns. W przypadku charakterystyki z rys. 3d opisanej parametrami $U_T = 1,5$ V i $s = -15$ przebieg czasowy napięcia V_3 pokrywa się z krzywą 1 z rys. 5. Dla porównania przerywaną linią zaznaczono orientacyjny przebieg napięcia wyjściowego rzeczywistego inwertera.

Z przytoczonych przykładów wynika, że kształt charakterystyk przejściowych realizowanych przez makromodel nie wpływa w zasadniczy sposób na przebieg czasowy napięcia V_3 i tym samym na realizowane czasy propagacji. Dominujące znaczenie mają wartości stałych czasowych.

2.2.2. Modelowanie czasów trwania zboczy

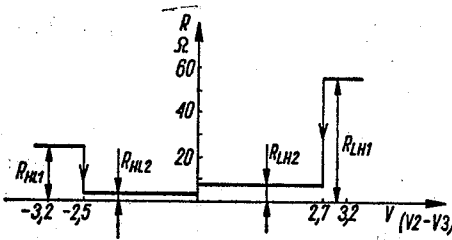
Dla układów serii *TTL* czasy trwania zboczy są najczęściej definiowane jako czasy przejścia pomiędzy poziomami napięcia równymi 0,7 i 2,7 V. Makromodele zdefiniowane w punkcie 2.2.1, realizujące czasy propagacji t_{PLH} i t_{PHL} , nie są w stanie równocześnie oddać właściwych czasów narastania t_{LH} i opadania t_{HL} zboczy. Porównując uzyskane przebiegi z przebiegiem rzeczywistym można dojść do wniosku, że dla jednoczesnego zamodelowania t_{PHL} , t_{PLH} , t_{HL} i t_{LH} należy w czasie trwania stanu nieustalonego zmieniać stałe czasowe obwodu RC od wartości większych do mniejszych w stosunku do obliczonych w punkcie 2.2.1.



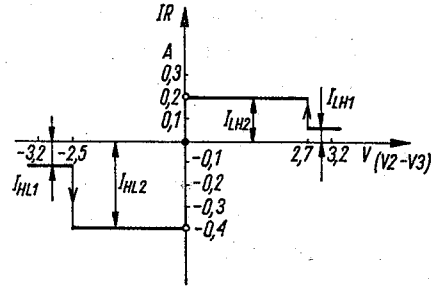
Rys. 6. Przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla makromodelu I (aproxymacja przy pomocy krzywych wykładniczych)

W najprostszym przypadku przyjmując siłę VE jak na rys. 3a, każde ze zboczy można opisać dwiema krzywymi wykładniczymi, jak na rys. 6.

Chwile czasu, w których następuje skokowa zmiana wartości stałych czasowych wyznaczone są przez poziomy napięcia wyjściowego: 2,7 V na zboczu opadającym i 0,7 V na zboczu narastającym. Realizuje to nieliniowa oporność R sterowana napięciem $V2-V3$ jak na rys. 7.



Rys. 7. Charakterystyka nieliniowej oporności $R(V2-V3)$ makromodelu I



Rys. 8. Charakterystyka nieliniowej siły prądomotorycznej $IR(V2-V3)$ makromodelu II

Wartości oporności R w odpowiednich przedziałach napięcia $V2-V3$ zostały obliczone w następujący sposób:

$$T_{HL1} = \frac{1}{\ln \frac{U_{OH}-U_{OL}}{2,7-U_{OL}}} t_{PHL} - T_{HL2} \ln \frac{2,7-U_{OL}}{U_T-U_{OL}} = 24,2 \text{ ns},$$

$$T_{HL2} = \frac{t_{HL}}{\ln \frac{2,7-U_{OL}}{0,7-U_{OL}}} = 3,1 \text{ ns},$$

$$T_{LH1} = \frac{1}{\ln \frac{U_{OH}-U_{OL}}{U_{OH}-0,7}} t_{PLH} - T_{LH2} \ln \frac{U_{OH}-0,7}{U_{OH}-U_T} = 55,3 \text{ ns},$$

$$T_{LH2} = \frac{t_{LH}}{\ln \frac{U_{OH}-0,7}{U_{OH}-2,7}} = 7,4 \text{ ns}.$$

Stąd przy $C = 1 \text{ nF}$: $R_{HL1} = 24,2 \Omega$, $R_{HL2} = 3,1 \Omega$, $R_{LH1} = 55,3 \Omega$, $R_{LH2} = 7,4 \Omega$.

W innym rozwiązaniu można przebiegi wykładnicze zastąpić przebiegami odcinkami liniowymi [10]. Wówczas w makromodelu oporność R zastępuje się nieliniową siłą prądomotoryczną sterowaną różnicą napięć $V2-V3$ jak na rys. 8. W tym przypadku przebiegi napięcia $V3$ przedstawia rys. 9. Wartości siły prądomotorycznej dla odpowiednich przedziałów napięć wyznacza się z następujących wzorów:

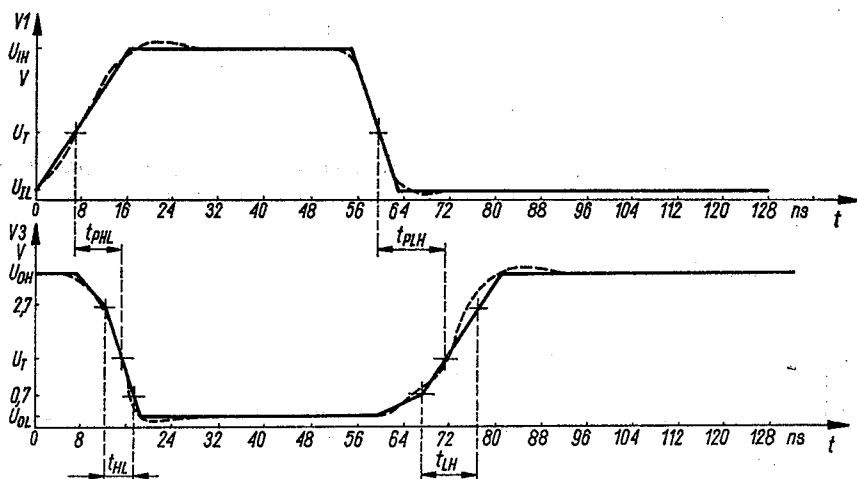
$$I_{HL1} = C \frac{2,7-U_{OH}}{t_{PHL} - \frac{2,7-U_T}{2,7-0,7} t_{HL}} = -0,14 \text{ A},$$

$$I_{HL2} = C \frac{0,7 - 2,7}{t_{HL}} = -0,4 \text{ A},$$

$$I_{LH1} = C \frac{0,7 - U_{OL}}{t_{PLH} - \frac{U_T - 0,7}{2,7 - 0,7} t_{LH}} = 0,0625 \text{ A},$$

$$I_{LH2} = C \frac{2,7 - 0,7}{t_{LH}} = 0,2 \text{ A}.$$

Rzeczywiste przebiegi napięcia wyjściowego w układach serii *TTL* charakteryzują się małą szybkością zmian w początkowej fazie stanu nieustalonego i większą w późniejszych fazach.



Rys. 9. Przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla makromodelu II (aproxymacja odcinkami liniowa)

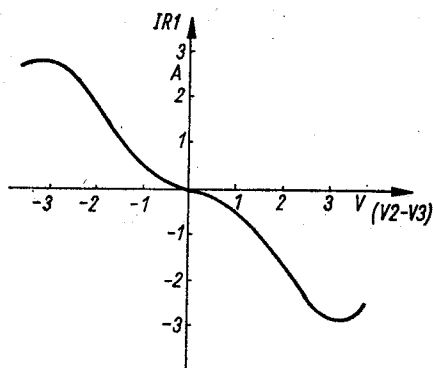
Kształt nieliniowej oporności R ma zapewnić tę właściwość. Oporność R można zbudować przez równoległe połączenie stałej oporności $R1$ oraz siły prądomotorycznej $IR1$ sterowanej napięciem na oporności $R1$. Oporność $R1$ jest jednakowa dla obu zboczy napięcia wyjściowego i przyjmuje wartość mniejszą od obliczonych w dotychczasowych makromodelach. Natomiast siła prądomotoryczna $IR1$ zapewnia „spowolnienie” przebiegu napięcia $V3$ w taki sposób, aby uzyskać właściwe wartości czasów propagacji i trwania zboczy. Charakterystyka źródła $IR1$ może być opisana krzywymi Gaussa następująco (rys. 10):

$$IR1 = \begin{cases} A \left(\exp \left(- (U_{OL} - U_{OH} - (V2 - V3))^2 / \vartheta \right) - \exp \left(- (U_{OH} - U_{OL})^2 / \vartheta \right) \right) & \text{dla } V2 - V3 < 0, \\ B \left(\exp \left(- (U_{OH} - U_{OL})^2 / q \right) - \exp \left(- (U_{OH} - U_{OL} - (V2 - V3))^2 / q \right) \right) & \text{dla } V2 - V3 > 0, \end{cases}$$

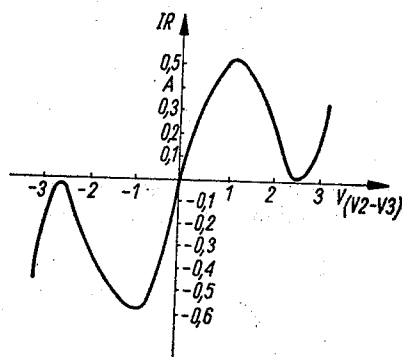
gdzie: A , B , ϑ , q — parametry wyznaczone w procesie automatycznego skalowania [6].

Przy przyjętej stałej czasowej RC równej 1 ns parametry te wynoszą: $A = 2,867$, $B = 2,977$, $\vartheta = 3,001$, $q = 3,000$. Równoległe połączenie oporności $R1$ i siły prądomoto-

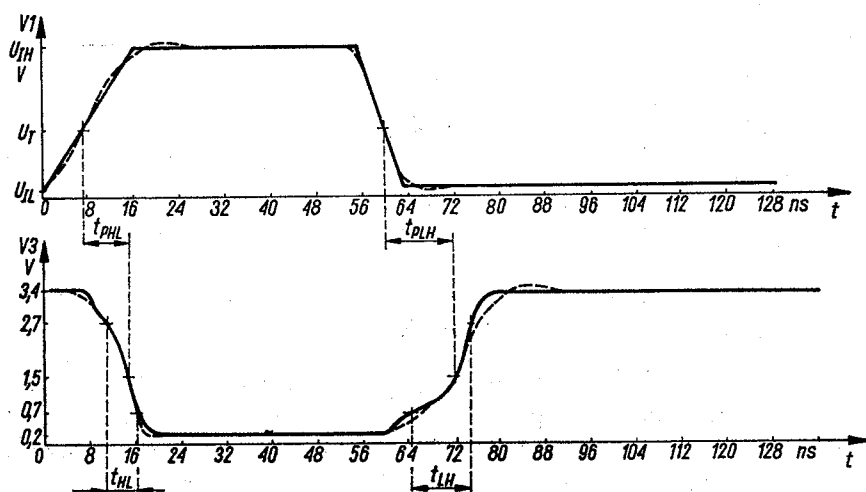
rycznej $IR1$ można zastąpić nieliniowym źródłem prądowym IR sterowanym własnym napięciem o charakterystyce jak na rys. 11. Dla takiego makromodelu przebiegi napięcia $V3$ przedstawia rys. 12.



Rys. 10. Charakterystyka siły prądomotorycznej $IR1(V2-V3)$ makromodelu III



Rys. 11. Charakterystyka siły prądomotorycznej $IR(V2-V3)$ makromodelu III



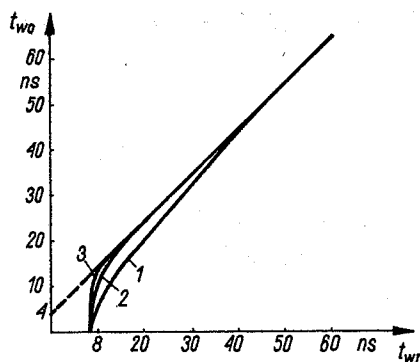
Rys. 12. Przebiegi czasowe napięć wejściowego i wyjściowego dla makromodelu III

Określenie charakterystyki nieliniowego źródła prądowego IR jest możliwe także na podstawie aproksymacji rzeczywistego przebiegu napięcia wyjściowego układu TTL wybraną nieliniową funkcją czasu $V3'$. Wówczas wartość siły prądomotorycznej IR można bezpośrednio wyznaczyć z następującego wzoru

$$IR = C \frac{d(V3')}{dt}.$$

W przedstawionych trzech przypadkach makromodeli czasy propagacji oraz trwania zboczy są realizowane z jednakową dokładnością. Różnią się natomiast stopniem przybliżenia kształtu przebiegu napięcia $V3$ do przebiegu rzeczywistego oraz nakładem pracy podczas skalowania makromodeli.

Dla pełnego przedstawienia właściwości dynamicznych cyfrowych układów scalonych podaje się tzw. przejściową charakterystykę dynamiczną [11], która ujmuje zależność szerokości impulsu na wyjściu układu od jego szerokości na wejściu. Pod szerokością impulsu t_w należy rozumieć czasowy przedział zmierzony na poziomie napięcia progowego $U_T = 1,5$ V, jak pokazano w tablicy 1. Taka charakterystyka ma szczególne znaczenie, gdy czasy trwania impulsów wejściowych są porównywalne z czasami propagacji.



Rys. 13. Przejściowe charakterystyki dynamiczne
1 — dla makromodeli realizujących czasy propagacji, 2 — dla makromodeli I, II i III, 3 — przykładowa charakterystyka rzeczywista

Dla przedstawionych makromodeli charakterystyki te pokazuje rys. 13. Krzywa 1 przedstawia charakterystykę dynamiczną makromodeli realizujących jedynie czasy propagacji, krzywa 2 stanowi charakterystykę makromodeli realizujących czasy propagacji i trwania zboczy. Dla porównania krzywa 3 przedstawia przykładową charakterystykę dynamiczną układu rzeczywistego.

2.3. Realizacja struktur obwodowych makromodeli za pomocą języka programu NAP2-ODRA

Język programu NAP2-ODRA [12] pozwala w prosty sposób opisać wyprowadzone makromodele o strukturze obwodowej podanej na rys. 1a. Struktura przykładowych danych wejściowych jest następująca:

*CIRCUIT

*:MAKROMODEL 1 UCY 7404

:OBWOD WEJSC IOWY

G1 1 0 0 J 0

:CHARAKTERYSTYKA PRZEJSC IOWA

FE/TAB2/ 0 3.4 1.49 3.4 1.5 0.2 5 0.2

:ZRODLO NAPIEC IOWE VE

VE 2 0 1 FE VG1

:CHARAKTERYSTYKA ZRODLA PRADOWEGO IR

FR/TAB2/ -10 -1.12 0 0 10 0.43

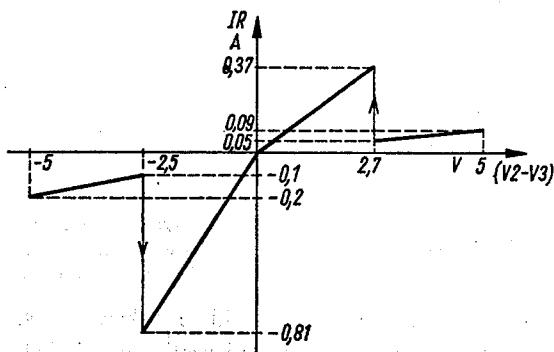
:ZRODLO PRADOWE IR

IR 2 3 1 FR VIR

:POJEMNOSC C

C 3 0 1NF

Oporność nieliniowa R może być wprowadzona do programu NAP2-ODRA jako źródło prądowe sterowane własnym napięciem. Podana w przykładowych danych charakterystyka takiego źródła przedstawia oporność R przyjmującą dwie wartości: R_{LH} i R_{HL} . Tym samym tak opisany makromodel realizuje tylko czasy propagacji, jak pokazano w punkcie 2.2.1. W przypadku opisu makromodelu realizującego dodatkowo czasy trwania zboczy, jak pokazano w punkcie 2.2.2, zmiana ulega charakterystyka źródła FR/TAB2/. Przy aproksymacji przebiegu wyjściowego dwiema krzywymi wykładniczymi dla każdego zbocza charakterystyka ta ma postać (rys. 14) FR/TAB2/ - 10 -0.41 -2.49 -0.10 -2.5 -0.81 0 0 2.69 0.37 2.7 0.05 10 0.18.



Rys. 14. Charakterystyka siły prądomotorycznej $IR(V_2 - V_3)$ makromodelu I

W przypadku aproksymacji przebiegu wyjściowego odcinkami liniowymi charakterystyka FR/TAB2/ posiada opis następujący (rys. 8): FR/TAB2/ - 10 -0.14 -2.49 -0.14 -2.5 -0.4 -0.01 -0.4 0 0 0.01 0.2 2.69 0.2 2.7 0.0625 10 0.0625.

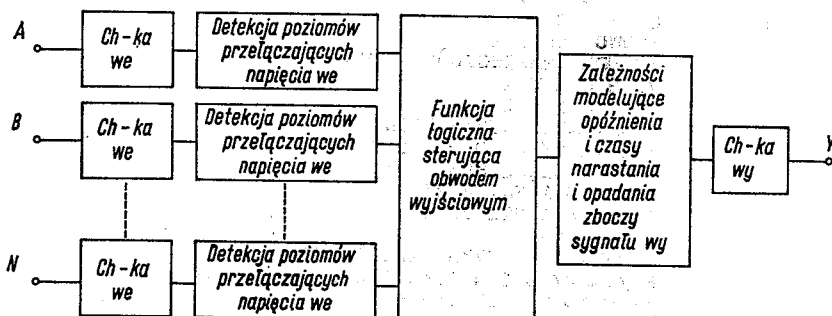
W przypadku wykorzystania siły prądomotorycznej z rys. 11 opis FR/TAB2/ ma postać: FR/TAB2/ - 3.2 -0.43 -2.8 -0.18 -2.6 -0.024 -2.4 -0.18 -2 -0.32 -1.6 -0.47 -1.2 -0.54 -0.8 -0.47 -0.4 -0.28 0 0 0.4 0.28 0.8 0.46 -1.2 0.51 1.6 0.43 2 0.26 2.4 0.09 2.6 0.06 2.8 0.08 3.2 0.32. W przeciwieństwie do oporu R , bardziej złożone realizacje $VE(V_1)$ nie wpływają istotnie na czasowy przebieg napięcia wyjściowego, stąd wystarczy ograniczyć się na ogół do charakterystyki z rys. 3a.

W dotychczasowych rozważaniach był rozpatrywany makromodel inwertera, który jest jednowejściowym układem logicznym. Charakterystyka przejściowa inwertera zapewnia realizację funkcji logicznej *NOT*. Natomiast podstawowe bramki logiczne są wielowejściowymi układami logicznymi, które realizują funkcje logiczne *AND* lub *OR* względnie ich negacje. Można zauważyć, że funkcji logicznej *AND* odpowiada wybór minimalnej wartości spośród wszystkich wartości sygnałów wejściowych VA , VB , VC , ... dochodzących do bramki ($\text{Min}(VA, VB, VC, \dots)$), a funkcji logicznej *OR* wybór maksymalnej wartości spośród VA , VB , VC , ... ($\text{Max}(VA, VB, VC, \dots)$). Dla przykładu, makromodel bramki *NAND* różni się od makromodelu inwertera liczbą obwodów wejściowych oraz niekonwencjonalnym źródłem sterowanym VE_{MIN} , które wybiera minimalną wartość spośród napięć w obwodach wejściowych w każdej chwili czasu i realizuje charakterystykę inwertera. Zazwyczaj makromodele wykorzystywane w programach analizy obwodów realizują funkcje *Min* i *Max* odwołując się do odpowiednich podprogramów [5, 8]. Program NAP2

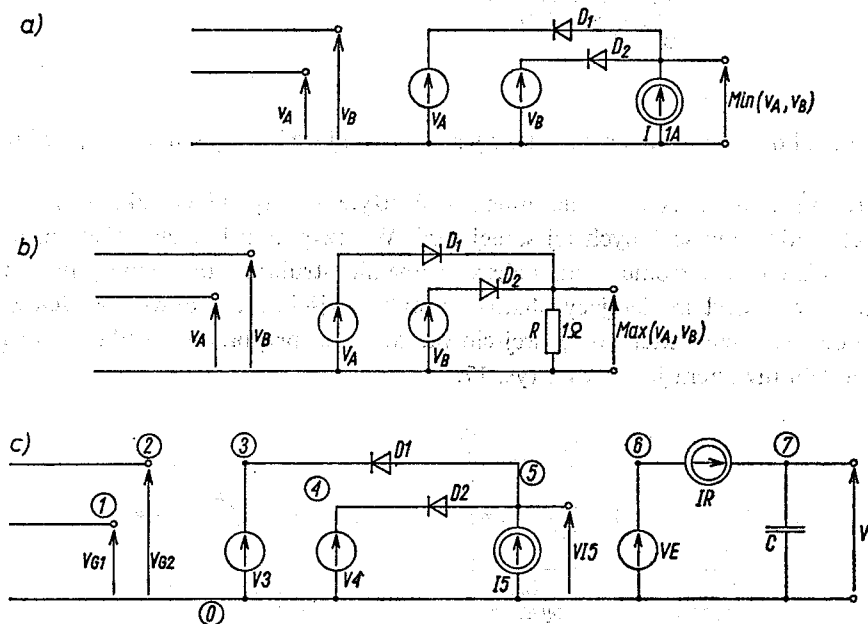
w wersji 1325 nie posiada wprowadzić takich możliwości, jednak nie ogranicza to w zupełności jego zastosowania w symulacji obwodowej cyfrowych układów scalonych na poziomie makromodeli.

W ogólnym przypadku makromodelowanie obwodowe cyfrowych układów scalonych TTL można przeprowadzić zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 15. Na przykład makromodele bramek *NAND* lub *NOR* mogą być realizowane w programie NAP-2 przy wykorzystywaniu obwodów nieliniowych generujących funkcje *Min* i *Max*.

Na rys. 16a i b przedstawiono obwody realizujące funkcje odpowiednio $\text{Min}(V_A, V_B)$ i $\text{Max}(V_A, V_B)$. Dokładność realizacji tych funkcji zależy od przyjętych charakterystyk diod. Jeśli prąd w kierunku zaporowym oraz napięcie przewodzenia diod byłyby zerowe,



Rys. 15. Schemat uogólnionego makromodelu obwodowego cyfrowego układu scalonego



Rys. 16. Struktura obwodowa

a) układu realizującego funkcję $\text{Min}(V_A, V_B)$, b) układu realizującego funkcję $\text{Max}(V_A, V_B)$, c) makromodelu bramki *NAND* z charakterystyką źródła prądowego *IR* odpowiadającą opornościom *RLH* i *RHL*

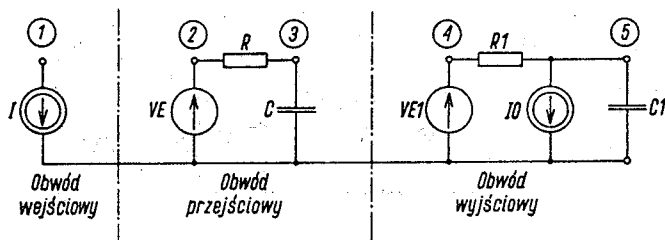
to napięcia wyjściowe tych obwodów odpowiadałyby dokładnie wartości minimum albo odpowiednio maksimum napięć wejściowych. Charakterystyki diod nie byłyby wówczas jednoznaczne. W programie NAP-2 korzystnie jest traktować te diody jako źródła prądowe sterowane własnym napięciem. Dlatego należy przyjąć, że w kierunku przewodzenia diody posiadają niewielką rezystancję dynamiczną.

Na rys. 16c przedstawiono makromodel bramki *NAND*, którego opis w programie NAP-2 może być następujący:

```
* CIRCUIT
*:MAKROMODEL 2 UCY7400
:OBWOD WEJSCIOWY
G1 1 0 0 J1 0
G2 2 0 0 J2 0
:OBWOD LOGIKI
:ZRODŁA NAPIECIOWE V3 V4
V3 3 0 1 VG1
V4 4 0 1 VG2
:CHARAKTERYSTYKA DIOD
FR1/TAB2/ -5 0 0 0 5 0.01
:DIODY D1,D2,SPM15
IR1 3 5 1 FR1 VIR1
IR2 4 5 1 FR1 VIR2
I5 0 5 1A
:CHARAKTERYSTYKA PRZEJSCIOWA
FE/TAB2/ 0 3.4 1.49 3.4 1.5 0.2 5 0.2
:ZRODŁO NAPIECIOWEVE
VE 6 0 1 FE VIS
:CHARAKTERYSTYKA ZRODŁA PRADOWEGOIR
FR/TAB2/ -10 -1.12 0 0 10 0.43
:ZRODŁO PRADOWE IR
IR 6 7 1 FR VIR
:POJEMNOSC C
C 7 0 1NF
```

2.4. Modelowanie charakterystyk wejściowych i wyjściowych

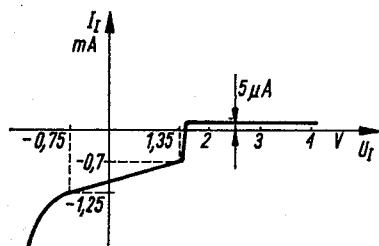
Zaproponowane makromodele mogą być użyte do symulacji układów cyfrowych złożonych z układów scalonych tej samej serii. W przypadku innych połączeń, np. z dowolnym układem elektronicznym, należy uzupełnić strukturę obwodową makromodelu o dodatkowy obwód modelujący charakterystykę wyjściową, a obwód wejściowy powinien modelować charakterystykę wejściową. W tym przypadku struktura obwodowa makromodelu inwertera jest jak na rys. 17.



Rys. 17. Struktura obwodowa prostego makromodelu inwertera realizującego charakterystyki wejściową i wyjściową

2.4.1. Modelowanie charakterystyki wejściowej

Sterowana siła prądomotoryczna I w obwodzie wejściowym makromodelu powinna realizować charakterystykę wejściową rzeczywistego układu cyfrowego. Charakterystyka wejściowa inwertera w układzie UCY 7404 ma kształt jak na rys. 18.

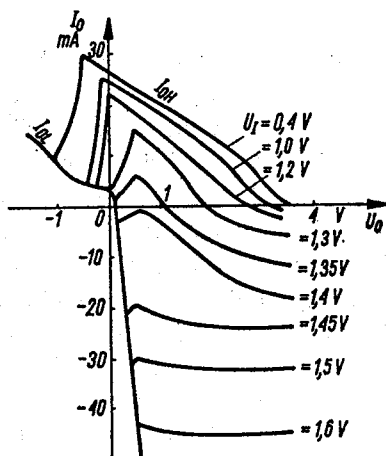


Rys. 18. Charakterystyka wejściowa inwertera w układzie UCY 7404

Źródło prądowe $I = 0$ modeluje w pierwszym przybliżeniu charakterystykę wejściową układów *TTL* przedstawioną na rys. 18. Charakterystyka ta może być także modelowana przez nieliniowe źródło prądowe sterowane własnym napięciem i zapisana w postaci tabelarycznej, np. w języku programu NAP2: FR1/TAB2/ -3.2 -4.3 M -0.75 -1.25M 1.35 -0.7M 1,6 5U 5 5U IR 1 1 0 1 FR1 VIR1.

2.4.2. Modelowanie charakterystyki wyjściowej

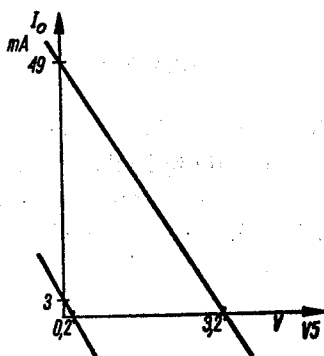
Charakterystykę wyjściową układów scalonych *TTL* przedstawia rys. 19. W pierwszym przybliżeniu charakterystykę wyjściową modeluje obwód wyjściowy złożony ze źródła sterowanego $VE1$ oporności $R1$ i pojemności $C1$. Źródło napięciowe $VE1 = V3$, oporność



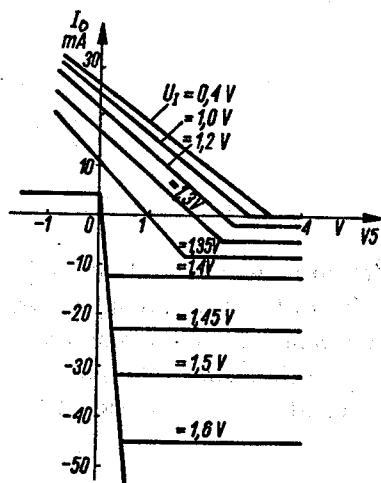
Rys. 19. Charakterystyka wyjściowa inwertera w układzie UCY 7404

$R1$ stanowi średnią wartość oporności wyjściowej układu w stanie „wysokim” i „niskim”. Dla danego układu UCY 7404 $R1 = 65 \Omega$. Pojemność $C1$ realizuje typową wartość pojemności wyjściowej układów *TTL* równą 15 pF. Tak zdefiniowany obwód wyjściowy makromodelu ma charakterystykę jak na rys. 20.

Dokładniejszym przybliżeniem charakterystyki wyjściowej układu *TTL* jest aproksymacja (rys. 21) podana przez Glesnera [5], zrealizowana przez obwód wyjściowy makromodelu z dodatkowym źródłem prądowym IO sterowanym prądem płynącym przez $R1$.



Rys. 20. Charakterystyka wyjściowa makromodelu inwertera $IO = 0$



Rys. 21. Charakterystyka wyjściowa makromodelu inwertera $IO = f(V4 - V5)$

3. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono proste struktury obwodowe makromodeli cyfrowych układów scalonych serii *TTL*. Mogą one być zastosowane w symulacji obwodowej przy użyciu istniejących programów analizy obwodów lub w symulacji hybrydowej, która ma coraz szersze zastosowanie w symulacji właściwości dynamicznych układów złożonych z układów *MSI* i *LSI*. Przedstawione obwody makromodeli pozwalają na aproksymację wyjściowych przebiegów układów *TTL* za pomocą funkcji wykładniczych, funkcji odcinkami liniowych lub wybranych funkcji nieliniowych. Pozwalają one na równoczesną realizację czasów propagacji i trwania zboczy, co daje dobre przybliżenie właściwości dynamicznych układów *TTL* szczególnie dla impulsów wejściowych o krótkim czasie trwania. W oparciu o przeprowadzoną dyskusję przedstawiono podstawy budowy makromodeli dowolnych cyfrowych układów scalonych *TTL* za pomocą prostej struktury obwodowej.

Zaproponowane makromodele uzupełnione o obwody modelujące charakterystyki wejściowe i wyjściowe układów cyfrowych mogą być użyte do symulacji układów analogowo-cyfrowych.

BIBLIOGRAFIA

1. A. Filipkowski, Z. Korzec, *Makromodelowanie układów scalonych, II K.K. — Teoria Obwodów i Układy Elektroniczne*, Trzebieiszowice, 26—28.10.1978, Dodatkowe materiały konferencyjne, 4—29.
2. M. A. Breuer, *Automatyczne projektowanie maszyn cyfrowych*, PWN, Warszawa 1976.
3. A. E. Ruehli i in., *Macromodeling — an Approach for Analysing Large-Scale Circuits*, CAD, 10, 2, 1978, 121—129.
4. H. De Man, *Adequacy of Models to Simulation Programs and Introduction to Macromodeling*, Int. Conf.-Modeling Semiconductor Devices, Lausanne, Switzerland, 18—20.10.1977, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Journes D'Electronique, 77, 389—401.
5. M. Glesner, *Revised Macromodeling Procedures for Digital Integrated Circuits*, Int. Conf.-Modeling Semiconductor Devices, Lausanne, Switzerland, 18—20.10.1977, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Journes D'Electronique, 77, 431—441.
6. J. Dąbrowski, A. Drygajło, *Skalowanie automatyczne makromodeli cyfrowych układów scalonych*, IV Krajowa Konf. Teoria Obwodów i Układów Elektronicznych, Drzonków 1981.
7. M. Y. Hseuh i in., *New Approaches to Modeling and Electrical Simulation of LSI Logic Circuits*, Int. Conf.-Modeling Semiconductor Devices, Lausanne, Switzerland, 18—20.10.1977, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Journes D'Electronique, 77, 403-413.
8. J. R. Greenbaum, *Digital IC Models for Computer Aided Design. Part 1: TTL NAND Gates*, Electronics, December, 6, 1973, 121—125.
9. J. Kalisz, *Cyfrowe układy scalone w technice systemowej*, WMON, Warszawa 1977.
10. A. R. Newton, *Techniques for the Simulation of Large-Scale Integrated Circuits*, IEEE Trans. Circuits and Systems, CAS-26, 9, 1979.
11. W. W. Owczinnikow i in., *Projektowanie bystrodziejstwujszczich mikroelektronnych cifrowych ustrojstw*, Sowietskoje Radio, Moskwa 1975.
12. *Opis języka programu NAP2-ODRA*, Warszawa 1977.
13. J. R. Grennbaum, W. A. Miller, *Digital IC Models for Computer Aided Design. Part 2: TTL Flip-Flops*, Electronics, December, 20, 1973, 107—112.
14. G. Arnout, H. J. De Man, *The Use of Threshold Functions and Boolean-Controlled Network Elements for Macromodeling of LSI Circuits*, IEEE J. Solid-State Circuits, SC-13, 3, 1978, 326—332.
15. A. Drygajło, „Symulacja hybrydowa” właściwości dynamicznych cyfrowych układów scalonych, Prace I Sympozjum — Symulacja Procesów Dynamicznych, Zakopane, 9—14.06.1980, Warszawa 1980, 163—169.

A. DRYGAJŁO, J. DĄBROWSKI

NETWORK MACROMODELS OF TTL DIGITAL INTEGRATED CIRCUITS

Summary

In this paper fundamentals of TTL digital integrated circuits network modelling using the build-up technique are introduced. Presented are macromodels with simple network configuration and acceptable accuracy in modelling dynamic properties of digital circuits that can be developed for circuit and hybrid simulation.

A. DRYGAJŁO, J. DĄBROWSKI

MACROMODELES DE RÉSEAU DES CIRCUITS INTÉGRÉS DIGITAUX TTL

Résumé

En cet ouvrage on a présenté les principes de la construction des macromodèles de réseau des circuits intégrés digitaux TTL par méthode de synthétisation. Les macromodèles proposés, basés sur la structure de réseau simple, donnent la bonne approximation des propriétés dynamiques des circuits réels et on peut les exploiter aussi bien dans la simulation de réseau que dans la simulation hybride.

A. DRYGAJŁO, J. DĄBROWSKI

KREISMAKROMODELLE DIGITALER INTEGRIERTER TTL-SCHALTUNGEN

Zusammenfassung

In diesem Aufsatz werden Baugrundlagen für Kreismakromodelle der digitalen integrierten TTL-Schaltungen mittels Syntheseverfahrens angegeben. Die vorgeschlagenen Makromodelle mit einfache Kreisstruktur bieten eine gute Annäherung an die dynamischen Eigenschaften der wirklichen Schaltkreise, und können sowohl für die Kreis-, als auch Hybridsimulation benutzt werden.

А. ДРЫГАЙЛО, В. ДОМБРОВСКИ

ЦЕПОЧНЫЕ МАКРОМОДЕЛИ ЦИФРОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ TTL

Резюме

Представлены основы построения схем цепочных макромоделей цифровых систем методом синтеза. Предложенные макромодели обоснованные на простой цепочной структуре дают хорошее приближение динамических свойств реальных систем и могут быть использованы в цепочном как и гибридном моделировании.

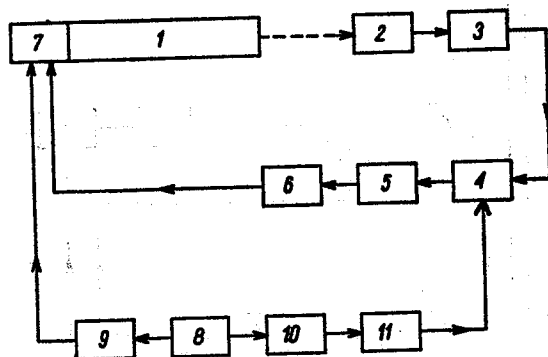
Elektroniczny układ przeskoku modowego lasera gazowego

HENRYK PERCAK (WROCLAW)

*Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej**Otrzymano 26.6.1984*

Opisano układ elektroniczny, który zapewnia nieskończenie duży zakres trzymania stabilizacji układu automatycznej stabilizacji częstotliwości promieniowania lasera gazowego. Ten nieskończenie duży zakres uzyskuje się wtedy, gdy stabilizowany laser jest poddany destabilizującemu wpływowi zaburzeń wolnozmiennych, na przykład długotrwałych dryfów temperatury otoczenia.

W dziedzinie stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów gazowych, w tym — molekularnych [1], bardzo ważnym problemem jest zapewnienie dużego zakresu trzymania stabilizacji lasera, współpracującego z układem automatycznej stabilizacji częstotliwości promieniowania lasera (zwanym dalej układem *ASCzL*). Zakres trzymania stabilizacji lasera oznacza maksymalny zakres zmian oddziaływania zaburzającego, które nie powoduje przerwania stabilizacji, czyli zaniku ujemnego sprzężenia zwrotnego układu *ASCzL*.



Rys. 1. Schemat blokowy podstawowego (najczęściej stosowanego) układu *ASCzL*

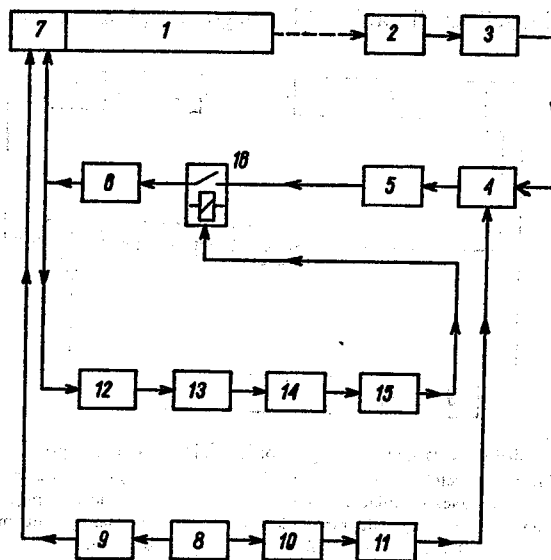
1 — laser jednoczęstotliwościowy, 2 — detektor mocy promieniowania laserowego, 3 — wzmacniacz selektywny, 4 — detektor synchroniczny, 5 — operacyjny wzmacniacz całkujący, 6 — wysokonapięciowy wzmacniacz prądu stałego, 7 — przesuwnik piezoelektryczny, 8 — generator sinusoidalnego sygnału modulującego, 9 — wzmacniacz sygnału modulującego, 10 — przesuwnik fazy, 11 — układ formowania fali prostokątnej

Podstawowy (najczęściej stosowany) układ *ASCzL* można przedstawić w postaci schematu blokowego, jak na rys. 1. Układ ten może stabilizować częstotliwość promieniowania lasera gazowego, wykorzystując jeden z następujących wzorców częstotliwości:

1) maksimum krzywej zależności mocy wyjściowej promieniowania lasera jednoczęstotliwościowego od częstotliwości promieniowania, 2) centrum dipu Lamba, 3) centrum wąskiego pikę w krzywej zależności mocy wyjściowej promieniowania lasera jednoczęstotliwościowego (z wewnętrzną lub zewnętrzną komórką absorpcyjną) od częstotliwości promieniowania. Zasadę działania tego układu można wyjaśnić biorąc pod uwagę na przykład pierwszy z trzech wymienionych wzorców częstotliwości. W celu otrzymania sygnału błędu wykorzystuje się w tym układzie wymuszoną modulację częstotliwości promieniowania, realizowaną w wyniku cyklicznego przemieszczania jednego ze zwierciadeł końcowych rezonatora laserowego, przemieszczania wzdłuż rezonatora. Modulowana jest w ten sposób długość rezonatora laserowego. Amplituda i częstotliwość modulacji długości rezonatora są stałe. W wyniku tego głębokość modulacji mocy promieniowania wyjściowego lasera określa wielkość odstrojenia częstotliwości promieniowania, a faza — kierunek odstrojenia. Wzmocniony sygnał błędu, o odpowiednim znaku zapewnionym przez detekcję synchroniczną, wykorzystuje się do korygującego przesunięcia zwierciadła laserowego. Zarówno to korygujące przesunięcie jak i modulacja długości rezonatora laserowego są najczęściej realizowane za pomocą przesuwnika piezoelektrycznego.

Układ automatycznej regulacji częstotliwości, działający na takiej zasadzie, nosi nazwę układu regulacji ekstremalnej, gdyż obiekt regulacji ma charakterystykę typu ekstremalnego. Stała częstotliwość modulacji długości rezonatora nosi nazwę częstotliwości wiodącej, próbnej lub pomocniczej i w przypadku lasera gazowego ma zwykle wartość wynoszącą kilkaset Hz.

Amplituda napięcia o częstotliwości wiodącej powinna mieć taką wartość, aby można było uzyskać modulację częstotliwości promieniowania lasera o dewiacji dużej w porów-



Rys. 2. Schemat blokowy podstawowego układu ASCzL wyposażonego w elektroniczny układ przeskoku modowego

1 ÷ 11 — bloki układu ASCzL jak na rys. 1, 12 — dzielnik napięcia, 13 — układ diodowy, 14 — przerzutnik Schmitta, 15 — wzmacniacz prądu stałego, 16 — przełącznik

naniu z szerokością krzywej rezonansowej rezonatora laserowego, ale małej w porównaniu z szerokością krzywej zależności mocy wyjściowej lasera od odstrojenia częstotliwości generacji, odstrojenia względem centrum widma wzmocnienia ośrodka czynnego lasera.

Jak wynika z przedstawionej zasady działania układu *ASCzL*, bloki 1÷4 i 7÷11 na rys. 1 tworzą w sumie dyskryminator częstotliwości promieniowania lasera. Charakterystyka przenoszenia tego dyskryminatora jest utworzona przez pochodną krzywej zależności mocy wyjściowej lasera od odstrojenia częstotliwości generacji, odstrojenia względem centrum widma wzmocnienia ośrodka czynnego lasera.

Opisany podstawowy układ *ASCzL* ma ograniczony zakres trzymania stabilizacji, co wynika z ograniczonego zakresu zmian napięcia wyjściowego członu wykonawczego tego układu (blok 6 na rys. 1). Wady tej nie ma układ *ASCzL* wyposażony w elektroniczny układ przeskoku modowego [2, 3]. Schemat blokowy układu *ASCzL* w tej ostatniej wersji jest przedstawiony na rys. 2. Elektroniczny układ przeskoku modowego (zwany dalej układem *EPM*) zapewnia nieskończenie duży zakres trzymania stabilizacji układu *ASCzL* wtedy, gdy stabilizowany laser jest poddany destabilizującemu wpływowi zaburzeń wolnozmiennych, na przykład długotrwałych dryftów temperatury otoczenia. Człon wykonawczy (blok 6 na rys. 2) układu *ASCzL* powinien zapewniać przestrajanie ΔL długości L rezonatora laserowego w zakresie

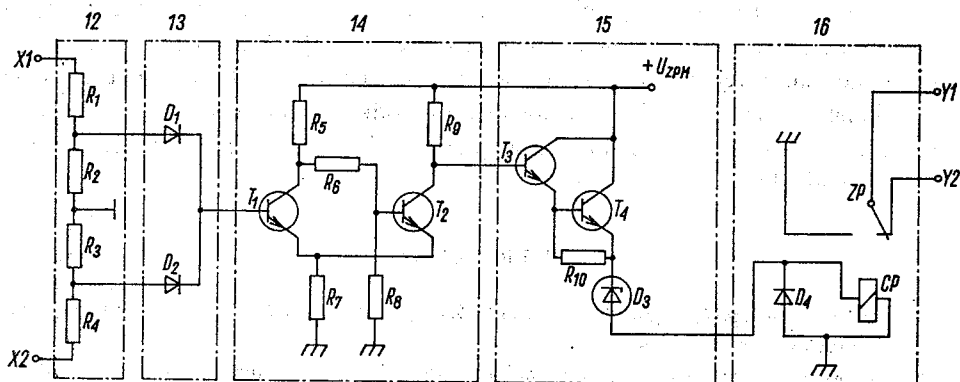
$$\Delta L = \pm r\lambda/2, \quad (1)$$

gdzie:

r — liczba rzeczywista spełniająca nierówność $1 < r < 2$,

λ — długość fali promieniowania lasera.

Gdy sygnał wyjściowy członu wykonawczego ma wartość na granicy zakresu przestrajania, układ *EPM* przełącza laser jednoczęstotliwościowy na kolejny mod podłużny, czyli realizuje operację przeskoku modowego. W ten sposób otrzymuje się nieskończenie duży zakres trzymania stabilizacji układu *ASCzL*.



Rys. 3. Schemat ideowy elektronicznego układu przeskoku modowego

$X1$, $X2$ — końcówki dołączone do symetrycznego wyjścia wysokonapięciowego, symetrycznego wzmacniacza prądu stałego 6, $Y1$ — końcówka dołączona do niesymetrycznego wejścia wysokonapięciowego, symetrycznego wzmacniacza prądu stałego 6, $Y2$ — końcówka dołączona do wyjścia operacyjnego wzmacniacza całkującego 5, 12÷16 — bloki według schematu na rys. 2, CP — cewka przekaźnika, ZP — zestyki przekaźnika, $D1$, $D2$, $D4$ — diody prostownicze, $D3$ — dioda Zenera, U_{zpm} — napięcie zasilające układ przeskoku modowego

Zasadę działania układu *EPM* można dokładnie przeanalizować, wykorzystując rys. 2 oraz rys. 3. Z wyjścia układu diodowego 13 doprowadzane jest do wejścia przerzutnika Schmitta 14 napięcie proporcjonalne do większego z napięć między każdym z obu wyjść niesymetrycznych wzmacniacza [4] wysokonapięciowego 6 a masą. Gdy napięcie to osiąga wartość maksymalną, odpowiadającą jednej z granic zakresu (zależność (1)) przestrajania długości rezonatora laserowego, następuje zadziałanie przerzutnika 14 (tranzystor T_1 przechodzi w stan nasycenia, a T_2 — w stan zatkania) i w konsekwencji tego — zadziałanie przełącznika 16 (przełączenie końcówki $Y1$ z końcówki $Y2$ do masy). Powoduje to z kolei rozłączenie pętli sprzężenia zwrotnego układu *ASCzL*. Wtedy wyrównują się spadki napięć między każdym z wyjść niesymetrycznych wzmacniacza wysokonapięciowego 6 i masą, a napięcie na wyjściu symetrycznym spada do zera. Powoduje to zmianę długości rezonatora laserowego o $(-\Delta L)$ (gdzie ΔL jest wyznaczone przez zależność (1)), a laser przestaja się na kolejny mod podłużny. Z kolei następuje przejście przerzutnika 14 do poprzedniego stanu stabilnego (zatkany tranzystor T_1 i nasycony T_2). Przełącznik 16 powraca wówczas do stanu spoczynkowego. Pętla sprzężenia zwrotnego zostaje ponownie zamknięta, a długość rezonatora laserowego przyjmuje wartość zmienioną skokowo o $(-\lambda/2)$ albo o $(+\lambda/2)$.

Przedstawiony układ *EPM* powoduje, że układ *ASCzL* działa w taki sposób, jak gdyby zamiast zaburzającej zmiany ΔL_z długości rezonatora laserowego równej

$$\Delta L_z = k\Delta L, \quad (2)$$

gdzie:

k — dowolna liczba całkowita,
 ΔL — wyznaczone przez zależność (1),
 oddziaływało na ten układ zaburzenie

$$\Delta L_z = \Delta L. \quad (3)$$

Zmiana długości rezonatora laserowego o całkowitą wielokrotność $\lambda/2$ nie powoduje zmiany częstotliwości promieniowania lasera. Zjawisko to, stwierdzone eksperymentalnie, jest wyjaśnione przez teorię rezonatorów laserowych [5, 6]. Dlatego przeskok modowy nie powoduje skokowej zmiany częstotliwości promieniowania lasera. Z tego samego powodu skończony zakres widma wzmocnienia ośrodka czynnego lasera nie wpływa na ograniczenie zakresu trzymania stabilizacji przedstawionego układu *ASCzL*. Zakres ten jest nieskończenie duży.

BIBLIOGRAFIA

1. H. Percak, *Stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów molekularnych*, Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1978.
2. H. Percak, *Układ automatycznej stabilizacji częstotliwości lasera gazowego*, Patent PRL Nr 93727.
3. H. Percak, *Układ automatycznej stabilizacji częstotliwości lasera gazowego*, Patent PRL Nr 96696.
4. H. Percak, *Tranzystorowy wzmacniacz prądu stałego o dużym zakresie zmian napięcia wyjściowego*, Rozprawy Elektrotechniczne, z. 3, 1978, ss. 597—610.
5. H. Kogelnik, T. Li, *Laser Beams and Resonators*, Proceedings of the IEEE, vol. 54, no. 10, October 1966, pp. 1312—1329.
6. W. Brunner i in., *Elektronika kwantowa*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1980.

H. PERCAK

AN ELECTRONIC NETWORK OF JUMP-MODE OF A GAS LASER

Summary

An electronic network is presented, which gives an infinite range of stabilization maintenance of the radiation frequency stabilizing network of a gas laser. This infinite range is obtained when the laser being stabilized undergoes a destabilizing influence of slow-changing disturbances, for example an influence of long term drifts of ambient temperature.

H. PERCAK

SYSTEME ÉLECTRONIQUE DU DÉBORDEMENT RÉGLÉ D'UN LASER À GAZ

Résumé

On a décrit le système électronique, qui assure un infiniment long maintien de stabilisation du système automatique de stabilisation de fréquence du rayonnement d'un laser à gaz. On obtient cette durée infiniment longue, lorsque le laser stabilisé est soumis à une influence destabilisatrice des perturbations à variations lentes, par exemple à des variations de température de l'ambiance de longue durée.

H. PERCAK

ELEKTRONISCHES ÜBERSPRUNGSNETZ EINES RESONANZGASLASERS

Zusammenfassung

Es wurde ein elektronisches Netz dargestellt, das einen unendlich großen Bereich der Stabilisierungshaltung des automatischen Stabilisierungssystems der Frequenz der Gaslaserstrahlung zusichert. Dieser unendliche Bereich kann gewonnen werden, wenn sich die langsam verändernden Störungen den stabilisierten Laser beeinflussen, wie zum Beispiel ein lange andauerndes Driften der Umgebungstemperatur.

Г. ПЭРЦАК

ЭЛЕКТРОНИЧЕСКАЯ СИСТЕМА МОДОВОГО ПЕРЕСКОКА ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Резюме

Представлена электроническая система, которая вызывает бесконечно большой предел держания стабилизации системы автоматической стабилизации частоты излучения газового лазера. Этот бесконечно большой предел получается тогда, когда стабилизированный лазер подвергается дестабилизирующему действию медленно изменчивых возмущений, например долговременных дрейфов температуры окружающей среды.

Synteza układów modyfikacji adresu w mikroprogramowanych układach sekwencyjnych

TADEUSZ ŁUBA (WARSZAWA)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 28.3.1984

W artykule omówiono metodę syntezy układów adresowania pamięci w układach sekwencyjnych. Prezentowana metoda umożliwia uproszczenie układu adresowania przy założeniu minimalnej pojemności pamięci.

1. WSTĘP

O pojemności pamięci w mikroprogramowanym układzie sterującym (automacie mikroprogramowanym) decyduje struktura układu adresowania. Wyróżnić można dwa podstawowe rodzaje pracy układów adresowania pamięci [3]:

- a) adresowanie przez selekcję,
- b) adresowanie przez modyfikację.

Z adresowaniem przez selekcję mamy do czynienia wtedy, gdy układ adresowania (UA) realizuje funkcję selekcji wektorów $F_0(A)$ i $F_1(A)$, gdzie A to adres bieżący, a F_0 , F_1 to odpowiednie funkcje przyporządkowujące adresowi A adres następny A' . Możliwe są tu dwa przypadki:

- odwzorowania F_0 i F_1 są wytwarzane w pamięci ROM,
- odwzorowanie F_0 jest wytwarzane w UA, a F_1 w ROM.

Niezależnie jednak od sposobu realizacji odwzorowań F_0 , F_1 rola układu adresowania ogranicza się tu do selekcji jednego z tych odwzorowań (rys. 1). Selekcję taką uzyskać można za pośrednictwem sygnału x_c

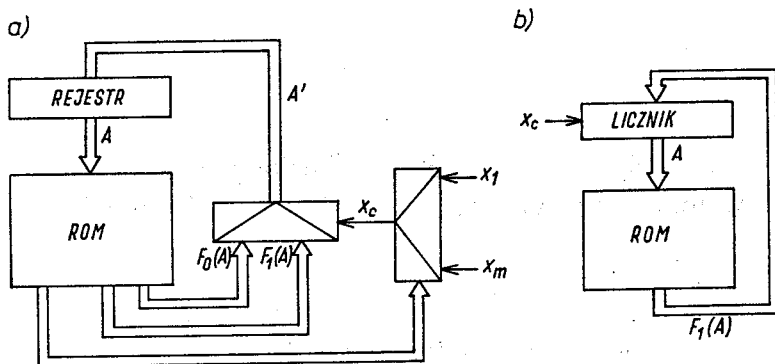
$$A' = \bar{x}_c F_0(A) \vee x_c F_1(A), \quad (1)$$

przy czym do realizacji formuły (1) wykorzystuje się multiplexer (rys. 1a) lub licznik (rys. 1b).

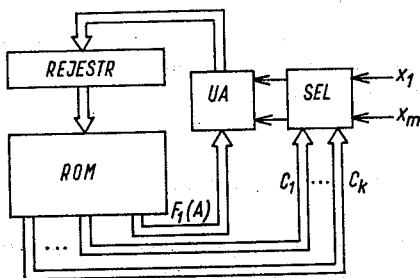
Z adresowaniem przez modyfikację mamy do czynienia wtedy, gdy

$$A' = UA(F_1(A), x_{c_1}, \dots, x_{c_m}); \quad c_j \in \{1, \dots, m\},$$

gdzie x_{c_j} jest warunkiem zewnętrznym wybranym za pośrednictwem wektora C_j , a odwzorowanie F_1 jest realizowane w pamięci ROM (rys. 2).



Rys. 1. Adresowanie przez selekcję: a) w układzie z multiplekserem, b) w układzie z licznikiem

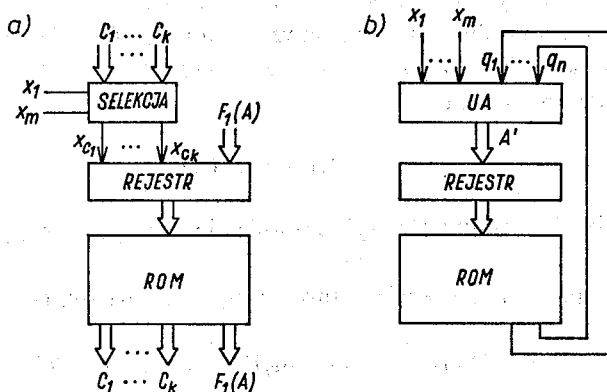


Rys. 2. Adresowanie przez modyfikację

W najprostszym przypadku A' jest złożeniem wektorów $F_1(A)$ oraz $(x_{c_1}, \dots, x_{c_k})$, co ma tę zaletę, że w pamięci ROM może być zapamiętany wektor $F_1(A)$, krótszy niż w adresowaniu przez selekcję (wektor ten stanowi „część” nowego adresu). Odpowiedni zapis A' będzie więc

$$A' = \langle F_1(A), (x_{c_1}, \dots, x_{c_k}) \rangle$$

z realizacją przedstawioną na rys. 3a.



Rys. 3. Schematy blokowe układów modyfikacji adresu: a) modyfikacja bezpośrednia, b) modyfikacja pośrednia

Jest to modyfikacja bezpośrednia. Nietrudno zauważyć, że przy założonej długości wektora $F_1(A)$ (ale takiej, że $l(F_1(A)) < l(A)$) nie zawsze jest możliwe uzyskanie założonej postaci wektora A' . Powstaje więc problem „przekodowania” numeru mikroinstrukcji. Często więc stosuje się rozwiązanie ogólniejsze, o schemacie blokowym jak na rys. 3b, gdzie nowy adres A' uzyskuje się z wektora $F_1(A) = (q_1, \dots, q_n)$ w bardziej złożonym UA :

$$A' = UA(x_1, \dots, x_m, q_1, \dots, q_n).$$

Jest to modyfikacja pośrednia. Przy odpowiednim kodowaniu mikroinstrukcji uzyskać można stosunkowo proste układy adresowania z modyfikacją pośrednią. Do tego celu wygodniejszy jest jednak opis układu sterującego w postaci automatu $\mathcal{A}$:

$\mathcal{A} = \langle V, S, \delta \rangle$, gdzie V to zbiór liter wejściowych, S — zbiór stanów wewnętrznych, δ — funkcja przejść, przy czym $\lfloor \log_2 |V| \rfloor = m$ oraz $\lfloor \log_2 |S| \rfloor = n$.

Treścią artykułu jest właśnie metoda syntezy układu modyfikacji adresu, w której dla danej funkcji przejść automatu (danych m, n) uzyskiwany będzie w wyjściowy układ kombinacyjny ($w < m+n$) umożliwiający wyznaczenie nowego adresu A' . Podejście takie umożliwia uzyskanie rozwiązań, w których nie zmniejszając szybkości działania układu, zmniejsza się liczbę wejść adresowych pamięci mikroprogramu, gdyż w układzie z rys. 3b wszystkie warunki zewnętrzne badane są w jednym taktie pracy układu. Metoda jest więc istotna w tych wszystkich przypadkach, gdy zmniejszenie szybkości działania układu (wskutek wprowadzenia multipleksa warunków przy adresowaniu metodą selekcji) jest niemożliwe.

2. POJĘCIA PODSTAWOWE

Niech $\mathcal{A} = \langle V, S, \delta \rangle$ będzie automatem bez wyjść (zupełnym lub niezupełnym), w którym V to zbiór liter wejściowych, S — zbiór stanów wewnętrznych, a δ to funkcja przejść. Przyporządkowujemy (w sposób wzajemnie jednoznaczny) elementowi (v, s) z dziedziny D_δ funkcji przejść tego automatu, liczbę naturalną ze zbioru $K = \{1, \dots, p = |D_\delta|\}$. Oznaczmy odwzorowanie $D \rightarrow K$ przez $\mathcal{K}$ i określmy na zbiorze K podział P_c :

$$(k_1, k_2) \in P_c \Leftrightarrow \delta(\mathcal{K}^{-1}(k_1)) = \delta(\mathcal{K}^{-1}(k_2)).$$

Podział P_c nazywać będziemy podziałem charakterystycznym automatu.

Do jednego bloku B (oznaczonego powyżej przez B_p) podziału P_c należą więc te elementy z K , które są obrazami (przy odwzorowaniu $\mathcal{K}$) takich par (v, s) z D_δ , którym funkcja przejść przyporządkowuje taki sam stan s' z S . Na przykład dla automatu o tablicy przejść podanej w tabl. 1a, w którym odwzorowanie $\mathcal{K}$ podane jest w tabl. 1b, podział P_c będzie

$$P_c = (\overline{1,8,12,14}; \overline{2,7,10,16}; \overline{6,9,13}; \overline{3,5,11,15}; \overline{4}).$$

Niech $\mathcal{P} = \{P_1, \dots, P_w\}$ będzie zbiorem dwublokowych podziałów na K , gdzie w:

$$\lfloor \log_2 |S| \rfloor \leq w < \lfloor \log_2 |S| \rfloor + \lfloor \log_2 |V| \rfloor.$$

Tablica 1

Przykład automatu: a) tablica przejść, b) odwzorowanie $\mathcal{K}$

a)

	v_1	v_2	v_3	v_4
s_1	s_1	s_2	s_4	—
s_2	—	—	s_5	s_4
s_3	s_3	s_2	s_1	s_3
s_4	s_2	—	s_4	s_1
s_5	s_3	s_1	s_4	s_2

b)

	v_1	v_2	v_3	v_4
s_1	1	2	3	—
s_2	—	—	4	5
s_3	6	7	8	9
s_4	10	—	11	12
s_5	13	14	15	16

Oznaczmy przez $(B_1, \dots, B_i, \dots, B_t)$ bloki iloczynu podziałów $P_1 \cdot P_2 \dots P_w$. Ustalonej komórce pamięci (rys. 3b) odpowiada zawsze jej adres w UA — wektor $(a_1, \dots, a_w)$, który tu wyznaczany będzie w sposób następujący: i -ta składowa wektora $(a_1, \dots, a_w)$ odpowiadająca elementom k ze zbioru B_i jest 0, jeśli B_i należy do pierwszego bloku podziału P_i , natomiast jest 1, jeśli B_i należy do drugiego bloku podziału P_i .

Zgodnie ze schematem na rys. 3b ustalonej komórce pamięci przyporządkowane są tylko takie elementy z K , którym odpowiadają pary (v, s) o tej samej wartości funkcji przejść δ automatu. W związku z tym adresy komórek spełniających powyższy warunek wyznaczmy za pomocą podziałów ze zbioru $\mathcal{P}$ wtedy i tylko wtedy, gdy

$$P = P_1 \cdot P_2 \dots P_t \dots P_w \leq P_c, \quad (2)$$

przy czym liczba zajętych komórek (liczba słów) pamięci ROM będzie $2^w \cdot n$, gdzie $n = \lfloor \log_2 |S| \rfloor$.

Poszczególnym podziałom P_i na K spełniającym warunek (2) odpowiadają tym samym zmienne adresowe $a_1, \dots, a_w$ wytwarzane w układzie adresowania UA . Przy ustalonym kodowaniu stanów wewnętrznych i liter wejściowych automatu, zmienne te są określonymi funkcjami zmiennych wewnętrznych q i zewnętrznych x tego automatu, a ustalenie podziałów P_i na K zapewniających najprostsz (przy danym w) układ adresowania nie nastręcza trudności. Istotną rolę w syntezie układu UA spełniać będzie pojęcie zgodności podziałów na K z podziałami na zbiorze stanów S lub zbiorze wejść automatu $\mathcal{A} = \langle V, S, \delta \rangle$.

Podział P na K nazywamy zgodnym z podziałem Π na S wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych wejść v_a, v_b warunek że s_i i s_j należą do jednego bloku podziału Π implikuje warunek, że elementy z K przyporządkowane odpowiednio parom (v_a, s_i) oraz (v_b, s_j) należą do jednego bloku podziału P .

Podział P na K nazywamy zgodnym z podziałem Θ na V wtedy i tylko wtedy, gdy dla dowolnych stanów s_a, s_b warunek, że v_i, v_j należą do jednego bloku podziału Θ implikuje warunek, że elementy z K przyporządkowane parom (v_i, s_a) oraz (v_j, s_b) należą do jednego bloku podziału P . W szczególności podział P na K może być zgodny ze zbiorem $\{\Pi, \Theta\}$, jeśli jest zgodny zarówno z podziałem Π jak też Θ . Natomiast P nazywać będziemy zgodnym ze zbiorem $\{\Pi_1, \dots, \Pi_\alpha\}$ podziałów na S ($\{\Theta_1, \dots, \Theta_\beta\}$ podziałów na V) wtedy i tylko wtedy, gdy P jest zgodny z podziałem $\Pi: \Pi = \Pi_1 \cdot \Pi_2 \dots \Pi_\alpha$ (gdy P jest

zgodny z podziałem $\Theta: \Theta = \Theta_1 \cdot \Theta_2 \dots \Theta_\beta$). Na przykład dla automatu o tablicy przejść podanej w tabl. 1a i funkcji $\mathcal{K}$ podanej w tablicy 1b, podział P

$$P = (\overline{1,2,3,6,7,8,9}; \overline{4,5,10,11,12}; \overline{13,14,15,16})$$

jest zgodny z podziałem $\Pi = (\overline{s_1, s_3}; \overline{s_2, s_4}; \overline{s_5})$, natomiast $P = (\overline{1, 2, 6, 7}; \overline{3, 4, 5, 8, 9}; \overline{10, 13, 14}; \overline{11, 12, 15, 16})$ jest zgodny ze zbiorem podziałów $\{\Pi, \Theta\}: \Pi = (\overline{s_1, s_2, s_3}; \overline{s_4, s_5})$, $\Theta = (\overline{v_1, v_2}; \overline{v_3, v_4})$.

3. REDUKCJA ZMIENNYCH ADRESOWYCH

Obecnie przedstawimy metodę selekcji podziałów na K umożliwiającą uproszczenie układu adresowania pamięci, dla układu o schemacie blokowym jak na rys. 3b, w którym w (liczba zmiennych adresowych) spełnia warunek

$$\lceil \log_2 |S| \rceil \leq w < \lceil \log_2 |S| \rceil + \lceil \log_2 |V| \rceil.$$

Punktem wyjścia rozważań będzie zakodowana tablica przejść automatu $\mathcal{A} = \langle V, S, \delta \rangle$, gdzie $\lceil \log_2 |S| \rceil = n$, $\lceil \log_2 |V| \rceil = m$.

Załóżmy, że podziały kodujące stany wewnętrzne są $\Pi_1, \dots, \Pi_n$, natomiast podziały kodujące wejścia są $\Theta_1, \dots, \Theta_m$. Dla każdego podziału Π i każdego podziału Θ znajdziemy zgodny z nim podział P . W celu zapewnienia jednoznaczności kodowania zmiennych adresowych $a_1, \dots, a_w$ i jednocześnie odpowiedniego odwzorowania elementów z K (przy ustalonej funkcji $\mathcal{K}$) poszczególnym komórkom pamięci należy utworzyć w podziałów P na K takich, że

$$P_1 \cdot P_2 \dots P_w \leq P_c, \quad (3)$$

gdzie P_c jest podziałem charakterystycznym automatu A .

W selekcji podziałów P_i spełniających warunek (3) pomocnym jest pojęcie r -przydatności zbioru podziałów względem podziału P [5]. Oznaczmy przez $\varepsilon(\tau|\sigma)^{1)}$ liczbę elementów w największym bloku ilorazu podziałów τ i σ . Niech $e(\tau|\sigma) = \lceil \log_2 \varepsilon(\tau|\sigma) \rceil$.

Zbiór $\{P_1, \dots, P_k\}$ jest r -przydatny względem P , gdzie

$$r = k + e(P_1 \dots P_k | P \cdot P_1 \dots P_k).$$

Obliczmy r dla $P_1 = (\overline{1, 2, 3, 4, 5, 6, 7}; \overline{8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15})$ oraz $P = (\overline{1, 9, 14}; \overline{5, 7, 8, 13}; \overline{2, 6, 12}; \overline{4, 11}; \overline{3, 10, 15})$. Mamy tu:

$$P \cdot P_1 = (\overline{1; 9, 14}; \overline{5, 7; 8, 13}; \overline{2, 6; 12}; \overline{4; 11}; \overline{3; 10, 15}),$$

$$P_1 | P \cdot P_1 = ((1) (2, 6) (3) (4) (5, 7); (8, 13) (9, 14) (10, 15) (11) (12)),$$

$$\varepsilon(P_1 | P \cdot P_1) = 5, e(P_1 | P \cdot P_1) = 3, \text{ czyli } r = 4.$$

Jeśli $\{P_1, \dots, P_k\}$ jest r -przydatny ($k < r$) względem P , to istnieje zbiór podziałów

$$\{P_{k+1}, \dots, P_r\},$$

dla których

$$P_1 \dots P_k \cdot P_{k+1} \dots P_r \leq P,$$

¹⁾ $\tau|\sigma$ — iloraz τ oraz σ . Iloraz $\tau|\sigma$ podziałów $\tau, \sigma: \tau \geq \sigma$, to podział, którego elementami są bloki podziału σ .

natomiast nie istnieje $\{P'_{k+1}, \dots, P'_{r-1}\}$ taki, że

$$P_1 \dots P_k \cdot P'_{k+1} \dots P'_{r-1} \leq P.$$

Inaczej mówiąc, warunkiem koniecznym i wystarczającym na to, aby

$$P_1 \dots P_k \cdot P_{k+1} \dots P_m \leq P,$$

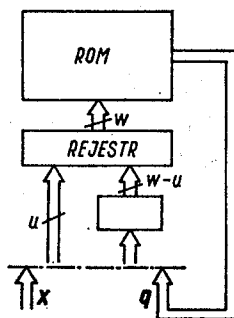
jest m -przydatność zbioru $\{P_1, \dots, P_k\}$.

Można również wykazać, że jeśli $\mathcal{P} = \{P_1, \dots, P_k\}$ jest m -przydatny względem P , to każdy podzbiór $\mathcal{P}$ jest m' -przydatny, gdzie $m' \leq m$. Tym samym warunek (3) spełniać mogą tylko podziały r -przydatne, gdzie $r \leq w$.

W automacie $\mathcal{A} = \langle V, S, \delta \rangle$ wszystkich podziałów P (zgodnych z Π i Θ) jest $m+n$. Oznaczmy je $Z = \{P_1, \dots, P_{m+n}\}$. Sytuacja optymalna będzie wtedy, gdy w zbiorze Z istnieje w -przydatny podzbiór $P_{i_1}, \dots, P_{i_w}$. W tym przypadku każde wejście adresowe jest funkcją jednej zmiennej — wewnętrznej (q_i) albo zewnętrznej (x_j). Jeśli ze zbioru Z nie można wyselekcjonować w -elementowego podzbioru w -przydatnego, to do dalszych obliczeń należy wybrać w -przydatny podzbiór $P_{i_1}, \dots, P_{i_u}$, gdzie $u = \max$. Pozostałe $w-u$ podziały należy dobrać tak, aby

$$P_{i_1} \cdot P_{i_2} \dots P_{i_u} \cdot P_{i_{u+1}} \dots P_{i_w} \leq P_c. \quad (4)$$

Oczywiście podziały $P_{i_{u+1}}, \dots, P_{i_w}$ nie należą do zbioru podziałów zgodnych z Π i Θ . Odpowiednia realizacja automatu jest przedstawiona na rys. 4. W celu zapewnienia jak najprostszej struktury układu UA (z rys. 4) należy zadbać o to, aby wyjścia $a_{i_{u+1}}, \dots, a_{i_w}$



Rys. 4. Realizacja automatu według warunku (4)

układu UA były możliwie najprostszymi funkcjami zmiennych wewnętrznych i zewnętrznych automatu. Korzystne będą przede wszystkim takie funkcje tych zmiennych, które są realizowalne na typowych elementach małej i średniej skali integracji. Przy określonym kodowaniu stanów wewnętrznych i liter wejściowych automatu elementom z D_δ (tym samym — elementom z K) odpowiada wektor binarny $(x_1, \dots, x_m, q_1, \dots, q_n)$. Niech g będzie funkcją zmiennych $x_1, \dots, x_m, q_1, \dots, q_n$.

Powiemy, że podział P jest indukowany funkcją g wtedy i tylko wtedy, gdy $P(g) = (G^0, G^1)$, gdzie G^0 jest zbiorem tych elementów z K , dla których $g(x_1, \dots, x_m, y_1, \dots, y_n) = 0$, natomiast G^1 jest zbiorem tych elementów z K , dla których $g = 1$.

W celu zapewnienia najprostszej struktury układu UA , dalszych podziałów (umożliwiających spełnienie warunku 4) można poszukiwać wśród podziałów indukowanych

funkcjami: $x_i^i q_j^j$, $x_i^i + q_j^j$ itp. (i niekoniecznie różne od j). Jeśli w dalszym ciągu niemożliwe jest spełnienie warunku 4, pozostałe podziały dobieramy tak, aby odpowiadająca im funkcja g miała minimalną liczbę argumentów. W najgorszym przypadku podziałom tym będą odpowiadały zmienne adresowe w postaci funkcji istotnie zależnych od wszystkich zmiennych zewnętrznych i wewnętrznych automatu, do ich realizacji można więc przyjąć multipleksery.

Przykład 1

Należy przeprowadzić syntezę układu adresowania automatu o tablicy przejść podanej w tabl. 2a. Kodowanie stanów wewnętrznych i liter wejściowych oraz przyporządkowanie elementom z D , elementom z K podane jest w tabl. 2b. Kodowanie to jest więc opisane podziałami:

$$\Theta_1 = (\overline{v_1}, \overline{v_2}; \overline{v_3}, \overline{v_4}),$$

$$\Theta_2 = (\overline{v_1}, \overline{v_4}; \overline{v_2}, \overline{v_3}),$$

$$\Pi_1 = (\overline{s_1}, \overline{s_2}, \overline{s_3}, \overline{s_4}; \overline{s_5}, \overline{s_6}, \overline{s_7}, \overline{s_8}),$$

$$\Pi_2 = (\overline{s_1}, \overline{s_2}, \overline{s_7}, \overline{s_8}; \overline{s_3}, \overline{s_4}, \overline{s_5}, \overline{s_6}),$$

$$\Pi_3 = (\overline{s_1}, \overline{s_4}, \overline{s_5}, \overline{s_8}; \overline{s_2}, \overline{s_3}, \overline{s_6}, \overline{s_7}).$$

Tablica 2

Automat z przykładu 1: a) tablica przejść, b) numeracja elementów z K

a)

	v_1	v_2	v_3	v_4
s_1	s_1	s_5	—	s_4
s_2	s_6	s_2	s_3	—
s_3	—	s_2	s_3	s_7
s_4	s_1	—	s_8	s_4
s_5	—	s_5	s_3	—
s_6	s_6	—	—	s_4
s_7	s_1	—	—	s_7
s_8	—	s_2	s_8	—

b)

	q_1	q_2	q_3	$x_1 x_2$	00	01	11	10
	0	0	0		1	2	—	3
	0	0	1		4	5	6	—
	0	1	1		—	7	8	9
	0	1	0		10	—	11	12
	1	1	0		—	13	14	—
	1	1	1		15	—	—	16
	1	0	1		17	—	—	18
	1	0	0		—	19	20	—

W związku z tym podziały zgodne będą odpowiednio:

$$P_1 = (1, 2, 4, 5, 7, 10, 13, 15, 17, 19; 3, 6, 8, 9, 11, 12, 14, 16, 18, 20),$$

$$P_2 = (1, 3, 4, 9, 10, 12, 15, 16, 17, 18; 2, 5, 6, 7, 8, 11, 13, 14, 19, 20),$$

$$P_3 = (1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12; 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20),$$

$$P_4 = (1, 2, 3, 4, 5, 6, 17, 18, 19, 20; 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16),$$

$$P_5 = (1, 2, 3, 10, 11, 12, 13, 14, 19, 20; 4, 5, 6, 7, 8, 9, 15, 16, 17, 18).$$

R-przydatności podziałów P względem podziału charakterystycznego P_c (tabl. 2)

$$P_c = (1, 10, 17; 5, 7, 19; 6, 8, 14; 3, 12, 16; 2, 13; 4, 15; 9, 18; 11, 20)$$

obliczamy bezpośrednio z tablicy przejść automatu (tabl. 2a), korzystając z faktu, że jeśli P jest zgodny z $\Pi = (B_1, B_2)$, to

$$r(P) = 1 + [\log_2(\max|\bar{\delta}(B_1)|, |\bar{\delta}(B_2)|)]^2.$$

Oznaczając $r(P_i) = r_i$ mamy: $r_1 = r_2 = 3$, $r_3 = r_4 = r_5 = 4$. Z kolei obliczamy r -przydatność zbioru $\{P_1, P_2\}$:

$$P_1 \cdot P_2 | P_1 \cdot P_2 \cdot P_c = ((6, 8, 14)(11, 20); (5, 7, 19)(2, 13); (3, 12, 16)(9, 18); (1, 10, 17)(4, 15)). \quad (5)$$

Bezpośrednio z (5) wynika, że podział $P(g)$ winien być np.:

$$P(g) = (1, 3, 5, 6, 7, 8, 10, 12, 14, 16, 17, 19; 2, 4, 9, 11, 13, 15, 18, 20),$$

co tym samym pozwala na obliczenie funkcji g modyfikującej adres. Zmienne adresowe będą więc: $a_1 = x_1$, $a_2 = x_2$ oraz

$$a_3 = g = x_2 \bar{q}_1 \bar{q}_3 + \bar{x}_2 \bar{q}_1 q_3 + \bar{x}_1 q_1 q_2 + x_1 q_1 \bar{q}_2.$$

W przykładzie powyższym, w celu obliczenia funkcji g modyfikującej adres przyjęliśmy najbardziej oczywisty sposób postępowania: po prostu z informacji zawartej w ilorazie podziałów (5) wywnioskowaliśmy, że do spełnienia warunku (4) wystarczy funkcja g taka, że $P_1 \cdot P_2 \cdot P(g) \leq P_c$, przy czym $P(g)$ wybraliśmy wyłącznie tak, aby rozdzielić te elementy (z różnych bloków P_c), które w blokach podziału (5) występowały razem. Oczywiście, istnieje duża liczba dwublokowych podziałów $P(g)$ spełniających taki warunek. Istotne jest obliczenie, któremu z nich odpowiada funkcja g o możliwie najmniejszej liczbie argumentów.

Oznaczmy $P(x_1) = P_1$, $P(x_2) = P_2, \dots, P(x_m) = P_m$, $P(q_1) = P_{m+1}, \dots, P(q_n) = P_{m+n}$. Niech w zbiorze $Z = \{P_1, \dots, P_{m+n}\}$ maksymalny (przy ustalonym w $m+n$) w -przydatny podzbiór $\mathcal{P}$ podziałów zgodnych z podziałami kodującymi Π i Θ będzie $(w-1)$ -elementowy, tzn. $\mathcal{P} = \{P_{i_1}, \dots, P_{i_{w-1}}\}$, gdzie $i_j \in \{1, \dots, m+n\}$. Istnieje wtedy funkcja $g = g(x_1, \dots, x_m, q_1, \dots, q_n)$:

$$P_{i_1} \dots P_{i_{w-1}} \cdot P(g) \leq P_c,$$

gdzie każdy z podziałów P_{i_j} jest podziałem zgodnym z Π lub Θ , a więc tym samym warunek powyższy można zapisać w postaci:

$$P(x_{i_1}) \dots P(x_{i_k}) \cdot P(q_1) \dots P(q_t) \cdot P(g) \leq P_c, \quad (6)$$

przy czym $k+t = w-1$.

²⁾ $\bar{\delta}$ — globalna funkcja przejść.

Na podstawie (6) można wykazać, że g jest funkcją argumentów ze zbioru $X \cup A$, gdzie:

$$X = \{x_{i_{k+1}}, \dots, x_{i_m}, q_{j_{i+1}}, \dots, q_{j_n}\}, \quad (7)$$

$$A \subseteq X' = \{x_{i_1}, \dots, x_{i_k}, q_{j_1}, \dots, q_{j_l}\}. \quad (8)$$

Z powyższego wynika również, że w celu wyznaczenia minimalno-argumentowej realizacji funkcji g wystarczy ustalić zbiór A .

Oznaczmy przez P_g oraz Π iloczyn wszystkich podziałów ze zbioru X oraz X' , a przez H oraz K bloki tych podziałów, tzn.:

$$P_g = (H_1, \dots, H_r), \quad \Pi = (K_1, \dots, K_p).$$

W każdym bloku K_i podziału Π wyróżnimy dwa podzbiory K_{i_1}, K_{i_2} takie, że $K_{i_1} \cup K_{i_2} = K_i$, $K_{i_1} \cap K_{i_2} = \emptyset$ oraz $K_{i_1} \subseteq B_a$, $K_{i_2} \subseteq B_b$, gdzie B_a, B_b są blokami podziału charakterystycznego P_c . Z bloków podziału P_g konstruujemy dwublokowy podział Π_g :

$$\Pi_g \geq P_g \quad \text{oraz} \quad \Pi \cdot \Pi_g \leq P_c. \quad (9)$$

Istnienie dwublokowego podziału Π_g spełniającego (9) jest warunkiem wystarczającym realizowalności automatu w układzie o schemacie blokowym jak na rys. 4, w którym $w - u = 1$. Realizacja taka odpowiada sytuacji, gdy zbiór A określony przez (8) jest zbiorem pustym.

W ogólnym przypadku spełnienie warunku $\Pi \cdot \Pi_g \leq P_c$ wymaga dołączenia do zbioru X minimalnej liczby argumentów ze zbioru X' w taki sposób, aby iloczyn podziałów P'_g

$$P'_g = P(x_{i_{k+1}}) \dots P(x_{i_m}) \cdot P(q_{j_{i+1}}) \dots P(q_{j_n}) \cdot P(a_1) \dots P(a_s); \quad a_i \in A \subseteq X'$$

spełniał warunek

$$(\exists \Pi'_g = (B_1, B_2) \geq P'_g (\Pi \cdot \Pi'_g \leq P_c)). \quad (10)$$

Przy ustalonych zbiorach X, X' i przy niezbyt dużej liczności zbioru X' podział P'_g można wyznaczyć metodą prób, zaliczając najpierw do zbioru A każdy pojedynczy argument z X' , następnie każdy zbiór dwóch argumentów itd., aż do wyczerpania wszystkich możliwych podzbiorów zbioru X' , sprawdzając za każdym razem warunek (10). Takie postępowanie wymaga jednak N -krotnego sprawdzania warunku (10), gdzie $N = 2^{|X'|} - 1$. Dlatego też przyjmujemy nieco inny sposób postępowania, prowadzący bezpośrednio do ustalenia minimalnego zbioru argumentów A . W tym celu konstruujemy najpierw dwublokowy podział $\Pi_g \geq P_g$ w sposób następujący.

Niech K_{i_α} ($\alpha \in \{1, 2\}$) będzie ustalonym podzbiorem bloku K_i podziału Π . Do bloku B_α podziału Π_g zaliczamy podzbiór B'_α :

$$B'_\alpha = \bigcup_j H_j,$$

gdzie sumowanie jest po wszystkich j takich, że

$$H_j \cap K_{i_\alpha} \neq \emptyset.$$

Jeżeli tak utworzone podzbiory B'_1, B'_2 nie tworzą podziału zbioru K (nie wyczerpują wszystkich elementów tego zbioru), to w następnym kroku powiększamy te podzbiory o zbiory B'_α , skonstruowane w analogiczny sposób, ale dla innego bloku K_i podziału Π .

Tak utworzony podział Π_g zapewnia oddzielenie bloków K_{i_1} od K_{i_2} wyłącznie dla pewnego podzbioru bloków K_i z Π , a więc $\Pi \cdot \Pi_g \leq P_c$. Z kolei obliczyć należy iloraz $\Pi_g | P_c$. Iloraz ten umożliwia określenie argumentów zbioru A w sposób następujący: dla elementów E_1, E_2, E_3, E_4 podziału $\Pi_g | P_c$ takich, że E_1, E_2 oraz E_3, E_4 należą do różnych bloków Π_g oraz

$$\bigcup_{i=1}^4 E_i = K_i,$$

ale $E_1 \cup E_2 \neq K_{i_1}$ i $E_3 \cup E_4 \neq K_{i_2}$, dokonujemy takiego ich połączenia (przestawienia), aby

$$E_\alpha \cup E_\beta \subseteq K_{i_1}, \quad E_\gamma \cup E_\delta \subseteq K_{i_2}.$$

Przeniesienie elementu E z jednego bloku podziału Π_g do drugiego wskazuje jednocześnie, jakie bloki podziału P_g należy dodatkowo rozdzielić w celu uzyskania największego podziału P'_g , dla którego istnieje dwublokowy $\Pi'_g \geq P'_g$ taki, że $\Pi \cdot \Pi'_g \leq P_c$.

Przykład 1 (c.d.). Dla P_g, Π, P_c z przykładu 1:

$$P_g = (\overline{1, 2, 3; 4, 5, 6; 7, 8, 9; 10, 11, 12; 13, 14; 15, 16; 17, 18; 19, 20}),$$

$$\Pi = (\overline{1, 4, 10, 15, 17; 2, 5, 7, 13, 19; 6, 8, 11, 14, 20; 3, 9, 12, 16, 18}),$$

$$P_c = (\overline{1, 10, 17; 5, 7, 19; 6, 8, 14; 3, 12, 16; 2, 13; 4, 15; 9, 18; 11, 20}),$$

odpowiednie obliczenia będą następujące:

a) konstrukcja Π_g ; dla pierwszego bloku podziału Π mamy

$$K_1 = \{1, 4, 10, 15, 17\} = K_{11} \cup K_{12}, \text{ gdzie } K_{11} = \{1, 10, 17\}, K_{12} = \{4, 15\},$$

czyli

$$B'_1 = \{1, 2, 3\} \cup \{10, 11, 12\} \cup \{17, 18\},$$

$$B'_2 = \{4, 5, 6\} \cup \{15, 16\};$$

b) podział (B'_1, B'_2) nie wyczerpuje wszystkich elementów zbioru

$K = \{1, \dots, 20\}$, dlatego wybieramy następny blok z Π :

$$K_2 = \{2, 5, 7, 13, 19\} = \{5, 7, 19\} \cup \{2, 13\};$$

stąd wniosek, że B'_1 należy powiększyć o taki blok z P_g , który zawiera element 13, natomiast B'_2 o takie bloki z P_g , które zawierają 7 i 19, czyli

$$B'_1 := B'_1 \cup \{13, 14\},$$

$$B'_2 := B'_2 \cup \{7, 8, 9\} \cup \{19, 20\}$$

i ostatecznie $\Pi_g = (B_1, B_2)$, gdzie

$$B_1 = B'_1 = \{1, 2, 3, 10, 11, 12, 13, 14, 17, 18\},$$

$$B_2 = B'_2 = \{4, 5, 6, 7, 8, 9, 15, 16, 19, 20\};$$

c) obliczenie ilorazu $\Pi_g | P_c$

$$\Pi_g | P_c = ((1, 10, 17)(2, 13)(3, 12)(11)(14)(18); (5, 7, 19)(4, 15)(6, 8)(9)(16)(20));$$

d) $E_1 = (3, 12), E_2 = (18), E_3 = (16), E_4 = (9)$;

w celu zapewnienia odpowiedniego rozdziału powinno być E_1, E_3 — w bloku B_1 ; E_2, E_4 — w bloku B_2 , co wymaga przeniesienia E_3 do B_1 , a E_2 do B_2 ;

e) przeniesienie takie byłoby możliwe, gdyby element 16 występował w P_g oddzielnie (w postaci bloku elementowego), ale 16 w P_g występuje razem z 15, czyli należy rozdzielić elementy 15 od 16;

f) pozostałe warunki rozdziału oblicza się analogicznie:

13 od 14, 17 od 18 i 19 od 20.

Każdy element z P_g , to odpowiedni wektor $(x_1, \dots, q_n)$, a więc uzyskane warunki rozdziału pozwalają na zapisanie odpowiedniego wyrażenia boolowskiego typu iloczyn sum, z którego bezpośrednio można wyznaczyć minimalną liczbę argumentów zapewniającą uzyskanie wymaganego rozdziału. W rezultacie wnioskujemy, że $g = g(q_1, q_2, q_3, x_1)$ (tabl. 3a), czyli

$$\Pi'_g = (1, 2, 6, 8, 9, 10, 13, 14, 17, 18; 3, 4, 5, 7, 11, 12, 15, 16, 19, 20).$$

Tablica 3

Pomocnicze tablice do obliczenia funkcji g z przykładu 1: a) przyporządkowanie wektorom funkcji g elementów z K , b) tablica Karnaugh funkcji g

a)			x_1		b)			x_1	
q_1	q_2	q_3	0	1	q_1	q_2	q_3	0	1
0	0	0	1,2	3	0	0	0	0	1
0	0	1	4,5	6	0	0	1	1	0
0	1	1	7	8,9	0	1	1	1	0
0	1	0	10	11,12	0	1	0	0	1
1	1	0	13	14	1	1	0	0	0
1	1	1	15	16	1	1	1	1	1
1	0	1	17	18	1	0	1	0	0
1	0	0	19	20	1	0	0	1	1

Przyporządkowując elementom z pierwszego bloku podziału Π'_g wartość 0, a elementom z drugiego bloku wartość 1, uzyskujemy tablicę Karnaugh funkcji g (tabl. 3b), stąd

$$g = \bar{x}_1 \bar{q}_1 q_3 + x_1 \bar{q}_1 \bar{q}_3 + q_1 q_2 q_3 + q_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3.$$

4. SYNTEZA UKŁADU MODYFIKUJĄCEGO ADRES

Przyjmijmy strukturę układu UA określać układem (zbiorem) liczb $(b_1, \dots, b_i, \dots, b_w)$, gdzie b_i jest liczbą argumentów zmiennej adresowej a_i . Dla schematu z rys. 4 mamy więc $(b_1, \dots, b_u, b_{u+1}, \dots, b_w)$, przy czym $b_j = 1$ dla $1 \leq j \leq u$ oraz $1 < b_j \leq m+n$, dla $u < j \leq w$. Przy ustalonym kodowaniu stanów wewnętrznych i liter wejściowych automatu, najprostszą strukturę UA (dla danego w i $u = \max$) uzyskamy wtedy, gdy zmienne adresowe będą obrane, tak, że $\sum_{i=u+1}^w b_i = \min$.

Z powyższych rozważań wynika, że największy wpływ na stopień skomplikowania układu adresowania ma ta jego część, w której zmienne adresowe są zależne od więcej niż jednego argumentu. Dlatego też najistotniejszym jest taki dobór kodowań stanów wewnętrznych i liter wejściowych automatu, przy którym można uzyskać maksymalny zbiór podziałów P (zgodnych z Π albo Θ) w -przydatny względem P_c . Do kodowania należy więc wybierać takie podziały, których r -przydatność względem P_c jest równa w . Kodowania te będziemy generowali korzystając z faktu, że r -przydatność podziału P zgodnego z podziałem $\Pi = (B_1, \dots, B_i, \dots, B_\alpha)$ jest równa

$$r = \lceil \log_2 \alpha \rceil + \lceil \log_2 \max |\bar{\delta}(B_i)| \rceil,$$

gdzie B_i jest blokiem podziału Π , $\bar{\delta}$ — globalną funkcją przejść, natomiast symbol $\max |\bar{\delta}(B_i)|$ oznacza liczbę elementów w najliczniejszym zbiorze $\bar{\delta}(B_i)$; $i \in \{1, \dots, \alpha\}$. Analogiczne zależności można wyprowadzić dla podziałów P zgodnych z Θ , jak też zgodnych z $\{\Pi, \Theta\}$.

Przykład 2

Należy zaprojektować układ adresowania pamięci dla automatu, którego funkcja przejść podana jest w tabl. 1a. Mamy tu: $\lceil \log_2 |S| \rceil = 3$, $\lceil \log_2 |V| \rceil = 2$ czyli $w \in \{3, 4\}$.

Układ adresowania z trzema wejściami adresowymi: a_1, a_2, a_3 , będzie korzystny wtedy, gdy a_1, a_2 będą funkcjami jednej zmiennej. W celu znalezienia struktury $(1, 1, b_w)$ (przyjmujemy $w = 3$, a więc $b_3 \leq 5$) wyznaczymy najpierw wszystkie 2-blokowe podziały Π, Θ , które są 3-przydatne względem podziału charakterystycznego P_c ³⁾ tego automatu. Podziały takie można wyznaczyć przez przegląd wszystkich możliwych podziałów na zbiorze V lub S i obliczając dla każdego z nich odpowiednie r . Dla zbioru V są tylko 3 możliwe podziały:

$$\begin{aligned}\Theta_1 &= (\overline{v_1, v_4}; \overline{v_2, v_3}), \\ \Theta_2 &= (\overline{v_1, v_2}; \overline{v_3, v_4}), \\ \Theta_3 &= (\overline{v_1, v_3}; \overline{v_2, v_4}),\end{aligned}$$

z których wyłącznie Θ_1 jest 3-przydatny.

Dla zbioru S wszystkich podziałów 2-blokowych jest 15, stąd ich bezpośredni przegląd jest żmudny. Ale podziały na S mają w swym większym bloku 3 lub 4 elementy; generując więc wszystkie 3 i 4 elementowe podzbiory S' zbioru S spełniające warunek

$$\text{a) } |\bar{\delta}(S')| \in \{3, 4\} \quad \text{i} \quad \text{b) } |\bar{\delta}(S - S')| \in \{3, 4\}, \quad (11)$$

uzyskamy bloki 3-przydatnych podziałów Π . We wzorze (11b) symbol „—” oznacza różnicę zbiorów.

Najpierw obliczamy $\bar{\delta}(s_i, s_j)$ dla $(i, j) \in \{1, \dots, 5\}$, (tabl. 4). Z tablicy 4 odczytujemy, że zbiory S' spełniające warunek 7a) są: $\{s_1, s_2, s_4\}$, $\{s_1, s_3, s_4\}$, $\{s_1, s_3, s_5\}$, $\{s_1, s_4, s_5\}$, $\{s_3, s_4, s_5\}$, $\{s_1, s_3, s_4, s_5\}$. Uwzględniając, że warunek 7b) nie jest spełniony dla

$$\begin{aligned}\bar{\delta}(s_2, s_3) &\notin \{3, 4\}, \\ \bar{\delta}(s_2, s_5) &\notin \{3, 4\},\end{aligned}$$

³⁾ Ze względu na wzajemnie jednoznaczność między podziałami P oraz Π, Θ daną odwzorowaniem $\mathcal{K}$, można mówić o r -przydatności względem P_c podziałów Π, Θ oraz $\{\Pi, \Theta\}$.

Tablica 4

Tablica zbiorów $\bar{\delta}(s_i, s_j)$ dla automatu z przykładu 2

i, j	(s_i, s_j)
1,2	s_1, s_2, s_4, s_5
1,3	s_1, s_2, s_3, s_4
1,4	s_1, s_2, s_4
1,5	s_1, s_2, s_3, s_4
2,3	s_1, s_2, s_3, s_4, s_5
2,4	s_1, s_2, s_4, s_5
2,5	s_1, s_2, s_3, s_4, s_5
3,4	s_1, s_2, s_3, s_4
3,5	s_1, s_2, s_3, s_4
4,5	s_1, s_2, s_3, s_4

uzyskujemy następujący zbiór podziałów Π :

$$\Pi_1 = (\overline{s_2}; \overline{s_1, s_3, s_4, s_5}),$$

$$\Pi_2 = (\overline{s_1, s_2}; \overline{s_3, s_4, s_5}),$$

$$\Pi_3 = (\overline{s_2, s_4}; \overline{s_1, s_3, s_5}),$$

$$\Pi_4 = (\overline{s_3, s_5}; \overline{s_1, s_2, s_4}).$$

Z kolei należy ze zbioru $\{\Pi_1, \dots, \Pi_4, \Theta_1\}$ wyselekcjonować 3-przydatną parę typu $\{\Pi_i, \Theta_1\}$ ($i \in \{1, \dots, 4\}$) lub typu $\{\Pi_i, \Pi_j\}$ ($i, j \in \{1, \dots, 4\}$). Dla pary podziałów $\{\Pi_i, \Pi_j\}$ sprawdzamy kolejno:

$\Pi_1 \cdot \Pi_2 = (\overline{s_2}; \overline{s_1}; \overline{s_3, s_4, s_5})$ — nie jest spełniony warunek jednoznaczności kodowania stanów wewnętrznych;

$\Pi_1 \cdot \Pi_3 = (\overline{s_2}; \overline{s_4}; \overline{s_1, s_3, s_5})$ — jak wyżej;

$\Pi_1 \cdot \Pi_4 = (\overline{s_2}; \overline{s_3, s_5}; \overline{s_1, s_4})$ — $\bar{\delta}(s_3, s_5) = \{s_1, s_2, s_3, s_4\}$, $\bar{\delta}(s_1, s_4) = \{s_1, s_2, s_4\}$
i stąd $r = 2 + \lceil \log_2 4 \rceil = 4$; i tak dalej dla następnych Π_i, Π_j .

Wniosek: nie istnieje 3-przydatny zbiór $\{\Pi_i, \Pi_j\}$ 2-blokowych podziałów na S , który jednocześnie zapewniłby jednoznaczność kodowania stanów wewnętrznych automatu z przykładu 2.

Wreszcie r -przydatność par typu $\{\Pi_i, \Theta_1\}$ sprawdzamy posługując się tablicą przejść automatu (tabl. 1a) zapisaną w postaci podanej w tabl. 5. W tablicy tej zaznaczono przykładowo podział P (numeracja elementów z K jest tu nieistotna) zgodny z podziałem $\{\Pi_2, \Theta_1\}$. Stąd mamy r -przydatność $\{\Pi_2, \Theta_1\}$: $r = 4$.

Tablica 5
Tablicowe przedstawienie podziału $\{\Pi_2, \Theta_1\}$

	v_1	v_4	v_2	v_3
s_1	s_1	—	s_2	s_4
s_2	—	s_4	—	s_5
s_3	s_3	s_3	s_2	s_1
s_4	s_2	s_1	—	s_4
s_5	s_3	s_2	s_1	s_4

Ostatecznie wnioskujemy, że dla rozważanego automatu nie istnieje rozwiązanie o strukturze $(1, 1, b_3)$, gdzie $b_3 \geq 1$. Możliwe są więc tylko (przy bezwzględnie minimalnej pojemności pamięci ROM) struktury układów adresowania o postaci $(1, b_2, b_3)$, gdzie $b_2 > 1$ i $b_3 > 1$; ale to niweczy korzyści z zastosowania pamięci, dlatego też przyjmujemy $w = 4$. Inaczej mówiąc szukać będziemy rozwiązania $(1, 1, 1, b_4)$.

W tym celu zauważmy, że zerowy (najmniejszy) podział na V jest 4-przydatny, natomiast zerowy podział na S jest 5-przydatny. Stąd wniosek, że jeśli istnieją trójki podziałów P 4-przydatnych, to są one zgodne ze zbiorami podziałów 2-blokowych: $\{\Theta_a, \Theta_b, \Pi\}$ lub $\{\Pi_\alpha, \Pi_\beta, \Theta\}$. Przykładowe rozwiązania o założonej strukturze podane są w tabl. 6.

Tablica 6

Tablice podziałów 4-przydatnych dla automatu z przykładu 2: a), b) przykłady podziałów, c) odwzorowanie $\mathcal{K}$

a)	v_1	v_2	v_3	v_4	b)	v_1	v_4	v_2	v_3	c)	v_1	v_4	v_2	v_3
s_1	s_1	s_2	s_4	—	s_1	s_1	—	s_2	s_4	s_1	1	—	2	3
s_2	—	—	s_5	s_4	s_4	s_2	s_1	—	s_4	s_4	4	5	—	6
s_4	s_2	—	s_4	s_1	s_2	—	s_4	—	s_5	s_2	—	7	—	8
s_3	s_3	s_2	s_1	s_3	s_3	s_3	s_3	s_2	s_1	s_3	9	10	11	12
s_5	s_3	s_1	s_4	s_2	s_5	s_3	s_2	s_1	s_4	s_5	13	14	15	16

Odpowiadają im podziały:

$$\Theta_a = (\overline{v_1, v_4}; \overline{v_2, v_3}),$$

$$\Theta_b = (\overline{v_1, v_2}; \overline{v_3, v_4}),$$

$$\Pi = (\overline{s_1, s_2, s_4}; \overline{s_3, s_5}),$$

oraz

$$\Pi_\alpha = (\overline{s_1, s_2, s_4}; \overline{s_3, s_5}),$$

$$\Pi_\beta = (\overline{s_1, s_3, s_4}; \overline{s_2, s_5}),$$

$$\Theta_a = (\overline{v_1, v_4}; \overline{v_2, v_3}).$$

Jak widać wyznaczają one „częściowe” kodowanie automatu, zapewniające strukturę UA : $(1, 1, 1, b_4)$. Struktura ta jest oczywiście niezależna od dalszych podziałów kodujących automat jednoznacznie. Na przykład dla rozwiązania z tabl. 6b należy dobrać jeszcze podział Π_γ oraz Θ_b tak, aby

$$\Pi_\alpha \cdot \Pi_\beta \cdot \Pi_\gamma = \Pi(0),$$

$$\Theta_a \cdot \Theta_b = \Theta(0).$$

Stąd $\Pi_\gamma = (\overline{s_1}, \overline{s_2}; \overline{s_3}, \overline{s_4}, \overline{s_5}); \Theta_b = (\overline{v_1}, \overline{v_2}; \overline{v_3}, \overline{v_4})$.

Oznaczając podział P zgodny Π_α przez P_1 , zgodny z Π_β przez P_2 , a zgodny z Θ_a przez P_3 , możemy warunek realizowalności automatu w strukturze $(1, 1, 1, b_4)$ zapisać

$$P_1 \cdot P_2 \cdot P_3 \cdot P_4 \leq P_c,$$

gdzie podział P_4 odpowiada zmiennej adresowej a_4 . Zmienne a_1, a_2, a_3 będą odpowiednio

$$a_1 = q_1, \quad a_2 = q_2, \quad a_3 = x_1.$$

Iloczyn $P_1 \cdot P_2 \cdot P_3$ odczytujemy bezpośrednio z tabl. 6b (po odpowiednim ponumerowaniu elementów z K — tabl. 6c):

$$P_1 \cdot P_2 \cdot P_3 = (\overline{1,5} \overline{4}); \overline{2} \overline{3,6}; \overline{7}; \overline{8}; \overline{9, 10}; \overline{11} \overline{12}; \overline{13} \overline{14}; \overline{15} \overline{16}).$$

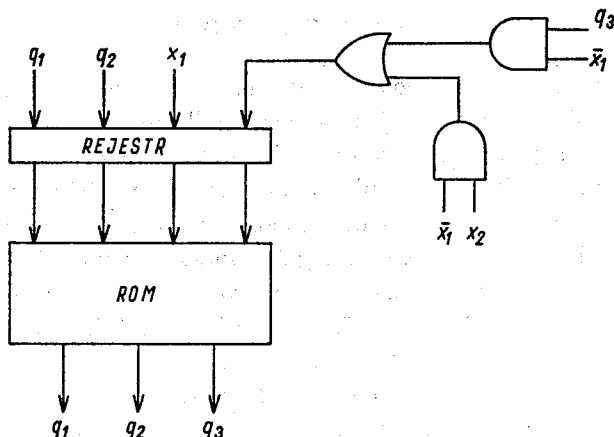
Warunek realizowalności spełnimy więc dobierając P_4 tak, aby elementy 1,5 i 4; 2 i 3,6; 11 i 12; 13 i 14 oraz 15 i 16 należały do różnych bloków. Ze wszystkich możliwych takich podziałów należy wybrać taki (stosując metodę opisaną w przykładzie 1), który zapewni minimalną wartość b_4 (najmniejszą liczbę argumentów). Stąd

$$P_4 = (\overline{1, 2, 5, 7, 10, 14, 15}; \overline{3, 4, 6, 8, 9, 12, 13, 16}),$$

$$a_4 = q_3 \bar{x}_1 + \bar{x}_1 x_2.$$

Odpowiedni schemat logiczny uzyskanej realizacji przedstawiony jest na rys. 5.

Oczywiście, redukcja zmiennych adresowych jest użyteczna tylko wtedy, gdy zysk wynikający z zaoszczędzonej pamięci przekracza straty związane z koniecznością budowy układu UA . Najprostszy układ adresowania będzie uzyskiwany dla $w = m + n - 1$, co daje zawsze 50% zysk w pojemności pamięci.



Rys. 5. Schemat logiczny realizacji automatu z przykładu 2

Przy ustalonym w (w szczególnym przypadku przy $w = m + n - 1$) sposób postępowania, prowadzący do uzyskania struktury $UA: (1, 1, \dots, 1, b)$, dający w efekcie realizację automatu w układzie zawierającym wyłącznie: pamięć ROM, rejestr i np. multiplexer do realizacji wejścia adresowego a_w , sprowadza się do następujących obliczeń:

- r_1 -przydatności podziału $\Theta(0)$,
- r_2 -przydatności podziału $\Pi(0)$.

Jeśli $r_1 = w$ (lub $r_2 = w$), to przyjmujemy $a_1 = x_1, \dots, a_m = x_m$ (lub $a_1 = q_1, \dots, a_n = q_n$), i dalszych podziałów kodujących zmienne adresowe szukamy w zbiorze podziałów $\Pi(\Theta)$. Jeśli natomiast zarówno $r_1 > w$ oraz $r_2 > w$, to do dalszych obliczeń przyjmujemy podziały Θ , gdy $|V| < |S|$, albo Π gdy $|V| > |S|$.

Założmy, że do dalszych obliczeń wybrane zostały podziały Θ . Należy wtedy określić podział Θ na zbiorze V :

$$\Theta = (B_1, \dots, B_\alpha); \alpha = 2^{m-i}$$

taki, że $|B_1| + |B_2| + \dots + |B_\alpha| = |V|$. Przyjmując kolejno $i = 1, 2, \dots$ wyznaczamy w -przydatny podział Θ . Analogiczne obliczenia wykonujemy dla podziałów Π :

$$\Pi = (D_1, \dots, D_\beta); \beta = 2^{n-j}, \quad j = 1, 2, \dots,$$

dobierając je jednocześnie tak, aby $\{\Theta, \Pi\}$ był w -przydatny.

Na przykład dla automatu o funkcji przejść podanej w tabl. 7 r -przydatności podziałów zerowych są: $r_1 = 6$ i $r_2 = 7$. Przyjmując $w = 6$ należy dalej wyznaczyć 6-przydatny podział $\Pi = (D_1, \dots, D_\beta)$. Dla $j = 1$ będzie $\beta = 8$, stąd $\Pi = (D_1, \dots, D_8)$ oraz $|D_1| = |D_2| = 2$, $|D_3| \div |D_8| = 1$.

Uzyskanie 6-przydatnego podziału Π o podanych wyżej licznosciach bloków jest niemożliwe. Dlatego przyjmujemy $j = 2$. Tym samym $\Pi = (D_1, \dots, D_4)$. Podział Π , który łącznie z $\Theta(0)$ jest 6-przydatny, będzie np.:

$$\Pi = (\overline{1, 2, 6}; \overline{3, 4, 9}; \overline{5, 7}; \overline{8, 10}),$$

co zapewnia strukturę $UA: (1, 1, 1, 1, 1, b)$, gdzie $1 < b \leq 7$.

5. WNIOSKI KOŃCOWE

Przedstawiona w artykule metoda syntezy układu modyfikacji adresu może znaleźć zastosowanie w projektowaniu specjalizowanych mikroprogramowanych układów sterujących w tych przypadkach, gdy zastosowanie multiplexera warunków jest ze względu na wymagania co do szybkości działania układu niemożliwe. W prezentowanym tu prostym przykładzie automatu (tabl. 7) odpowiedni układ sterujący zbudowany z multiplexera warunków i licznika (rys. 2) wymagałby sprawdzenia każdej zmiennej zewnętrznej w oddzielnym takcie pracy układu, co spowodowałoby zwiększenie liczby mikrooperacji przejść (stanów wewnętrznych) z 10 na 23, a więc jednocześnie zwiększyłby się czas wykonania mikroprogramu.

Można również wykazać, że automat opisany tablicą 1, dla którego układ adresowania wyznaczonoby metodą opisaną w [4], miałby strukturę opisaną przez $(1, 1, b_1, b_2)$, gdzie $b_1, b_2 > 1$. Metoda z [4] zakłada bowiem poszukiwanie rozwiązań wyłącznie dla

Tablica 7

Tablica przejść automatu

	v_1	v_2	v_3	v_4	v_5
1	6	2	—	9	10
2	3	7	2	4	4
3	—	—	8	1	5
4	7	3	2	1	4
5	6	5	—	—	3
6	3	2	1	—	—
7	1	3	7	—	9
8	1	4	5	8	10
9	5	—	2	—	—
10	10	10	—	7	—

podziałów r -przydatnych względem podziału zerowego. Wprowadzając pojęcie r -przydatności zbioru podziałów względem podziału charakterystycznego automatu, można uzyskać dalsze uproszczenie układu modyfikującego adres. Istotne jest również to, że metoda z [4] ograniczona jest do klasy automatów, w których liczność dziedziny funkcji przejść spełnia odpowiedni warunek. Metoda przedstawiona w niniejszym artykule umożliwia więc rozszerzenie metod syntezy układu modyfikacji adresu na przypadek dowolnego automatu.

BIBLIOGRAFIA

1. T. Agerwala, *Microprogram Optimization: A survey*, IEEE Trans. on Comp., No 10, 1976.
2. W. Traczyk, *Mikroprogramowane układy sterujące*, Archiwum Automatyki i Telemechaniki, Z. 1—2, 1978.
3. W. Traczyk, *Zasady adresowania pamięci mikroprogramów*, Archiwum Automatyki i Telemechaniki, Z. 4, 1979.
4. H. A. Scholl, *Direct Transition Memory and its Application in Computer Design*, IEEE Trans. on Comp., No 10, 1974.
5. T. Łuba, *Synteza układów kombinacyjnych metodą dekompozycji funkcji boolowskich*, Rozprawy Elektrotechniczne, nr 2, 1985.

T. ŁUBA

SYNTHESIS OF MEMORY ADDRESSING CIRCUITS IN SEQUENTIAL MACHINES

Summary

The synthesis of memory addressing circuits has been discussed. The method presented here makes it possible to decrease capacity of the ROM memory used in automatic units. This decreasing is arrived at by using switching circuits which work as addressing circuits.

T. LUBA

SYNTHÈSE DES SYSTÈMES D'ADRESSAGE D'UNE MÉMOIRE
DANS LES SYSTÈMES DE SÉQUENCE

Résumé

Dans cet article on a présenté la méthode de synthèse des systèmes d'adressage d'une mémoire dans les systèmes de séquence. La méthode présentée rend possible de simplifier la systèmes d'adressage par l'utilisation de la capacité minimale de la mémoire.

T. LUBA

SYNTHESE VON SPEICHERADRESSIERUNGSSYSTEMEN IN DEN SEQUENZSYSTEMEN

Zusammenfassung

In dem Artikel wurde eine Methode zur Synthese von Speicheradressierungssystemen in den Sequenzsystemen geschildert. Die dargelegte Methode ermöglicht eine Vereinfachung des Adressierungssystems unter Annahme einer minimalen Speicherkapazität.

Т. ЛУБА

СИНТЕЗ СХЕМ АДРЕСАЦИИ ПАМЯТИ В АВТОМАТАХ

Резюме

Обсужден вопрос синтеза схем адресации памяти в микропрограммном автомате. Этот метод приводит к уменьшению емкости памяти при одновременном упрощении схемы адресации.

Entropijne błędy i straty informacji w pomiarach pośrednich

ROMUALD RAKOWSKI (JELENIA GÓRA)

Wyższa Oficerska Szkoła Radiotechniczna

Otrzymano 13.7.1983

Przedstawiono sposób obliczania entropii i entropijnych błędów (strat informacji) w pomiarach pośrednich przyrządami analogowymi i cyfrowymi. Udowodniono za pomocą eksperymentu i obliczeń dopuszczalność geometrycznego sumowania entropijnych błędów. Podano zależność strat informacji od parametrów rozkładu.

Analogowe przyrządy pomiarowe charakteryzują się normalnymi przesuniętymi i obcięzonymi rozkładami błędów, których parametry kształtu r i asymetrii q mieszczą się w następujących przedziałach [2] [3] [4]:

$$0,5 \geq r \geq 0,2; 0,35 \geq q \geq -0,35, \quad (1)$$

przy czym:

$$r = \frac{s}{|G|} \text{ — parametr kształtu,} \quad (2)$$

$$q = \frac{c}{|G|} \text{ — parametr asymetrii,}$$

s — odchylenie średnie kwadratowe,

c — przesunięcie rozkładu względem zerowej wartości błędów,

G — błędy graniczne przyrządu określone przez producenta.

Entropie z tych rozkładów $H(\Delta)$ i rozkładów błędów pomiarów pośrednich $H(\Delta_y)$ stanowią miarę nieokreśloności wielkości zmierzonej — miarą strat informacji, gdzie:

Δ — błędy bezwzględne przyrządów,

Δ_y — błędy bezwzględne pomiarów pośrednich.

W literaturze, dotyczącej teorii informacji [1], wprowadzono pojęcie entropijnej wartości błędów Δ_* , δ_* .

$$\Delta_* = \frac{1}{2} \exp H(\Delta); \quad \delta_* = \frac{1}{2} \exp H(\delta), \quad (3)$$

gdzie:

$H(\Delta)$, $H(\delta)$ — entropia z rozkładu błędów,

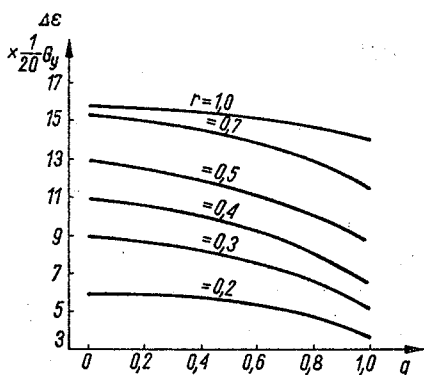
δ — błędy względne.

Badania i obliczenia doprowadziły do ustalenia wartości entropijnych błędów Δ_e przyrządów pomiarowych. Zamieszczono je w tablicy 1 i 2. O ile eksploatator zna parametry r i q przyrządów, może odczytać Δ_e .

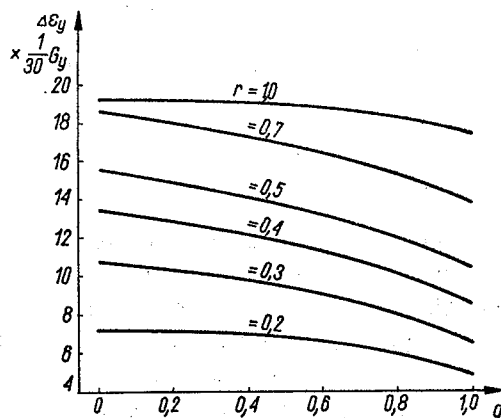
Tablica 1
Entropijne wartości błędów Δ_e przyrządów analogowych w zależności od parametrów r i q , wyrażone w jednostkach G

$r \backslash q$	0	0,2	0,4	0,5	0,8
0,2	0,413 G	0,413 G	0,412 G	0,393 G	0,317 G
0,3	0,615 G	0,600 G	0,575 G	0,555 G	0,421 G
0,5	0,900 G	0,870 G	0,820 G	0,765 G	0,620 G
0,8	1,015 G	1,010 G	0,971 G	0,930 G	0,875 G
1,0	1,035 G	1,015 G	1,010 G	0,975 G	0,950 G

Obliczono rozkłady błędów pomiarów pośrednich dwoma i trzema przyrządami, $y = f(x_1, x_2)$ i $y = f(x_1, x_2, x_3)$. Są one splotami rozkładów błędów przyrządów pomiarowych. Z rozkładów Δ_e pomiarów pośrednich, o kształtach zależnych od r i q , obliczono z kolei entropie $H(\Delta_e)$ i entropijne błędy Δ_{ye} . Uzyskane wyniki zamieszczono w postaci



Rys. 1. Wykresy entropijnej wartości błędów $\Delta_{ye} = f(q)$, $r = \text{const}$, pomiarów pośrednich dwoma przyrządami analogowymi, $y = f(x_1, x_2)$, dla $G_1 = G_2$, $d = 0,1G$, $G_y = G_1 + G_2$



Rys. 2. Wykresy entropijnych błędów $\Delta_{ye} = f(q)$, $r = \text{const}$, pomiarów pośrednich trzema przyrządami analogowymi, $y = f(x_1, x_2, x_3)$ dla $G_1 = G_2 = G_3$, $G_y = G_1 + G_2 + G_3$, $d = 0,1G$

wykresów $\Delta_{ye} = f(r, q)$ na rys. 1 i 2. Obliczono je dla przypadku najczęściej występującego, kiedy błędy graniczne przyrządów są równe: $G_1 = G_2$, $G_1 = G_2 = G_3$, lub różnią się nieznacznie. Ze wzrostem różnic między błędami granicznymi, kiedy $G_1 \neq G_2 \neq G_3$, entropijny błąd będzie wzrastał. W przypadku pomiaru dwoma przyrządami, kiedy błąd

jednego przyrządu coraz bardziej dominuje $G_1 \gg G_2$, entropijny błąd pomiaru pośredniego będzie zbliżał się do 0,9 ($G_1 + G_2$) przyjmując graniczną wartość równą błędowi dominującego przyrządu $0,9G_1$ (tablica 1).

Przeprowadzono również badania rozkładów błędów przyrządów cyfrowych uwzględniając także rzadko dokonywane pomiary na początkowych wartościach zakresów. Na ich podstawie ustalono entropijne błędy Δ_e i entropie $H(\Delta)$ charakteryzujące własności metrologiczne przyrządów z punktu widzenia teorii informacji, w zależności od r i q .

Błędy przyrządów cyfrowych podaje się w postaci dwóch składowych: analogowej i cyfrowej (zliczania, kwantowania). Oznaczmy graniczne wartości tych składowych przez: G_a i G_c ; G_a — składowa analogowa błędów i G_c — składowa cyfrowa.

W tablicy 2 podano zależność entropijnego błędu Δ_e przyrządów cyfrowych od stosunku G_c/G_a dla różnych wartości r i q składowej analogowej.

Składowa cyfrowa błędów charakteryzuje się rozkładem równomiernym [5], a składowa analogowa normalnym przesuniętym i obciętym. Największa wartość entropii występuje dla rozkładu błędów składowej analogowej o parametrach: $q = 0$, $r = 0,5$. Wartości Δ_e zamieszczone w tablicy 2 uzyskano na podstawie eksperymentu i obliczeń.

Tablica 2

Entropijne wartości błędów Δ_e przyrządów cyfrowych dla różnych stosunków składowej analogowej do cyfrowej i różnych wartości r i q . Do obliczeń przyjęto: $d = 0,1 G_p$; $G_p = G_c + G_a$

$r, q \backslash G_c/G_a$	0	1/4	1/3	1/2	1	2	4	∞
$r = 0,2$ $q = 0$	0,418 G_p	0,403 G_p	0,406 G_p	0,463 G_p	0,605 G_p	0,730 G_p	0,840 G_p	1,0 G_p
$r = 0,5$ $q = 0$	0,900 G_p	0,768 G_p	0,750 G_p	0,735 G_p	0,780 G_p	0,815 G_p	0,890 G_p	1,0 G_p
$r = 0,8$ $q = 0$	1,015 G_p	0,895 G_p	0,885 G_p	0,800 G_p	0,840 G_p	0,873 G_p	0,932 G_p	1,0 G_p

G_p — błąd graniczny przyrządu cyfrowego, d — przyjęty przedział różnicowy błędów (rozdzielność)

Rozkłady błędów przyrządów cyfrowych zmieniają się wraz ze zmianą stosunku G_c/G_a . Są one splotami dwóch rozkładów składowych: równomiernego i normalnego (przesuniętego i obciętego). W oparciu o rozkłady błędów przyrządów cyfrowych obliczono i sporządzono spłaty rozkładów błędów pomiarów pośrednich, według funkcji $y = f(x_1, x_2)$, dla przypadku kiedy $G_{p1} = G_{p2}$, gdzie G_{p1} i G_{p2} — błędy całkowite graniczne przyrządów, równe lub zbliżone wartościami (przypadek najczęściej występujący w praktyce).

Rozkłady błędów pomiaru pośredniego, w zakresie stosunków G_c/G_a występujących w praktyce $G_c/G_a \leq 1$, dla maksymalnych entropijnych błędów mają charakter normalny o zmniejszonych wartościach parametru asymetrii. W krańcowych przypadkach: normalny o parametrach $q = 0$, $r = 0,5$ dla stosunku $G_c/G_a = 0$ i trójkątny, nie przesunięty, dla

$G_c/G_a = \infty$. Obliczenia i badania potwierdziły dopuszczalność geometrycznego sumowania entropijnych błędów. Sposób postępowania określają wyrażenia:

$$y = f(x_1, x_2, \dots x_n)$$

$$\Delta_{ys} = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \Delta_{e1}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \Delta_{e2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} \Delta_{en}\right)^2}, \quad (4)$$

gdzie:

$y = f(x_1, x_2, \dots x_n)$ — funkcja pomiaru pośredniego,

y — wielkość mierzona pośrednio,

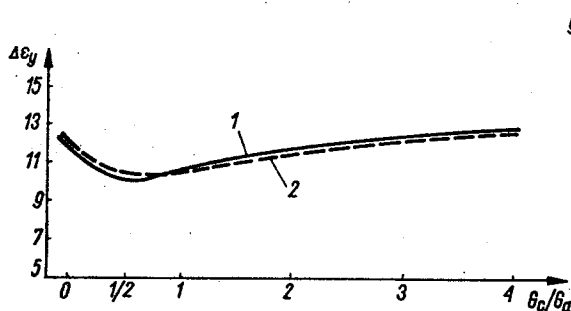
$x_1, x_2, \dots x_n$ — wielkości mierzone bezpośrednio,

Δ_{ys} — entropijny błąd pomiaru wielkości y ,

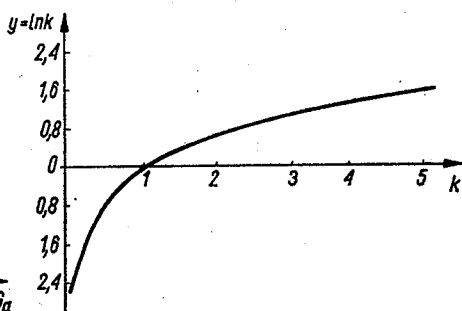
Δ_{ei} — entropijne błędy przyrządów pomiarowych odczytane np. z tablicy 1 i 2.

Przy zmianie szerokości przedziału parametru informacji, rozróżnialności błędów, k razy, należy entropię $H(\Delta)$ obliczać w oparciu o wyrażenie $H'(\Delta) = H(\Delta) - \ln k$, gdzie: $H(\Delta)$ — entropia odczytana z tablicy lub wykresu, $\ln k$ — wartość określona z wykresu, podanego na rys. 4, dla przyjętego współczynnika k powiększającego przedział do szerokości $k\delta$.

Dane dotyczące przyrządów cyfrowych zamieszczone na rys. 3 i w tablicy 2 stanowią podsumowanie żmudnych obliczeń splotów rozkładów, entropii i entropijnych błędów. Krzywą ciągłą, rys. 3, uzyskano obliczając $H(\Delta_y)$ i Δ_{ys} z rozkładów błędów pomiarów



Rys. 3. Wykres entropijnych wartości błędów $\Delta_{ys} = f(G_c/G_a, r)$, $q = 0$, dla składowej analogowej: $r = 0,5$, $q = 0$, przypadek graniczny, $G_y = G_o + G_a$, $d = 0,05 G_y$, 1 — krzywa uzyskana z eksperymentu i obliczeń, 2 — zależność uzyskana w wyniku geometrycznego sumowania entropijnych błędów cyfrowych (przerywana)



Rys. 4. Wykresy funkcji $y = \ln k$ do odczytywania wartości entropii $H'(\delta)$ w zależności od zmian przedziałów różnicowych, na które podzielono parametr informacji $k\delta$, $H'(\delta) = H(\delta) - \ln k$, gdzie: $H(\delta)$ — entropia obliczona dla przedziałów różnicowych, d, k — współczynnik zwiększający lub zmniejszający rozróżnialność, δ — błędy względne

pośrednich. Natomiast krzywą zaznaczoną linią przerywaną określono w wyniku geometrycznego sumowania błędów entropijnych przyrządów podanych w tablicy 2. Rozbieżności są minimalne, co potwierdza dopuszczalność geometrycznego sumowania błędów według wzoru (4).

Na podstawie wyników badań zawartych częściowo w tablicach 1 i 2 określono wyrażenia na graniczną wartość entropijnego błędu Δ_{ysg} pomiarów pośrednich przyrządami

analogowymi i cyfrowymi dla $Gc/Ga \leq 1$. Przy ich stosowaniu nie jest konieczna znajomość parametrów rozkładów r i q .

Dla $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$

$$\Delta_{y_{eg}} = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} 0,9G_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} 0,9G_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} 0,9G_n\right)^2}. \quad (5)$$

W przypadku szczególnym, dla $y = x_1 + x_2 + \dots + x_n$

$$\Delta_{y_e} = \sqrt{\Delta_{e1}^2 + \Delta_{e2}^2 + \dots + \Delta_{en}^2}, \quad (6)$$

$$\Delta_{y_{eg}} = \sqrt{(0,9G_1)^2 + (0,9G_2)^2 + \dots + (0,9G_n)^2}, \quad (7)$$

gdzie:

$\Delta_{e1}, \Delta_{e2} \dots \Delta_{en}$ — entropijne błędy poszczególnych przyrządów odczytane z tablic 1 i 2,
 $\Delta_{y_{eg}}$ — graniczny entropijny błąd pomiaru pośredniego.

Przeprowadźmy tok rozważań uzasadniających w sposób teoretyczny dopuszczalność stosowania wzoru (4). Rozkład błędów pomiaru pośredniego $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ jest splotem rozkładów składowych — cząstkowych. Korzystając z rachunku prawdopodobieństwa i statystyki można napisać

$$s_y = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + \dots + s_n^2}, \quad (8)$$

gdzie:

s_y — odchylenie średnie kwadratowe rozkładu wypadkowego,

$s_1, s_2 \dots s_n$ — odchylenia średnie kwadratowe rozkładów cząstkowych,

$\frac{\Delta'_{e1}}{s_1} = K'$ — parametr stały dla rozkładów tego samego rodzaju (tym razem normalnych obciętych).

Wobec tego:

$$\frac{\Delta_{y_e}}{K'} = \sqrt{\left(\frac{\Delta'_{e1}}{K'}\right)^2 + \left(\frac{\Delta'_{e2}}{K'}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\Delta'_{en}}{K'}\right)^2}, \quad (9)$$

$$\Delta_{y_e} = \sqrt{(\Delta'_{e1})^2 + (\Delta'_{e2})^2 + \dots + (\Delta'_{en})^2}, \quad (10)$$

gdzie:

$\Delta'_{e1}, \Delta'_{e2} \dots \Delta'_{en}$ — entropijne błędy cząstkowe,

Δ_{y_e} — entropijny błąd pomiaru pośredniego,

$$\Delta'_{e1} = \frac{\partial y}{\partial x_1} \Delta_{e1}, \quad \Delta'_{e2} = \frac{\partial y}{\partial x_2} \Delta_{e2}, \quad \dots, \quad \Delta'_{en} = \frac{\partial y}{\partial x_n} \Delta_{en}. \quad (11)$$

A więc, ogólne wyrażenie na entropijny błąd pomiaru pośredniego przyrządami analogowymi i cyfrowymi dla $Gc/Ga \leq 1$ przyjmie postać wzoru (4).

Wnioski

1. Przedstawione w artykule zależności i wykresy oparte są na eksperymencie — badaniach rozkładów błędów przyrządów pomiarowych. Uzyskane wyniki można więc wykorzystywać do weryfikacji rozważań teoretycznych dotyczących dokładności pomiarów w świetle teorii informacji.

2. Graniczne entropijne błędy pomiaru pośredniego $\Delta_{y_{eg}}$ można obliczać za pomocą wyrażenia

$$\Delta_{y_{eg}} = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} 0,9G_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} 0,9G_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} 0,9G_n\right)^2},$$

kiedy nie są znane rozkłady błędów przyrządów.

3. Entropijne błędy pomiarów pośrednich w przypadku znanych parametrów r i q można obliczać za pomocą wzoru

$$\Delta_{y_e} = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \Delta_{e1}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \Delta_{e2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} \Delta_{en}\right)^2},$$

przy czym:

$\Delta_{e1}, \Delta_{e2} \dots \Delta_{en}$ — entropijne błędy przyrządów odczytane z tablic 1 i 2.

4. W pomiarach pośrednich dwoma i trzema przyrządami, $y = f(x_1, x_2)$, $y = f(x_1, x_2, x_3)$, dla: $G_1 = G_2$; $G_1 = G_2 = G_3$ lub $G_1 \approx G_2$; $G_1 \approx G_2 \approx G_3$ i znanych rozkładach błędów (r i q) wartości Δ_{y_e} można odczytać z wykresów podanych na rys. 1÷3. Równe lub zbliżone błędy graniczne występują najczęściej. W przypadku kiedy $G_1 \neq G_2 \neq G_3$ entropijne błędy należy obliczać za pomocą wyrażeń: (4), (5), (6), (7).

5. Oparte na eksperymencie i obliczeniach wykresy $\Delta_{y_e} = f(r, q)$ i dane zamieszczone w tablicach 1 i 2 uzasadniają dopuszczalność geometrycznego sumowania entropijnych wartości błędów w pomiarach pośrednich.

6. Z wartości entropijnego błędu Δ_{y_e} można w prosty sposób obliczać niepewność pomiaru $H(\Delta_{y_e})$ — straty informacji

$$H(\Delta_{y_e}) = \ln 2 \Delta_{y_e}. \quad (12)$$

7. Entropijne błędy cząstkowe w pomiarach pośrednich przyrządami cyfrowymi dla występujących w praktyce stosunków G_c/G_a , można również sumować geometrycznie. Potwierdza to zbieżność wykresów podanych na rys. 4.

8. Entropijne błędy umożliwiają porównywanie przyrządów i pomiarów pod względem dokładności — niepewności — strat informacji. Sumując geometrycznie entropijne błędy otrzymujemy entropijny błąd wyniku pomiaru pośredniego. Jest to prosty sposób ustalania strat informacji i niepewności pomiaru. Inny sposób polegający na obliczaniu splotu rozkładów i entropii z rozkładu wypadkowego jest pracochłonny i nie zawsze możliwy do zrealizowania w praktyce.

BIBLIOGRAFIA

1. P. W. Nowickij, *Asnowy informacjonnoj teorii izmieriitelnych ustrojstw*, Leningrad 1968.
2. R. Rakowski, *Statystyczne metody obliczania błędów pomiarów przyrządami elektrycznymi*, WOSR, 1981.
3. Z. Orzeszkowski, *Podstawy metrologii elektrycznej*, Politechnika Wrocławska, 1977.
4. R. Rakowski, *Badania rozkładów błędów systematycznych wybranych elektronicznych narzędzi pomiarowych i ich zastosowania*, cz. I i II, rozprawa doktorska, Politechnika Wrocławska, 1979.
5. A. Chwaleba i in., *Metrologia elektryczna*, WNT, Warszawa 1979.

R. RAKOWSKI

ENTROPY ERRORS AND LOSS OF INFORMATION IN INTERMEDIATE MEASUREMENTS

Summary

A method of computing entropy and entropy errors (loss of information) in intermediate measurements by analog and digital devices is presented. The possibility of geometrical addition of entropy errors is proved by experiments and computations. Dependence of information loss on the parameters of distribution is presented.

R. RAKOWSKI

ERREURS ENTROPIQUES ET PERTES D'INFORMATIONS
DANS LES MESURES INDIRECTES

Résumé

On a présenté le mode de calcul de l'entropie et des erreurs entropiques (pertes d'informations) dans les mesures indirectes avec des appareils analogues et numériques. Par méthode d'expérimentation et de calcul on a prouvé la possibilité d'additionner géométriquement les erreurs entropiques. On a donné la dépendance entre les pertes d'informations et les paramètres de leur répartition.

R. RAKOWSKI

ENTROPISCHE FEHLER UND INFORMATIONSVERLUSTE
BEI INDIREKTEN MESSUNGEN

Zusammenfassung

Es wurde eine Berechnungsmethode für die Entropie und entropische Fehler (Informationsverluste) bei indirekten Messungen mittels Analog- und Digitalmeßgeräten geschildert. Auf Grund von Experimenten und Berechnungen wurde bewiesen, daß die geometrische Addierung der entropischen Fehler zulässig ist. Die Abhängigkeit der Informationsverluste von den Parametern der Verteilung wurden angegeben.

Р. РАКОВСКИ

ЭНТРОПИЙНЫЕ ОШИБКИ И ПОТЕРИ ИНФОРМАЦИИ В ПОСРЕДСТВЕННЫХ
ИЗМЕРЕНИЯХ

Резюме

Представлен метод исчисления энтропии и энтропийных ошибок (потери информации) в посредственных измерениях аналоговыми и цифровыми приборами. При помощи экспериментов и расчетов доказана допустимость геометрического суммирования энтропийных ошибок. Поданы зависимости потерь информации от параметров розложения.

Metoda ekranu fazowego w zagadnieniach propagacji fali elektromagnetycznej w ośrodku o przypadkowo zmieniających się parametrach

JERZY SIUZDAK (WARSZAWA)

Instytut Telekomunikacji Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 30.11.1983

Przedstawiona została metoda siatek fazowych, mająca zastosowanie przy analizie rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w środowisku o przypadkowo zmieniających się parametrach. Rozpatrzone zostały przypadki fali płaskiej, sferycznej oraz propagacji z odbiciem.

1. WSTĘP

W ostatnich latach wzrosło zainteresowanie propagacją fal elektromagnetycznych w ośrodkach o przypadkowo zmieniających się parametrach. Atmosfera ziemska jest przykładem ośrodka, w którym w sposób przypadkowy zmienia się współczynnik załamania. Wspomniany wyżej wzrost zainteresowania związany jest z rozwojem komunikacji za pomocą fal optycznych, a co za tym idzie — z potrzebą zbadania wpływu, jaki zmiany przypadkowe w atmosferze mają na rozchodzącą się w niej falę. Bardzo istotne jest również to, że zniekształcenia fali wniesione przez przypadkowy ośrodek mogą służyć do badania jego właściwości. Aby to jednak było możliwe, należy dokonać analizy zachodzących zjawisk na drodze teoretycznej. Istniejące metody rozpatrywania propagacji fal w ośrodku przypadkowym są zwykle bardzo skomplikowane matematycznie, a interpretacja ich wyników jest utrudniona. Odnoszą się też zazwyczaj do najprostszych przypadków (fala płaska lub sferyczna).

Poniżej zostanie przedstawiona tzw. metoda ekranu fazowego [1] charakteryzująca się względną prostotą i mająca zrozumiałą interpretację fizyczną i geometryczną. Ułatwia to jej zastosowanie w bardziej skomplikowanych przypadkach.

Istota tej metody jest następująca [1]. Wartości współczynnika załamania ośrodka zależą w sposób przypadkowy od współrzędnych przestrzennych i tworzą pewne pole skalarne. Przestrzeń dzieli się na cienkie warstwy poprzeczne do trasy, na jakiej rozchodzi się fala, a następnie przypadkowe pole w każdej warstwie rozkłada się na dwuwymiarowe składowe Fouriera o różnych wektorach falowych. Dalej analizuje się wpływ niejednorodności o danym wektorze falowym na przechodzącą falę, co jest ułatwione, gdyż za-

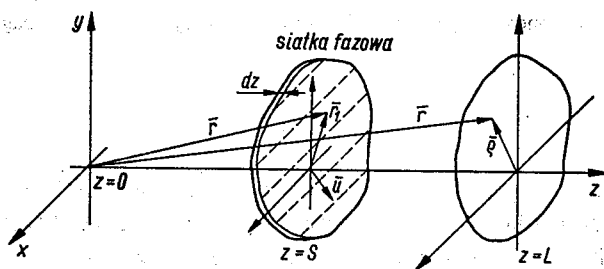
chowują się one jak fazowa siatka dyfrakcyjna. Następnie sumowane są statystycznie zaburzenia od różnych składowych widma Fouriera i w różnych pozycjach na trasie. Pozwala to wyznaczyć zaburzenie, jakie w przechodzącej fali wywołuje ośrodek o przypadkowo zmieniających się parametrach.

Na wstępie metoda ekranu fazowego zostanie zastosowana w najprostszymi przypadkach fali płaskiej i sferycznej, a następnie będzie użyta dla przypadku propagacji fali z odbiciem, mającego zastosowanie przy pomiarach odległości elektronicznymi dalmierzami geodezyjnymi. Na koniec wreszcie przeprowadzona zostanie dyskusja otrzymanych wyników.

2. FALA PŁASKA

Niech będzie dana fala płaska o jednostkowej amplitudzie i wektorze falowym $\vec{k} e^{-j\vec{k}\vec{r}}$, gdzie $\vec{r}$ — współrzędna przestrzenna.

Bez zmniejszenia ogólności rozważań przyjęte będzie $\vec{k} = [0, 0, k]$. Fala ta pada na warstwę ograniczoną płaszczyznami $z = s$ i $z = s + dz$ (rys. 1). Wartość współczynnika



Rys. 1. Propagacja jednokierunkowa

załamania powietrza w tej warstwie zależy w sposób przypadkowy od dwuwymiarowej współrzędnej przestrzennej $\vec{r}_1$. To przypadkowe pole można rozłożyć na dwuwymiarowe składowe Fouriera. Niech jedna z tych składowych będzie dana za pomocą wektora $\vec{u}$, przy czym $k \gg |u|$. Niejednorodności współczynnika załamania o częstości przestrzennej $\vec{u}$ wprowadzają w fali przechodzącej przez warstwę zniekształcenie fazowe $\Delta\phi$, które jest sinusoidalne wzdłuż $\vec{u}$

$$\Delta\phi = ka(\vec{u})dz \cos[\vec{u}(\vec{r}_1 + \vec{b})], \quad (1)$$

gdzie $a(\vec{u})$ charakteryzuje wielkość zaburzenia fazowego, zaś $\vec{u}\vec{b}$ jest pewnym początkowym przesunięciem fazowym.

Przyjmując $\Delta\phi \ll 2\pi$ wychodzącą z warstwy falę można przedstawić jako

$$\begin{aligned} & \exp(-j\vec{k}\vec{r})(1 - j\Delta\phi) = \\ & = \exp(-j\vec{k}\vec{r}) \cdot \left[1 - \frac{jka(\vec{u})dz}{2} \right] \{ \exp[j\vec{u}(\vec{r}_1 + \vec{b})] + \exp[-j\vec{u}(\vec{r}_1 + \vec{b})] \}, \end{aligned} \quad (2)$$

gdzie $\vec{r} = [0, 0, s] + \vec{r}_1$.

Pierwszy składnik we wzorze (2) reprezentuje falę padającą, a dwa następne — dwie rozproszone pod jednakowymi względem $\bar{k}$ kątami fale płaskie. W płaszczyźnie $z = L$ pole będzie miało postać

$$dE_t = \exp(-jks) \left\{ \exp \left[-jk(L-s) \right] - \frac{jka(\bar{u})dz}{2} \cdot \{ \exp[-jk'(L-s) - j\bar{u}(\bar{r}_1 + \bar{b})] + \exp[-jk'(L-s) + j\bar{u}(\bar{r}_1 + \bar{b})] \} \right\}, \quad (3)$$

gdzie k' — efektywna liczba falowa rozproszonej fali w kierunku propagacji fali nierozproszonej

$$k' = \sqrt{k^2 - u^2}. \quad (4)$$

Opuszczając e^{-jkL} i oznaczając $k'' = k' - k$, $L - s = \eta$ dostaje się

$$dE_t = 1 - jka(\bar{u})dz \exp[-jk''\eta] \cos \bar{u}(\bar{r} + \bar{b}). \quad (5)$$

Pomijając wyrazy wyższych rzędów można z powyższego wzoru otrzymać zaburzenie amplitudy fali dP_a wywołane niejednorodnościami o częstotliwości przestrzennej $\bar{u}$ w warstwie $z = s$

$$dP_a = |dE_t| - 1 = -ka(\bar{u})dz \cos \bar{u}(\bar{\varrho} + \bar{b}) \sin k''\eta, \quad (6)$$

przy czym $\bar{r} = [0, 0, L] + \bar{\varrho}$.

Jak widać ze wzoru (6) zaburzenie amplitudowe jest rzutem równoległym wywołującej je siatki fazowej na płaszczyznę $z = L$; jest ono sinusoidalne wzdłuż $\bar{u}$. Z właściwości widma Fouriera wynika, że zaburzenia współczynnika załamania o różnych $\bar{u}$ są nieskorelowane. Wtedy funkcję kowariancji zaburzeń amplitudy C_a można wyrazić wzorem

$$C_a(\bar{\varrho}_1 - \bar{\varrho}_2) = \langle P_a(\bar{\varrho}_1) P_a(\bar{\varrho}_2) \rangle = k^2 \int_0^\infty d^2\bar{u} \int_0^L d\eta_1 \sin k''\eta_1 \int_0^L d\eta_2 \sin k''\eta_2 \langle [a(\bar{u}, \eta_1) \cos(\bar{u}\bar{\varrho}_1 + \bar{u}\bar{b}_1) a(\bar{u}, \eta_2) \cos(\bar{u}\bar{\varrho}_2 + \bar{u}\bar{b}_2)] \rangle, \quad (7)$$

gdzie $P_a(\bar{\varrho})$ — całkowite zaburzenie amplitudy w punkcie $\bar{\varrho}$.

Jeżeli ponadto przyjmie się zgodnie z tzw. przybliżeniem Markowa, że [2] zakres korelacji fluktuacji współczynnika załamania o jednakowych $\bar{u}$ wzdłuż osi z jest bardzo ograniczony, a więc że niejednorodności w różnych warstwach są praktycznie nieskorelowane, zgodnie z [1] można przekształcić dalej wzór (7). Otrzymuje się wtedy

$$C_a(\bar{d}) = 4\pi k^2 \int_0^\infty d^2\bar{u} \int_0^L ds \phi_n(\bar{u}) \sin^2 \frac{u^2 s}{2k} \cos \bar{u}\bar{d}, \quad (8)$$

gdzie $\bar{d} = \bar{\varrho}_1 - \bar{\varrho}_2$, zaś $\phi_n(\bar{u})$ jest trójwymiarowym widmem Fouriera fluktuacji współczynnika załamania, obliczonym dla dwuwymiarowego wektora $\bar{u}$.

Jeżeli

$$\phi_n(\bar{u}) = \phi_n(|\bar{u}|) = \phi_n(u),$$

wtedy przechodząc do współrzędnych biegunowych dostaje się

$$C_n(d) = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty du \int_0^L ds u \phi_n(u) J_0(du) \sin^2\left(\frac{u^2 s}{2k}\right), \quad (9)$$

gdzie J_0 — funkcja Bessela zerowego rzędu.

3. FALA SFERYCZNA

Niech będzie dana fala sferyczna rozchodząca się z początku układu współrzędnych, znormalizowana do jedności w płaszczyźnie $z = L$. W płaszczyźnie $z = s$ ma ona amplitudę

$$\frac{L}{s} \exp[-jk\sqrt{x^2 + y^2 + s^2}]. \quad (10)$$

Fala sferyczna pada na warstwę $z = s$, $z = s + dz$, która wprowadza w niej dodatkowe przesunięcie fazy wyrażające się wzorem

$$\Delta\phi = ka(\bar{u})dz \cos(\bar{u}\bar{r}_1 + \bar{u}\bar{b}).$$

Przy podobnych jak poprzednio założeniach, a także przy przyjęciu przybliżenia przyosiowego, wychodzącą z warstwy falę można wyrazić następująco

$$\begin{aligned} & \frac{L}{s} \exp[-jk\sqrt{x^2 + y^2 + s^2}] - \frac{jkaLdz}{2s} \exp(-j\bar{u}\bar{b}) \exp\left(\frac{ju^2 s}{2k}\right) \times \\ & \times \exp\left\{-jk\left[s + \frac{\left(y - \frac{u_y s}{k}\right)^2}{2s} + \frac{\left(x - \frac{u_x s}{k}\right)^2}{2s}\right]\right\} + \\ & - \frac{jkaLdz}{2s} \exp(-j\bar{u}\bar{b}) \exp\left(\frac{ju^2 s}{2k}\right) \exp\left\{-jk\left[s + \frac{\left(y + \frac{u_y s}{k}\right)^2}{2s} + \frac{\left(x + \frac{u_x s}{k}\right)^2}{2s}\right]\right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Pierwszy składnik w tym wzorze to początkowa fala sferyczna. Dwa następne reprezentują dwie dodatkowe fale sferyczne wychodzące z punktów $\left[\frac{u_x s}{k}, \frac{u_y s}{k}, 0\right]$ i $\left[\frac{-u_x s}{k}, \frac{-u_y s}{k}, 0\right]$ różniące się w amplitudzie od pierwotnej fali o czynnik $\frac{kadz}{2}$, a w fazie o czynnik $j\exp(\pm j\bar{u}\bar{b})\exp\left(\frac{ju^2 s}{2k}\right)$.

Po uproszczeniu i odrzuceniu czynnika stałej fazy można znaleźć w płaszczyźnie $z = L$ sumę tych trzech fal

$$dE_t = 1 - jkadz \exp \left[\frac{ju^2s(L-s)}{2kL} \right] \cos \left[\bar{u} \left(\bar{\varrho} \frac{s}{L} + \bar{b} \right) \right], \quad (12)$$

zaś zaburzenie pola jest równe

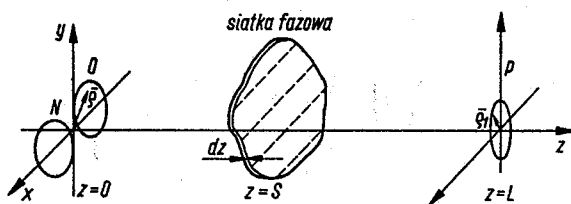
$$dP_a = kadz \sin \left[\frac{u^2s(L-s)}{2kL} \right] \cos \left[\bar{u} \left(\bar{\varrho} \frac{s}{L} + \bar{b} \right) \right]. \quad (13)$$

Podobnie jak w przypadku fali płaskiej, zaburzenie pola jest sinusoidalne wzdłuż $\bar{u}$, ale okres tej sinusoidy jest równy $\frac{2\pi}{u} \frac{L}{s}$, a nie $\frac{2\pi}{u}$ jak poprzednio, zależy więc od pozycji wywołującej je siatki fazowej. Postępując podobnie jak w przypadku poprzednim, można wyliczyć kowariancję amplitudy [1]

$$C_a(d) = 4\pi^2 k^2 \int_0^\infty du \int_0^L ds u \phi_n(u) J_0 \left(\frac{dus}{L} \right) \sin^2 \frac{u^2s(L-s)}{2kL}. \quad (14)$$

4. PROPAGACJA FALI Z ODBICIEM

Poniżej rozpatrzony będzie przypadek dwukierunkowej propagacji promieniowania niekoherentnego z odbiciem od pryzmatu zwrotnego. Opisywana dalej sytuacja ma miejsce np. przy rozchodzeniu się promieniowania pochodzącego z dalmierza optoelektronicznego. Ze względu na znaczne skomplikowanie i długość wyliczeń [3] przypadek ten omówiony będzie jedynie od strony jakościowej oraz przytoczone będą wzory końcowe. Geometrię problemu przedstawia rys. 2. Promieniowanie świetlne rozchodzi się od nadajnika, któ-



Rys. 2. Propagacja z odbiciem

rego aperturę opisuje funkcja $N(\bar{\varrho})$, ulega następnie odbiciu od pryzmatu dachowego a aperturze $P(\bar{\varrho}_1)$ i jest odbierane przez odbiornik o aperturze $O(\bar{\varrho})$. Zgodnie z zasadą Huygensa źródło światła $N(\bar{\varrho})$ traktowane jest jako zbiór punktowych źródeł wysyłających fale sferyczne. Każda taka elementarna fala przechodząc przez daną warstwę zaburzającą $z = s$, $z = s + dz$ wytwarza 2 dodatkowe zaburzone fale sferyczne przy przechodzeniu jej po raz pierwszy, oraz dwie dalsze w drodze powrotnej. Traktując rozpraszanie jako słabe pomija się tu wszystkie inne powstające fale sferyczne. Cztery wymienione fale składają się na zaburzenie pola elementarnej fali sferycznej, powodowane niejednorodnościami o częstotliwości przestrzennej $\bar{u}$ położonymi w płaszczyźnie $z = s$.

Postępując podobnie jak poprzednio, tzn. sumując wszystkie zaburzenia od różnych warstw i różnych częstości przestrzennych $\bar{u}$, a następnie sumując wszystkie elementarne fale sferyczne otrzymuje się [3] wzór na wariancję odbieranej przez odbiornik mocy

$$\begin{aligned} \sigma_p^2 = & 16\pi k^2 (2\pi)^8 \int_0^L ds \int_0^\infty d^2 \bar{u} \phi_n(\bar{u}) \sin^2 \left[\frac{u^2 s}{2k} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right] \times \\ & \times \left\{ \left| \mathcal{F} \left[\bar{u} \left(1 - \frac{s}{2L} \right), -\bar{u} \frac{s}{2L} \right] \right|^2 + \left| \mathcal{F} \left[-\bar{u} \frac{s}{2L}, \bar{u} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right] \right|^2 + \right. \\ & \left. + 2 \operatorname{Re} \left[\mathcal{F} \left(\bar{u} \left(1 - \frac{s}{2L} \right), -\bar{u} \frac{s}{2L} \right) \mathcal{F}^* \left(-\frac{\bar{u}s}{2L}, \bar{u} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

gdzie

$$\mathcal{F}(\bar{v}, \bar{w}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \bar{\varrho} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \bar{\varrho}_0 N(\bar{\varrho}_0) O(\bar{\varrho}) P \left(\frac{\bar{\varrho} - \bar{\varrho}_0}{2} \right) e^{j(\bar{v}\bar{\varrho} + \bar{w}\bar{\varrho}_0)}. \quad (16)$$

Jeżeli nadajnik i odbiornik mają identyczne apertury kołowe o średnicy D a pojedynczy pryzmat zwrotny jest dostatecznie duży ($D_{pr} > D$), można otrzymać znacznie prostszy wzór na unormowaną wariancję odbieranej mocy [3] przy założeniu izotropowości pola fluktuacji i współczynnika załamania

$$\begin{aligned} \sigma_I^2 = & \left\langle \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^2 \right\rangle = 32\pi^2 k^2 \int_0^L ds \int_0^\infty du u \phi_n(u) \sin^2 \left[\frac{u^2 s}{2k} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right] \times \\ & \times \left[\frac{2J_1 \left(\frac{uD}{2} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right)}{\frac{uD}{2} \left(1 - \frac{s}{2L} \right)} \right]^2 \left[\frac{2J_1 \left(\frac{uD}{2} \frac{s}{2L} \right)}{\frac{uD}{2} \frac{s}{2L}} \right]^2 \left(1 + \cos \frac{usd}{L} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

J_1 — funkcja Bessela,

d — odległość między nadajnikiem a odbiornikiem.

Cosinusowy człon w (17) opisuje korelację między padającym a odbitym promieniowaniem; dla $d \rightarrow \infty$ korelacji oczywiście nie ma i cosinusowy człon we wzorze (17) zeruje się przy całkowaniu. Dla większej ilości pryzmatów we wzorze (17) powstają dodatkowe człony typu $\cos \frac{usd_i}{L}$ opisujące korelację fluktuacji promieniowania odbitego od różnych pryzmatów, których środki leżą w odległości d_i [3]. Przykładowo, dla dwóch pryzmatów oraz wspólnego dla nadajnika i odbiornika obiektywu we wzorze (17) należy jedynie zastąpić d przez d_1 , co świadczy o spełnieniu w danym przypadku reguły wzajemności.

5. OMÓWIENIE WYNIKÓW

Pomimo różnic w końcowych wzorach (9), (14), (17) można w każdym z nich wyróżnić trzy człony:

- a) $u\phi_n(u)$ określający widmo częstości przestrzennych rozpatrywanych niejednorodności,
 b) tzw. funkcja filtracji, określająca wpływ niejednorodności o rozmaitych wymiarach

i pozycjach na trasie na powstawanie fluktuacji $\left(\text{człony } \sin^2 \left(\frac{u^2 s}{2k} \right), \sin^2 \left[\frac{u^2 s(L-s)}{2kL} \right], \right.$
 $\left. \sin^2 \frac{u^2 s}{2k} \left(1 - \frac{s}{2L} \right) \right),$

- c) pozostałe czynniki dotyczące geometrii problemu, zależne od rodzaju rozchodzących się fal i określające efekt uśredniania aperturowego.

Wstawiając do wzorów (9), (14), (17) postać widma fluktuacji współczynnika załamania $\phi_n(u)$ i dokonując pewnych uproszczeń można otrzymać [2], [4], znormalizowane wariancje fluktuacji natężenia fali w poszczególnych przypadkach. W dalszych obliczeniach przyjęto jednorodne widmo Kolmogorowa-Obuchowa $\phi_n(u) = 0,033 C_n^2 u^{-11/3}$. I tak dla fali sferycznej

$$\sigma_I^2 = 0,123 k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \quad \text{dla} \quad l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0, \quad (18)$$

gdzie l_0 i L_0 — wewnętrzna i zewnętrzna skala turbulencji opisująca rozmiary najmniejszych i największych niejednorodności, zaś C_n^2 — tzw. stała strukturalna turbulencji określająca wielkość fluktuacji współczynnika załamania.

Dla fali płaskiej σ_I^2 jest dziesięciokrotnie większe [4]. W przypadku propagacji promieniowania niekoherentnego i dużej apertury nadawczej lub (i) odbiorczej decydujący wpływ na powstawanie fluktuacji odebranej mocy mają niejednorodności o rozmiarach większych i porównywalnych ze średnicą apertury nadawczej (odbiorczej). Wynika to z tego, że zaburzenia pola wywołane niejednorodnościami o małych skalach ulegają uśrednieniu na aperturze odbiorczej. Przy dodatkowym założeniu $D^2 \gg \lambda L$ wzór (17) [3] upraszcza się do

$$\sigma_I^2 = 2 \cdot 0,89 C_n^2 (2L)^3 D^{-7/3}. \quad (19)$$

Porównując ten ostatni wzór z wyrażeniem dla fali rozchodzącej się tylko w jednym kierunku [5], otrzymanym przy podobnych założeniach

$$\sigma_I^2 = 0,9 C_n^2 L^3 D^{-7/3}, \quad (20)$$

widać, że fluktuacje (19) są dwukrotnie większe niż na trasie jednokierunkowej o długości $2L$. Ten wzrost wynika ze skorelowania obu ścieżek.

Ze wzorów (18)÷(20) wynika, że przy danym C_n^2 i L najsilniej fluktuuje fala płaska, najstabiliej zaś — promieniowanie niekoherentne, pochodzące z rozciągłego źródła.

Interesujące jest zbadanie, jakie niejednorodności mają w każdym przypadku największy wpływ na powstawanie zaburzeń w fali. Ze wzorów (9) i (14) wynika [4], że są to niejednorodności o wymiarach rzędu 1-strefy Fresnela dla trasy: $\sqrt{\lambda L}$. Natomiast

w przypadku niekoherentnych źródeł rozciągniętych, jak już wspomniano, największy wpływ mają niejednorodności o wymiarach większych od średnicy obiektu [3].

6. PODSUMOWANIE

Przedstawiona została stosunkowo prosta metoda analizy propagacji promieniowania elektromagnetycznego w ośrodku o przypadkowo zmieniających się parametrach. Może ona znaleźć zastosowanie nie tylko w przypadku atmosfery ziemskiej, ale również w innych środowiskach o przypadkowo zmieniających się parametrach.

Z postaci otrzymywanych wzorów widać, że są to równania skalarne, a więc konieczne jest założenie rozpraszania pod małymi kątami, co pozwala zredukować wektorowe równanie Helmholtza do równania skalarnego. Musi być zatem $\frac{2\pi}{u} \gg \lambda$ dla całego zakresu $\phi_n(u)$. Należy jednak podkreślić, że nie jest to ograniczenie tylko tej szczególnej metody, ale przybliżenie znacznie ogólniejsze, stosowane często w teorii dyfrakcji.

Trzeba zaznaczyć, że otrzymane tutaj wyniki pozostają słuszne jedynie dla względnych fluktuacji natężenia fali I znacznie mniejszych od jedności, tzn.

$$\frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} \ll 1.$$

Wiadomo bowiem, że w miarę wzrostu siły turbulencji fluktuacje natężenia fali ulegają nasyceniu [4], czego otrzymane zależności nie uwzględniają. Dodatkowo przyjęto w tej pracy przybliżenie przyosiowe.

BIBLIOGRAFIA

1. R. W. Lee, J. C. Harp, *Weak scattering in random media, with applications to remote probing*, Proc. IEEE, vol. 57, nr 4, s. 375—406, April 1969.
2. A. A. Semenov, T. T. Arsenian, *Fluktuacji elektromagnitnych wól na prziemnych trasach*, Nauka, Moskwa 1978.
3. J. Siuzdak, *Wpływ turbulencji atmosferycznej na pomiary odległości dalmierzem optoelektronicznym*, rozprawa doktorska PW, Warszawa 1982.
4. W. I. Tatarskij, *Rasprostranienie wól w turbulentnoj atmosferie*, Nauka, Moskwa 1967.
5. T. Wang i in., *A saturation resistant optical scintillometer to measure C_n^2* , Journ. Opt. Soc. Am., vol. 68, nr 3, March 1978, s. 334—8.

J. SIUZDAK

APPLICATION OF THE PHASE SCREEN METHOD IN PROBLEMS OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN THE RANDOM MEDIUM

Summary

The phase screen method has been described. Electromagnetic wave propagation in random medium is one of possible applications of this method. Flat wave, spherical wave and folded path configuration have been reviewed.

J. SIUZDAK

MÉTHODE DE L'ÉCRAN DE PHASE DANS LES PROBLÈMES DE PROPAGATION
DE L'ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DANS UN MILIEU AUX PARAMETRES VARIABLES

Résumé

On a présenté la méthode de l'écran de phase. Les cas de l'onde plane, sphérique et propagation avec réflexion y ont été décrits.

J. SIUZDAK

PHASENSCHIRMMETHODE FÜR DIE ANALYSE VON PROBLEMEN
DER ELEKTROMAGNETISCHEN WELLEN AUSBREITUNG IM MEDIUM
MIT SICH ZUFÄLLIG VERÄNDERNDEN PARAMETERN

Zusammenfassung

Es wurde die Methode der Phasennetze dargestellt, die bei der Analyse der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle im Medium mit sich zufällig verändernden Parametern Anwendung findet. Erwogen wurden Vorgänge bei flacher und sphärischer Welle sowie bei Wellenausbreitung mit Reflexion.

Е. СЮЗДАК

МЕТОД ФАЗОВЫХ СЕТОК В ПРОБЛЕМАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН
В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Резюме

Представлен метод фазовых сеток, находящий применение при исследовании распространения электромагнитных волн в случайно-неоднородной среде. Рассмотрено распространение плоской, сферической волны и распространение с отражением.

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

1001 1001 1001

Główne eksperymenty i modele w badaniach szumów typu $1/f$

ANDRZEJ KOLEK (RZESZÓW), ANDRZEJ KUSY (RZESZÓW)

Instytut Automatyki i Metrologii Politechniki Rzeszowskiej

Otrzymano 22.12.1983

Prezentowano główne trudności w opisie matematycznym szumów typu $1/f$ z punktu widzenia teorii stochastycznych procesów stacjonarnych i niestacjonarnych. Szczególną uwagę poświęcono tym podejściom, które dopuszczając niewielkie odchylenia od stacjonarności umożliwiają interesujący z punktu widzenia fizycznej interpretacji opis zjawiska, a mianowicie: funkcji autokorelacji zależnej od czasu, funkcji struktury, koncepcji szumów ułamkowych (*fraction noise*) i wariancji Allana. Wśród badań doświadczalnych, które decydowały o rozwoju wiedzy na temat szumów typu $1/f$ omówiono: eksperyment Vossa i Clarke'a prezentujący równowagowe fluktuacje konduktywności, serię doświadczeń nad stykami punktowymi jako próbkami o małej liczbie swobodnych nośników ładunku przeprowadzone przez Hooge i współpracowników, badania Kleinpenninga fluktuacji termo-SEM w półprzewodnikach jako argumenty ułatwiające odpowiedź na pytanie: czy fluktuacje ruchliwość czy koncentracja oraz badania Hooge i współpracowników nad rozpraszaniem sieciowym — proponowanym jako zjawisko fizyczne będące przyczyną szumów typu $1/f$. Na zakończenie wskazano te eksperymenty i teorie, które zasługują na szczególną uwagę w dalszych badaniach tego zjawiska.

1. WSTĘP

Zjawisko określane mianem szumów typu $1/f$ (szumów $1/f$) stanowi dotychczas problem nie rozwiązany, pomimo że od ponad pół wieku jest przedmiotem badań wielu autorów. W szczególności, mimo rosnącego zainteresowania tym zagadnieniem, nie udało się stworzyć powszechnie zaakceptowanego opisu matematycznego szumów typu $1/f$, a proponowane wyjaśnienia fizyczne dotyczą zwykle ściśle określonych materiałów i systemów. Jednocześnie ogólnie znaną cechą jest powszechność występowania tego zjawiska, poczynając od fluktuacji wielkości elektrycznych obserwowanych w szeregu materiałów, przyrządach półprzewodnikowych, lampach elektronowych, roztworach stężeniowych, błonach komórek nerwowych, oscylatorach kwarcowych, aż do wielkości ekonomicznych, średniej temperatury w danej porze roku, rocznej ilości opadów deszczu itp. Trzeba tu jeszcze dodać znany dobrze fakt doświadczalny zawierający się w tym, że szumy $1/f$ wykazują znacznie większą niestabilność pomiarową w porównaniu z szumami białymi. Niestabilność ta polega np. na znacznie większych fluktuacjach względnych wariancji szumów $1/f$ niż szumów białych.

Przedstawione wyżej uwagi ogólne dotyczące szumów $1/f$ powodują, że stan wiedzy

w tej dziedzinie charakteryzował się rozbieżnością teorii i modeli, a także brakiem zgodności co do pewnych obserwacji dotyczących tego zjawiska.

Pewną systematykę w zakresie opisanych wyżej problemów doświadczalnych i teoretycznych szumów $1/f$ oraz propozycji ich rozwiązania obserwuje się na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych. W 1969 r. F. N. Hooge oraz Hoppenbrouwers [1]—[3] zaproponowali odmienną interpretację tego zjawiska. Opierając się na wynikach pomiarów uzyskanych przez różnych autorów, a także na własnych badaniach wykazali oni, że szumy $1/f$ są obserwowane również w odpowiednich warunkach w próbkach metalicznych i że zjawisko to można w bardzo wielu przypadkach interpretować jako efekt objętościowy, niekoniecznie jako efekt powierzchniowy proponowany powszechnie zwłaszcza w odniesieniu do półprzewodników w oparciu o modele opracowane przez McWhortera [4] i Van der Ziela [5] [6]. Jednocześnie prace F. N. Hooge i jego współpracowników wprowadziły pewne uporządkowanie w danych eksperymentalnych szumów $1/f$. Zgodnie z ich koncepcją względna gęstość widmowa szumów $1/f$, S_U/U^2 , dla częstotliwości $f = 1$ Hz, liczbowo równa stałej $C_{1/f}$ (patrz równanie (13)) jest odwrotnie proporcjonalna do całkowitej liczby nośników N w jednorodnej próbce według relacji $S_U/U^2 = \alpha/N$, gdzie α jest stałym współczynnikiem przyjmującym wartości ok. 10^{-3} .

Istotny wkład do wiedzy na temat szumów $1/f$ wniósł także eksperyment Vossa i Clarke'a [7], który wykazał, że: (i) szumy $1/f$ mogą być obserwowane również w systemie równowagowym, (ii) „elektryczne” szumy $1/f$ są fluktuacjami konduktywności, a nie np. zaburzeniami prądu. Można wobec tego zapytać: czy fluktuacje konduktywności o widmie $1/f$ są spowodowane fluktuacjami liczby ruchomych nośników ładunku, czy fluktuacjami ich ruchliwości. W 1974 r. czyli 2 lata przed eksperymentem Vossa i Clarka, Kleinpenning [8], w oparciu o badania szumów $1/f$ siły termoelektrycznej powstałej w wyniku różnicy temperatur w półprzewodniku, dostarczył na przykładzie kilku rodzajów półprzewodników szereg wysoce wiarygodnych argumentów przemawiających za tym, że zjawisko to jest spowodowane fluktuacjami ruchliwości swobodnych nośników ładunku nie zaś fluktuacjami ich liczby, jak to sugerowali w swych modelach McWhorter [4] i Van der Ziel [5] [6]. Hooge i Vandamme [9], rozwijając koncepcję Kleinpenninga, przedstawili z kolei szereg argumentów, które wskazują, że rozpraszanie sieciowe a nie rozpraszanie na domieszkach ani na granicach kryształu jest przyczyną fluktuacji ruchliwości o widmie $1/f$.

Koncepcje zaproponowane przez Hooge i jego współpracowników wymagają jednak jeszcze stale dalszych potwierdzeń doświadczalnych i w równej mierze opracowań teoretycznych. Z drugiej strony, jak już wspomnieliśmy, również opis matematyczny szumów $1/f$ stale jeszcze jest w stadium badań i coraz to nowe koncepcje i modele są proponowane.

Niniejsza praca stanowi próbę usystematyzowania dotychczasowych ważniejszych eksperymentów w zakresie szumów $1/f$ (kontynuacja poprzednich prac jednego z autorów [10] [11]). Równolegle przedstawiamy w pracy rozwijane w oparciu o te eksperymenty modele teoretyczne zjawiska (rozdz. 3, 4 i 5). Jednocześnie dla bardziej pełnego i precyzyjnego pokazania problematyki głównych eksperymentów w badaniach szumów $1/f$ w rozdz. 2 przedstawiliśmy zasadnicze trudności, jakie napotyka się przy próbach matematycznego opisu zjawiska, a także najbardziej istotne koncepcje i modele rozwiązania tych trudności.

2. PROBLEMY W MATEMATYCZNYM OPISIE SZUMÓW TYPU $1/f$

2.1. Uwagi ogólne

Sygnał przypadkowy o gęstości widmowej mocy $S(f)$ spełniający zależność

$$S(f) = \frac{\text{const}}{f^\gamma}, \quad (1)$$

przy czym wykładnik $0 < \gamma < 2$ jest zwykle bliski jedności, nazywany jest szumem $1/f$.

Zasadniczą trudność teoretyczną stanowi przypadek $\gamma \geq 1$. Jeśli bowiem przyjmiemy, że proces przypadkowy, jakim jest obserwowany szum, jest stacjonarny, wtedy spełnione jest twierdzenie Wienera-Chinczyna i $S(f)$ jest transformatą Fouriera funkcji autokorelacji $R(\tau)$ procesu

$$S(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) \exp(-j2\pi f\tau) d\tau. \quad (2)$$

Stosując twierdzenie Leibniza otrzymamy

$$\lim_{f \rightarrow 0} \frac{dS(f)}{df} = -j2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \tau R(\tau) d\tau. \quad (3)$$

Ponieważ funkcja autokorelacji jest parzysta, więc całka po prawej stronie równania (3) znika i otrzymamy, że $S(f)$ musi mieć płaską część przy $f \rightarrow 0$ (bo $[dS(f)/df] \rightarrow 0$ jeśli $f \rightarrow 0$). Proces stacjonarny ma zatem dolną granicę widma typu $1/f$.

Wśród modeli matematycznych zakładających istnienie dolnej granicy widma, podstawowym i najprostszym jest model podany przez Van der Ziela. W modelu tym szum biały podawany jest na filtr dolnoprzepustowy, w którym zamiast pojedynczego czasu relaksacji τ występuje szeroki rozkład tych czasów [5]. Superpozycja widm typu Lorentza daje w efekcie szum $1/f$ w ograniczonym paśmie. Keshner podaje, że do pokrycia jednej dekadę częstotliwości widmem typu $1/f$ z 5% dokładnością wystarczy zaledwie jedna zmienna stanu (jeden czas relaksacji) [12].

Stacjonarność szumu typu $1/f$ wydaje się potwierdzać fakt, że gęstości widmowe mierzone w różnych chwilach czasu różnią się co prawda między sobą, ale ich przebieg oraz wartość wykładnika γ wykazują bardzo dobrą powtarzalność. Jednakże w pomiarach widma w zakresie bardzo małych częstotliwości, pomimo prób nie stwierdzono istnienia dolnej granicy widma. Coloyannides zmierzył szum w tranzystorach MOSFET aż do $10^{-6.3}$ Hz [13], zaś szum w danych meteorologicznych był obliczony aż do 10^{-10} Hz [12]. Dlatego też aktualnie poszukuje się teoretycznego modelu szumów typu $1/f$ w klasie procesów niestacjonarnych.

2.2. Szum typu $1/f$ jako proces niestacjonarny

Przyjęcie niestacjonarności procesu generującego szum $1/f$ powoduje powstanie trudności związanych z jego matematycznym opisem. Nie jest bowiem dla takiego procesu zdefiniowana ani funkcja autokorelacji ani gęstość widmowa mocy i co się z tym wiąże

nie funkcjonuje w tym przypadku twierdzenie Wienera-Chinczyna w jego wersji podstawowej ani inne zależności wiążące gęstość widmową mocy z charakterystykami czasowymi procesu. Trudności te próbuje się omijać różnymi sposobami. Omówimy pokrótce niektóre z nich.

2.2.1. Funkcja autokorelacji zależna od czasu

Dla niestacjonarnego procesu $x(t)$ funkcja autokorelacji, $R(t, \tau) = \langle x(t)x(t+\tau) \rangle$ (gdzie $\langle \rangle$ oznacza uśrednianie w zbiorze realizacji), jest w ogólnym przypadku funkcją obu zmiennych t i τ . Chwilowa gęstość widmowa mocy $S(t, f)$ może być określona jako transformata Fouriera funkcji autokorelacji $R(t, \tau)$. Podstawę opisu procesu może stanowić tak określona funkcja gęstości widmowej, że można w niej rozdzielić wpływ członów stacjonarnych i niestacjonarnych. Tego typu opis zaproponował Keshner [12]. Analizując linię RC o stałych rozłożonych otrzymał on zależną od czasu funkcję autokorelacji postaci

$$R(t, \tau) \simeq a(\ln 4t - \ln \tau), \quad (4)$$

gdzie a jest stałą.

Transformując tak otrzymaną funkcję autokorelacji, mamy według Keshnera

$$S(t, f) = \begin{cases} a/(2|f|) & \text{dla } f \gg 1/T_{obs}, \\ a[\ln(4t/T_{obs})\delta(t) + 2T_{obs}] & \text{dla } f \ll 1/T_{obs}, \end{cases} \quad (5)$$

gdzie T_{obs} jest czasem obserwacji (pomiaru) gęstości widmowej, zaś $\delta(t)$ jest deltą Diraca.

Wynik ten pokazuje, iż w kategoriach procesu niestacjonarnego i w zakresie częstotliwości, którego dolna granica jest określona przez czas obserwacji, możliwe jest określenie stacjonarnego widma typu $1/f$. Opis tego typu dostarcza ponadto informacji dotyczących zachowania się procesu w dziedzinie czasu. Tak np. powolny wzrost wariancji w funkcji czasu autorzy pracy [14] interpretują jako pełzanie procesu spowodowane zmianą parametrów systemu. Keshner analizując przebieg funkcji autokorelacji zależnej od czasu stwierdził, że szum $1/f$ jest procesem „z bardzo długą pamięcią”, tzn. aktualne zdarzenia procesu są w przybliżeniu jednakowo skorelowane ze zdarzeniami z bliskiej jak i z odległej przeszłości [12].

Tandon i Bilger zaproponowali natomiast, aby do opisu procesu użyć średniej gęstości widmowej mocy

$$\overline{S(f)} = \frac{1}{T_{obs}} \int_0^{T_{obs}} S(t, f) dt. \quad (6)$$

Stosując równanie (6) pokazali oni, iż możliwe jest wyprowadzenie zależności typu $f^{-\gamma}$ [14]

2.2.2. Funkcja struktury

Funkcja autokorelacji $R(t, \tau)$ użyta do opisu procesu niestacjonarnego jest funkcją czasu t . Również wartość średniokwadratowa procesu niestacjonarnego $R(t, 0)$ jest funkcją czasu. Okazuje się jednak, że różnica: $R(t, 0) - R(t, \tau)$ może nie zależeć od czasu [10] [15].

Wielkość ta jest ważna dlatego, iż możemy obliczyć ją na podstawie wartości chwilowych procesu [15]

$$R(t, 0) - R(t, \tau) = \frac{1}{2} \langle [x(t+\tau) - x(t)]^2 \rangle. \quad (7)$$

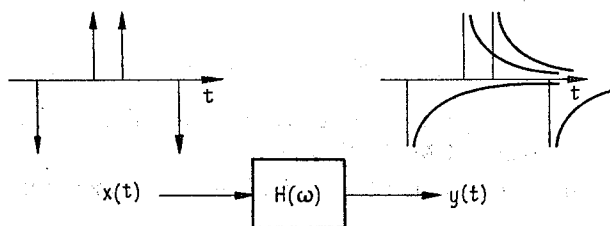
Średni kwadrat różnic funkcji po prawej stronie równania (7) jest często nazywany funkcją struktury. W dziedzinie częstotliwości odpowiednikiem funkcji struktury jest zatem niezależna od czasu gęstość widmowa mocy. Używając metody kwadratu różnic funkcji Bell wykazał [16], że proces błędzenia przypadkowego charakteryzuje się gęstością widmową zmieniającą się jak $1/f^2$.

2.2.3. Szumy ułamkowe

Do opisu procesu niestacjonarnego używana jest bardzo często zależna od czasu funkcja autokorelacji. Wielu autorów przeprowadza jej obliczenia poprzez generację tzw. szumu ułamkowego [12] [15] [17]. Wykorzystuje się tu własność procesu stacjonarnego $x(t)$

$$S^m(f) = \frac{1}{\omega^{2m}} S(f), \quad (8)$$

gdzie $S^m(f)$ jest widmem m -krotnej całki procesu $x(t)$.



1. Generator szumu ułamkowego

Sygnał wejściowy $x(t)$ jest szumem białym. Częstotliwościowa funkcja przejścia $H(\omega)$ jest określona równaniem (9). Sygnał na wyjściu (szum $1/f$) opisuje równanie (10)

Podejście takie implikuje utratę stacjonarności. Jeśli teraz przyjmiemy, że $x(t)$ jest szumem białym, to szum typu $1/f$ jest całką rzędu $1/2$ z szumu białego. Równanie (8) można traktować również jako odpowiedź częstotliwościową członu dynamicznego o impedancji $H^2(\omega) = 1/\omega^{2m}$ na wymuszenie w postaci szumu białego. W przypadku szumu $1/f$ odpowiednią (dla jego uzyskania z szumu białego) częstotliwościową funkcję przejścia posiada np. nieskończenie długa linia RC [12] [15]

$$H(\omega) = \left(\frac{R}{j\omega C} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Obliczając w dziedzinie czasu odpowiedź impulsową takiego członu dynamicznego możemy określać funkcję autokorelacji na wyjściu układu [12]. Na rys. 1 przedstawiono

przebiegi wejściowe (szum biały) i wyjściowe (szum typu $1/f$) członu dynamicznego opisanego równaniem (9). Odpowiedź impulsowa układu dana jest równaniem

$$y(t) = \left(\frac{R}{\pi C} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{t-t_0}} 1(t-t_0), \quad (10)$$

gdzie $1(t-t_0)$ jest funkcją jednostkową.

Ponieważ impulsy na wejściu układu są niezależne, funkcja autokorelacji na wyjściu układu dana jest następująco [12] [15]

$$R(t, \tau) = \frac{N}{T} \langle y(t)y(t+\tau) \rangle, \quad (11)$$

gdzie N/T jest średnią ilością impulsów w jednostce czasu na wejściu członu dynamicznego. Dokonując odpowiednich uproszczeń można z równania (11) otrzymać funkcję autokorelacji opisaną równaniem (4).

2.2.4. Symulacje

Na rys. 1 przedstawiono szum $1/f$ jako ciąg impulsów na wyjściu układu. Można zatem otrzymać widmo $1/f$ generując ciągi impulsów niestacjonarnych. Zgodnie z tą koncepcją Agu wygenerował proces przypadkowy wykorzystując superpozycję impulsów relaksacyjnych i otrzymał widmo typu $1/f$ [18]. Obszerny opis symulacji komputerowej impulsów eksponencjalnych oraz sposobu obliczania widma tak wygenerowanego procesu przedstawiono w pracy [19].

2.2.5. Wariancja Allana

Do opisu procesu stochastycznego możemy użyć również wariancji Allana. Niech $x(t)$ będzie realizacją procesu, zaś M_T^1 i M_T^2 będą całkami po czasie z $x(t)$ w rozłączonych przedziałach czasowych: $(t, t+T)$ i $(t+T, t+2T)$. Wtedy wariancja Allana dana jest następująco

$$(\sigma_{MT}^A)^2 = \frac{1}{2} \langle (M_T^1 - M_T^2)^2 \rangle, \quad (12)$$

gdzie średnie obliczamy w zbiorze dostatecznej liczby rozłączonych przedziałów czasowych.

W 1983 r. Van Vliet i Handel zaproponowali nową transformację łączącą gęstość widmową z wariancją Allana [20]. Stosując te transformacje podali oni zależność umożliwiającą określenie względnej intensywności widmowej mocy szumów $1/f$ dla $f = 1$ Hz, $C_{1/f}$ (patrz równanie (13)) na podstawie pomiaru wariancji Allana i wykorzystali tę zależność do określenia widma szumu $1/f$ związanego z emisją cząstek α [21].

3. FLUKTUACJE W SYSTEMACH RÓWNOWAGOWYCH

Szumy typu $1/f$ obserwowane są głównie w warunkach nierównowagowych, tzn. w obecności zewnętrznego pola elektrycznego lub termicznego [8]. W systemach elektrycznych są one obserwowane jako fluktuacje napięcia lub prądu. Gęstość widmowa kwadratu

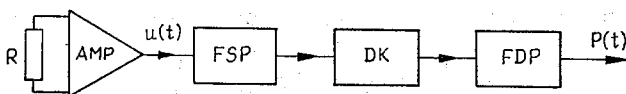
napięcia (lub prądu) tych fluktuacji jest typu $1/f$ i jest proporcjonalna do kwadratu polaryzującego napięcia (lub prądu) zgodnie ze wzorem

$$S_U(f) = \frac{C_{1/f} U^2}{f}. \quad (13)$$

W związku z tym powstało szereg teorii, które wiążą występowanie szumu typu $1/f$ wyłącznie z systemem nierównowagowym [22]—[24].

3.1. Równowagowe fluktuacje konduktywności

W 1976 r. Clarke i Voss pokazali jednak, że szum $1/f$ można obserwować również w warunkach równowagi termodynamicznej. Wykazali oni, iż w półprzewodnikach i ciągłych warstwach metalicznych głównym czynnikiem wywołującym szum $1/f$ są fluktuacje konduktywności [7] [25]. Fluktuacje te nie są wywoływane obecnością polaryzującego prądu. Podstawą eksperymentu był w tym przypadku pomiar widma kwadratu napięcia szumu termicznego rezystora. Na rys. 2 przedstawiono schemat układu pomiarowego,



Rys. 2. Schemat ilustrujący zasadę eksperymentu Clarke'a i Vossa

AMP — wzmacniacz, FSP — filtr środkowoprzepustowy, DK — detektor kwadratowy, FDP — filtr dolnoprzepustowy

który zastosowali Clarke i Voss. Na wejściu układu znajduje się rezystor R , który wraz z pojemnością wejściową wzmacniacza C tworzy filtr dolnoprzepustowy dla generowanego w rezystorze szumu termicznego. Na wyjściu wzmacniacza napięcie $u(t)$ fluktuuje zatem z widmem

$$S_U(f) = \frac{4kTR}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2}, \quad (14)$$

gdzie $\tau = RC$ jest stałą czasową układu wejściowego, T temperaturą bezwzględną, a k stałą Boltzmanna.

Zastosowanie filtra środkowoprzepustowego (FSP) detektora kwadratowego (DK), a następnie dolnoprzepustowego (FDP) powoduje, iż na wyjściu układu pomiarowego otrzymamy wielkość

$$P(t) = \bar{P} + P_o(t).$$

Wartość średnia $\bar{P}$ dana jest wzorem

$$\bar{P} = \int_{f_0}^{f_1} S_U(f) df = 4kTR \int_{f_0}^{f_1} (1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{-1} df, \quad (15)$$

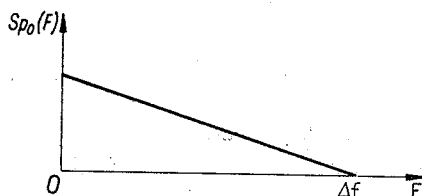
gdzie f_0 jest dolną, a f_1 górną częstotliwością graniczną FSP.

Wielkość $P_o(t)$ jest wolnozmienną wielkością fluktuującą z widmem [26]

$$S_{P_o}(F) = \int_{f_0}^{f_1} S_U(f) S_U(f+F) df. \quad (16)$$

Postać widma danego wzorem (16) przedstawiono na rys. 3. Jeśli wybierzemy dostatecznie szerokie pasmo filtru $\Delta f = f_1 - f_0$, wtedy możemy przyjąć, że $S_P(F)$ jest „białe” dla małych wartości F .

Przypuśćmy teraz, że zarówno temperatura T jak i rezystancja R są wolnofluktuującymi wielkościami wokół swych wartości średnich. W trakcie pomiaru $S_U(f)$ fluktuacje te są uśredniane, dlatego też pomiar $S_U(f)$ nie dostarczy informacji na temat ich widma.

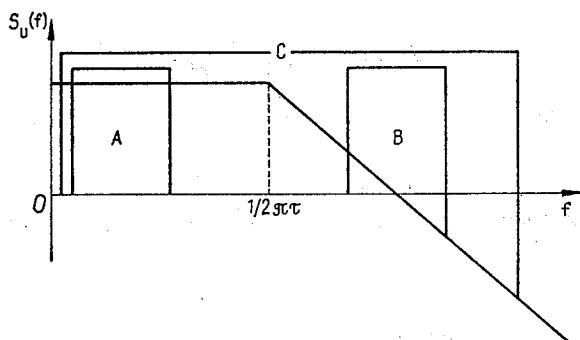


Rys. 3. Niskoczęstotliwościowa część widma szumu białego w paśmie Δf po detekcji kwadratowej

Jeżeli natomiast mierzymy widmo $S_P(f)$, to możemy wykryć fluktuacje wartości średniej określonej wzorem (15). Wpływ zmian rezystancji i temperatury na wartość średnią $\bar{P}$ zależy od wyboru pasma filtru środkowoprzepustowego i jest dany równaniem

$$\frac{\Delta P(t)}{\bar{P}} = (1 \pm \beta T) \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta R}{R}, \quad (17)$$

gdzie $\beta \equiv 1/R \partial R / \partial T$ jest temperaturowym współczynnikiem rezystancji; znak plus dotyczy przypadku, gdy pasmo filtru leży poniżej częstotliwości granicznej $\frac{1}{2\pi\tau}$: $f_0 < f_1 \leq 1/2\pi\tau$ (przypadek A na rys. 4), znak minus odpowiada przypadkowi $1/2\pi\tau \leq f_0 < f_1$ (przypadek B na rys. 4).



Rys. 4. Ilustracja możliwości wyboru pasma filtru środkowoprzepustowego w stosunku do widma szumu termicznego

$1/2\pi\tau$ — częstotliwość graniczna szumu cieplnego; f_0, f_1 — dolna i górna granica pasma filtru środkowoprzepustowego; A: $f_0 < f_1 \leq 1/2\pi\tau$, B: $f_1 > f_0 \geq 1/2\pi\tau$, C: $f_0 \leq 1/2\pi\tau \leq f_1$

Jeżeli pasmo filtru obejmuje większość mocy generowanego szumu, tzn. $f_0 \leq 1/2\pi\tau \leq f_1$ (przypadek C na rys. 4), to wartość średnia $\bar{P}$ jest czuła tylko na fluktuacje termiczne

$$\frac{\Delta P(t)}{\bar{P}} = \frac{\Delta T}{T}. \quad (18)$$

Powyższym przypadkom odpowiadają względne gęstości widmowe mocy $P(t)$

$$\frac{S_P(f)}{\bar{P}^2} = (1 \pm \beta T)^2 \frac{S_T(f)}{T^2} + \frac{S_R(f)}{R^2} + \frac{S_{P_0}(f)}{\bar{P}^2}, \quad (19)$$

zgodnie z równaniem (17) (dla przypadku *A* i *B*) oraz

$$\frac{S_P(f)}{\bar{P}^2} = \frac{S_T(f)}{T^2} + \frac{S_{P_0}(f)}{\bar{P}^2}, \quad (20)$$

zgodnie z równaniem (18) (dla przypadku *C*).

W ten sposób, wybierając odpowiednio pasmo filtru, pomiar widma $P(t)$ staje się pomiarem równowagowych fluktuacji rezystancji lub temperatury, jeśli tylko fluktuacje te są dostatecznie duże, aby zdominować $S_{P_0}(f)$.

Clarke i Voss wybrali próbkę InSb, w której fluktuacje temperaturowe są pomijalnie małe [7] [25]. Aby $S_R(f)/R^2$ było na tyle duże, aby przewyższyć $S_{P_0}(f)/\bar{P}^2$, próbkę wycięto możliwie małą. Pomiar widma $S_P(f)$ jest więc w istocie pomiarem widma $S_R(f)$. Mamy bowiem $S_P(f)/\bar{P}^2 \simeq S_R(f)/R^2$. Pomiar widma szumu napięcia $u(t)$ w warunkach polaryzacji jest pomiarem widma fluktuacji rezystancji w warunkach nierównowagowych, ponieważ dla próbki o liniowej charakterystyce $I = f(U)$ mamy

$$\frac{S_U(f)}{U^2} = \frac{S_R(f)}{R^2}. \quad (21)$$

Clarke i Voss zmierzili oba widma: $S_P(f)/\bar{P}^2$ i $S_U(f)/U^2$. Obie gęstości widmowe były typu $1/f$, a ich wartości były jednakowe. Można zatem zapisać

$$\frac{S_R}{R^2} = C_{1/f} \frac{1}{f}. \quad (22)$$

Zasadniczą trudność w przeprowadzeniu tego eksperymentu stanowiło osiągnięcie wspomnianego wyżej warunku $S_R(f)/R^2 \geq S_{P_0}(f)/\bar{P}^2$. Gdy pasmo filtru wybierzemy jak w przypadku *A* na rys. 4, częstotliwość f_c , przy której szum typu $1/f$ zacznie przewyższać szum biały, wynosi [27]

$$f_c \simeq C_{1/f} f_1. \quad (23)$$

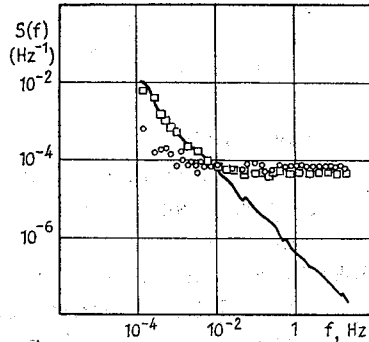
Ponieważ $C_{1/f}$ rzadko przewyższa wartość 10^{-7} [27], zaś f_1 musi leżeć poniżej częstotliwości granicznej $1/2\pi\tau$, zatem $f_c \ll 1$ Hz, co sprawia duże kłopoty pomiarowe. Clarke i Voss ominęli tę trudność wybierając pasmo filtru jak w przypadku *B* na rys. 4. Otrzymujemy wtedy

$$f_c \simeq 3C_{1/f} f_0, \quad (24)$$

przy czym f_0 leży powyżej częstotliwości granicznej $1/2\pi\tau$ i jest jedynie ograniczone czułością przyrządów rejestrujących $u(t)$.

Clarke i Voss przeprowadzili jeszcze jeden eksperyment, który wykazał istnienie fluktuacji temperaturowych w cienkiej warstwie Nb [7]. Wybór pasma filtru jak w przypadku *B* na rys. 4 potwierdził raz jeszcze zgodność fluktuacji rezystancji obserwowanych w warunkach równowagowych i nierównowagowych. Jednakże wybór pasma jak w przypadku *C*

na rys. 4 wykazał istnienie fluktuacji temperatury (rys. 5). Eksperyment ten potwierdził sformułowaną już wcześniej przez Clarka i Vossa teorię istnienia fluktuacji temperaturowych w ciągłych warstwach metalicznych [25]. Obecność fluktuacji temperaturowych w warstwach metalicznych stwierdzono również w innych eksperymentach [28] [29].



Rys. 5. Gęstość widmowa mocy szumu $1/f$ w próbce Nb

Linia ciągła przedstawia wynik pomiaru $S_U(f)/U^2$, prostokąty przedstawiają wyniki pomiaru $S_P(f)/P^2$ z filtrem o paśmie powyżej częstotliwości granicznej szumu cieplnego (przypadek B na rys. 4), kółka reprezentują wyniki pomiaru $S_P(f)/P^2$ z filtrem o paśmie zawierającym częstotliwość graniczną (przypadek C na rys. 4) [7]

3.2. Fluktuacje temperaturowe

Brak wykrywalnego szumu typu $1/f$ w manganie, który ma temperaturowy współczynnik rezystancji β bliski zeru, skłonił Clarke'a i Vossa do zaproponowania temperaturowego modelu szumów $1/f$ w ciągłych warstwach metalicznych [25]. Jeżeli przyjąć, że fluktuacje temperatury modulują rezystancję warstwy, możemy zapisać

$$\frac{S_U(f)}{U^2} = \beta^2 \frac{S_T(f)}{T^2}. \quad (25)$$

Równanie (25) w prosty sposób uzasadnia nieobecność szumu $1/f$ w manganie, dla którego $\beta \simeq 0$. Clarke i Voss podjęli próbę teoretycznego uzasadnienia występowania fluktuacji temperatury. Założyli oni istnienie źródła szumów $F(x, t)$, nieskorelowanego przestrzennie ani czasowo, o zerowej wartości średniej (np. szum biały). Do opisu warstwy użyli równania dyfuzyjnego

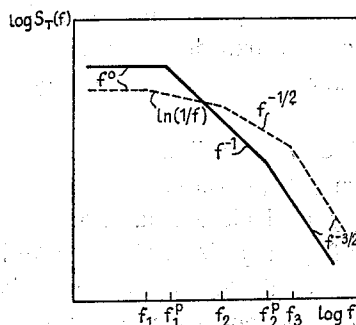
$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \nabla^2 T + \frac{1}{C} \frac{\partial F(x, t)}{\partial x}, \quad (26)$$

gdzie D jest stałą dyfuzji, a C pojemnością cieplną warstwy.

Stosując metodę Langevina, zgodnie z równaniem (26) określili oni postać gęstości widmowej mocy lokalnych fluktuacji temperatury $S_T(f)$. Postać otrzymanego widma przedstawiono na rys. 6 (krzywa przerywana). Częstotliwości dzielące widmo na poszczególne regiony dane są wzorem

$$f_i = \frac{D}{\pi l_i^2} \quad i = 1, 2, 3, \quad (27)$$

gdzie l_i jest jednym z wymiarów próbki; widmo nie posiada „obszaru” $1/f$.



Rys. 6. Gęstość widmowa mocy $S_T(f)$ określona na podstawie modelu dyfuzyjnego opisanego równaniem (26) Linia przerywana załamuje się w punktach $f_1 = D/\pi l^2$; linia ciągła dotyczy modelu empirycznego uwzględniającego obecność podłoża (równ. (29)) i załamuje się w punktach $f_1^P = D/\pi l^2$, $f_2^P = D/\pi w^2$ [25]

Clarke i Voss przyjęli jednakże, że wpływ podłoża oraz generalnie niejednorodność systemu powodują powstanie szumu $1/f$ między częstotliwościami granicznymi: $f_1^P = D/\pi l^2$, $f_2^P = D/\pi w^2$, określonymi przez długość l i szerokość w w warstwy (krzywa ciągła na rys. 6). Zastosowanie warunku normalizacyjnego [25] [27]

$$\int_0^{\infty} S_T(f) df = kT^2/C \quad (28)$$

prorowadzi do określenia wielkości widma w obszarze $1/f$

$$\frac{S_v(f)}{U^2} = \beta^2 kT^2/C [3 + 2\ln(l/w)] f. \quad (29)$$

Obliczone na podstawie wzoru (29) wielkości szumu $1/f$ wykazują bardzo dobrą zgodność z eksperymentem [25]. Dla metalu w temperaturze pokojowej mamy: $C = 3N_A k$, co wprowadza do mianownika równania (29) liczbę atomów N_A (dla metalu równą w przybliżeniu liczbie nośników ładunku N) i prowadzi do jakościowej zgodności (29) z pół-empirycznym wzorem Hooge (rozdz. 4, równ. (31)).

Równanie dyfuzyjne (26) nazywane jest często modelem „F” [29]. Wyprowadzona w oparciu o nie przestrzenno-czasowa funkcja korelacji: $R_T(s, \tau) = \overline{\Delta T(x+s, t+\tau) \Delta T(x, t)}$ wykazuje brak korelacji przestrzennej w tej samej chwili czasu: $R_T(s, 0) = \delta(s)$. Clarke i Voss zaproponowali, aby równanie (26) zmodyfikować

$$\frac{\partial T}{\partial t} = DV^2 T + \frac{1}{C} P(x, t), \quad (30)$$

gdzie $P(x, t)$ ma identyczne własności jak $F(x, t)$. Jest to tzw. model „P”. Przyjęcie modelu „P” daje możliwość teoretycznego wyprowadzenia obszaru $1/f$ w widmie $S_T(f)$. Funkcja $R_T(s, \tau)$ obliczona dla modelu „P” wykazuje korelacje fluktuacji w tej samej chwili czasu, $R_T(s, 0) \sim 1/s$.

Clarke i Voss pokazali [25], że możliwe jest eksperymentalne określenie tej funkcji korelacji. Udowodnili oni, że funkcja korelacji, a dalej gęstość widmowa (jako jej transformata Fouriera), określona na podstawie odpowiedzi impulsowej układu (próbki), odpowiada modelowi „F”. W przypadku odpowiedzi na wymuszenie skokowe możemy

określić gęstość widmową odpowiadającą modelowi „P”. Wyniki doświadczalne przedstawione w pracy [25] wykazują bardzo dobrą zgodność zmierzonej gęstości widmowej z gęstością obliczoną na podstawie odpowiedzi skokowej (a zatem określoną dla modelu „P”).

O ile jednak model „F” dawał możliwość fizycznego uzasadnienia występowania przypadkowego źródła sygnału ($F(x, t)$ może być interpretowane jako szum termiczny), o tyle model „P” zakładający istnienie źródła skorelowanych przestrzennie fluktuacji nie jest uzasadniony od strony fizycznej. W 1977 r. Clarke i Ketchen przedstawili wyniki pomiarów przeprowadzonych w cienkich warstwach metalicznych, których aproksymacja za pomocą modelu „F” jest o wiele lepsza niż przy pomocy modelu „P” [29]. Przedstawiono również inne wyniki eksperymentalne, które pozostają w sprzeczności z modelem podanym przez Clarke’a i Vossa [27]. Jedną z przyczyn takiej rozbieżności jest wpływ podłoża lub ogólniej niejednorodność systemu [29]. Model fluktuacji termicznych wymaga więc dalszych badań i modyfikacji. Jednakże nawet w przypadku pełnej pozytywnej weryfikacji tego modelu w odniesieniu do warstw metalicznych, rozszerzenie jego stosowności wydaje się być ograniczone. Jak już bowiem wyżej wspomniano, nie jest on w stanie opisać ilościowo szumów typu $1/f$ występujących w wielu innych materiałach, jak np. półprzewodnikach, warstwach nieciągłych itp.

4. STYKI PUNKTOWE

W 1969 r. Hooge i Hoppenbrouwers pokazali na przykładzie dużej grupy materiałów, że szum typu $1/f$ w przypadku próbek jednorodnych spełnia następującą relację [1]

$$\frac{S_R(f)}{R^2} = \frac{\alpha}{N} \frac{1}{f}, \quad (31)$$

gdzie N jest całkowitą liczbą nośników w próbce, zaś α jest stałą równą w przybliżeniu $\alpha \simeq 10^{-3}$.

Jest to zależność empiryczna, która wiąże szum $1/f$ ze zjawiskami objętościowymi. Dla znalezienia eksperymentalnych argumentów potwierdzających relację (31) Hooge i Hoppenbrouwers badali szum generowany przez styk punktowy jako wygodną realizację próbki o małej całkowitej liczbie nośników. Przyjmując sferyczny model styku określili oni wpływ promienia styku na rezystancję styku R , liczbę zawartych w nim nośników N oraz poziom gęstości widmowej mocy generowanego szumu. Teoretyczne obliczenia doprowadziły do wniosku, że względna gęstość widmowa szumu $S_R(f)/R^2$ jest proporcjonalna do trzeciej potęgi rezystancji styku

$$\frac{S_R(f)}{R^2} \sim R^3. \quad (32)$$

Zmieniając za pomocą nacisku promień styku zmieniali jego rezystancję oraz wartość gęstości widmowej szumu $1/f$. Ich pomiary potwierdziły zależności (32) oraz (31). W 1976 r. Vandamme przeprowadził analizę styku punktowego uwzględniając bardziej zbliżony do rzeczywistości model eliptyczny [30] [31]. Potwierdził on również poprawność przyjętego przez Hooge modelu szumów $1/f$, opisanego równaniem (31). Istnieje jednakże pew-

na rozbieżność mierzonych wartości parametru α [32]—[34], co sprawia, iż model szumów typu $1/f$ wykorzystujący równanie (31) nie jest jeszcze dotychczas w pełni zaakceptowany.

5. RUCHLIWOŚĆ SWOBODNYCH NOŚNIKÓW JAKO ŹRÓDŁO SZUMÓW $1/f$

Odkąd Clarke i Voss pokazali, że źródłem szumów $1/f$ są fluktuacje konduktywności [7] rozpoczęto intensywne poszukiwania w celu bardziej precyzyjnego ustalenia ich przyczyn. Konduktywność materiału półprzewodnikowego, np. typu n , można zapisać wzorem

$$\sigma = en\mu. \quad (33)$$

Można zatem źródła szumów $1/f$ poszukiwać we fluktuacjach koncentracji n lub ruchliwości μ . Generalnie — jak dotychczas problem ten nie został jeszcze rozwiązany. Hooge i jego współpracownicy przeprowadzili szereg eksperymentów wykazujących, iż fluktuującą wielkością jest ruchliwość swobodnych nośników ładunku [8] [27] [35—38]. Równolegle Van der Ziel i jego współpracownicy pokazali, że szumy $1/f$ w materiałach i przyrządach półprzewodnikowych dobrze opisuje model McWhortera zakładający fluktuacje koncentracji nośników związane z istnieniem powolnych stanów powierzchniowych [4—6] [39]. Fakt, że w wielu zjawiskach fizycznych koncentracja i ruchliwość występują łącznie sprawia, iż trudno jest precyzyjnie rozdzielić skutki fluktuacji tych wielkości. W 1974 r. Kleinpenning, wykorzystując zjawisko Seebecka pokazał, iż możliwe jest rozdzielenie wpływu fluktuacji n i μ na gęstość widmową mocy obserwowanego szumu typu $1/f$ [8]. Na podstawie tego eksperymentu sformułował on wniosek, że przyczyną szumu typu $1/f$ jest fluktuacja ruchliwości swobodnych nośników ładunku. Przedstawimy obecnie najważniejsze fragmenty i rezultaty tego eksperymentu.

W półprzewodniku jednorodnym, w którym występuje gradient temperatury, pojawia się kompensująca go różnica potencjałów U_{th} , zwana termo-SEM [40] [41]. Wielkość ta fluktuuje z widmem $1/f$ [8]. Widmo tego typu posiada również szum napięcia termogniwa spolaryzowanego stałym napięciem zewnętrznym U_a . Mierząc oba widma możemy obliczyć wartość współczynnika β_1 zdefiniowanego wzorem [8]

$$\beta_1 = \frac{S_{U_{th}}(f)/(k\Delta T/q)^2}{S_{U_a}(f)/U_a^2}, \quad (34)$$

gdzie q jest ładunkiem elektronu, k stałą Boltzmanna, a ΔT przyłożoną różnicą temperatur.

Wyznaczona według wzoru (34) wartość współczynnika β_1 wynosi około 1 dla półprzewodników domieszkowanych (Si i Ge typu n oraz Ge typu p) i około 150 dla samodzielnego Ge.

Przybliżone równanie transportowe Boltzmanna dla stanów stacjonarnych ma postać [40] [41]

$$\left. \frac{\partial f(E)}{\partial t} \right|_{pol} = \frac{f(E) - f_o(E)}{\tau}, \quad (35)$$

gdzie $f(E)$ i $f_o(E)$ są odpowiednio nierównowagową i równowagową funkcją rozkładu Fermiego-Diraca określającą prawdopodobieństwo obsadzenia stanu o energii E , a τ jest czasem relaksacji.

Lewa strona równania (35) reprezentuje zmiany funkcji rozkładu spowodowane zewnętrznymi polami (elektrycznym i termicznym). Stosując równanie (35) do niezdegenerowanego półprzewodnika domieszkowanego, Kleinpenning pokazał, że zarówno w przypadku fluktuacji koncentracji jak i ruchliwości przyjętych za źródło szumów $1/f$ można znaleźć teoretyczne uzasadnienie otrzymanych wartości współczynnika β_1 (przyjęcie fluktuacji koncentracji daje $\beta_1 \simeq 1$, zaś przy założeniu fluktuacji ruchliwości otrzymuje się $\beta_1 \simeq 2,75$). W półprzewodniku samoistnym natomiast współczynnik β_1 dostarcza bardziej rozstrzygających informacji na temat źródła szumów typu $1/f$. Jeżeli przyjmiemy, że ruchliwość nośników jest zdominowana przez rozpraszanie sieciowe (co ma miejsce w przypadku samoistnego Ge w temperaturze pokojowej), to napięcie termo-SEM w niezdegenerowanym półprzewodniku jednego typu możemy zapisać następująco [40]:

$$U_{th}^n = \frac{k\Delta T}{q} \left(2 - \frac{E_F}{kT} \right), \quad (36)$$

$$U_{th}^p = -\frac{k\Delta T}{q} \left(2 + \frac{E_F + E_g}{kT} \right). \quad (37)$$

Równanie (36) dotyczy półprzewodnika typu n , a równanie (37) półprzewodnika typu p , E_g jest szerokością pasma zabronionego, zaś poziom Fermiego E_F liczony od dna pasma przewodnictwa dany jest wzorem

$$E_F = -kT \ln \frac{n}{N_c}, \quad (38)$$

przy czym N_c jest efektywną gęstością stanów w paśmie przewodnictwa.

Ponieważ w samoistnym germanie występują oba typy przewodnictwa (n i p), możemy zapisać: $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ oraz [8] [42]

$$U_{th} = \frac{U_{th}^n \sigma_n + U_{th}^p \sigma_p}{\sigma_n + \sigma_p}, \quad (39)$$

gdzie σ_n i σ_p oznaczają konduktywności odpowiednio elektronów i dziur.

Fluktuacje termo-SEM, δU_{th} , są zatem

$$\delta U_{th} = \frac{\sigma_n}{\sigma} \delta U_{th}^n + \frac{\sigma_p}{\sigma} \delta U_{th}^p + (U_{th}^n - U_{th}^p) \frac{\sigma_p \delta \sigma_n - \sigma_n \delta \sigma_p}{2}. \quad (40)$$

Ponieważ fluktuacje napięcia δU_a są spowodowane fluktuacjami konduktywności i $\delta \sigma = \delta \sigma_n + \delta \sigma_p$ [7], możemy zapisać

$$\frac{S_{U_a}(f)}{U_a^2} = \frac{S_\sigma(f)}{\sigma^2}. \quad (41)$$

Z równań (40) i (41) można wyznaczyć wprost wartość β_1 . Jak już wspomniano wyżej dla półprzewodników domieszkowanych zgodnie z pomiarami Kleinpenninga $\beta_1 = 1$. Zgodnie z definicją β_1 (równanie (34)) możemy zatem dla półprzewodnika typu n zapisać

$$S_{U_{th}^n}(f)/(k\Delta T/q)^2 = S_{\sigma_n}(f)/\sigma_n^2. \quad (42)$$

Uwzględniając równanie (42) możemy obliczyć udział pierwszego członu równania (40) w β_1 [8]

$$\frac{\left(\frac{\sigma_n}{\sigma}\right)^2 S_{v_{in}}(f)/(k\Delta T/q)^2}{S_o(f)/\sigma^2} = \frac{S_{\sigma_n}(f)}{S_o(f)}. \quad (43)$$

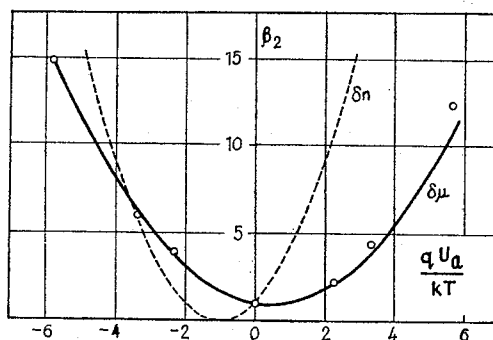
Uwzględniając fakt, że w samoistnym Ge w temperaturze pokojowej $\sigma_n \simeq 2\sigma_p$, można wykazać, że wartość stosunku określonego równaniem (43) jest rzędu jedności. W oparciu o podobne rozumowanie możemy pokazać, że udział drugiego członu równania (40) w β_1 jest także rzędu 1. Ponieważ dla samoistnego germanu oczekujemy $\beta_1 = 150$, więc dla tego przypadku możemy pominąć udział dwóch pierwszych członów równania (40) w β_1 . Mamy zatem

$$\beta_1 = 100 \frac{4S_{\sigma_p}(f) + S_{\sigma_n}(f) - 4S_{\sigma_n\sigma_p}(f)}{S_{\sigma_p}(f) + S_{\sigma_n}(f) + 2S_{\sigma_n\sigma_p}(f)}. \quad (44)$$

Przyjmijmy teraz, że szum $1/f$ powodują fluktuacje koncentracji nośników ładunku. Ponieważ w półprzewodniku spełnione jest równanie $np = n_i^2$, więc fluktuacje koncentracji elektronów i dziur, a przez to i konduktywności σ_n i σ_p są silnie skorelowane

$$\frac{\delta\sigma_n}{\sigma_n} = -\frac{\delta\sigma_p}{\sigma_p}. \quad (45)$$

Uwzględniając równanie (45) otrzymujemy na podstawie (44) wartość $\beta_1 = 1600$. Jeżeli natomiast założymy, że wielkością fluktuującą jest ruchliwość, wtedy fluktuacje konduktywności w obu pasmach (walencyjnym i przewodnictwa) są nieskorelowane: $\overline{\delta\sigma_n\delta\sigma_p} = 0$. Ponieważ liczba nośników w obu pasmach jest taka sama, zatem zgodnie ze wzorem (31) mamy: $S_{\sigma_n}(f)/\sigma_n^2 = S_{\sigma_p}(f)/\sigma_p^2$, co w konsekwencji daje $\beta_1 \simeq 160$ i jest bardzo dobrym przybliżeniem wartości otrzymanej w eksperymencie.



Rys. 7. Zależności współczynnika β_2 danego równaniem (46) dla termooigniwa spolaryzowanego napięciem zewnętrznym U_a

Punkty pomiarowe dotyczą Si typu *n*. Linia przerywana δn jest krzywą teoretyczną obliczoną przy założeniu fluktuacji koncentracji. Krzywa ciągła $\delta\mu$ obliczona jest dla fluktuacji ruchliwości [8]

Kleinpenning dostarczył jeszcze jednego argumentu na fluktuacje ruchliwości nośników jako źródło szumów $1/f$. Argument ten jest oparty na pomiarach współczynnika β_2 zdefiniowanego wzorem [8]

$$\beta_2 = \frac{S_{v_a}(f)}{S_{v_{th}}(f)} \quad (46)$$

w półprzewodniku domieszkowanym. Kleinpenning wyznaczył zależność współczynnika β_2 od przyłożonego napięcia zewnętrznego U_a . Wyniki pomiarów zależności β_2 od napięcia U_a pokazano na rys. 7 w postaci punktów pomiarowych. Na rys. 7 pokazano także zależności teoretyczne wynikające z przyjęcia jako przyczyny szumów $1/f$ fluktuacji koncentracji (krzywa δn) oraz ruchliwości swobodnych nośników ładunku (krzywa $\delta \mu$). Krzywą δn uzyskano z równania transportowego (35) zakładając, że fluktuacje koncentracji δn są dane wzorem

$$\delta n = \int_0^\infty \delta n(E) dE, \quad (47)$$

przy czym $\delta n(E)$ określa rozkład fluktuacji koncentracji nośników po energii w paśmie przewodnictwa

$$\delta n(E) = \frac{\partial n(E)}{\partial E_F} \frac{\partial E_F}{\partial n} \delta n, \quad (48)$$

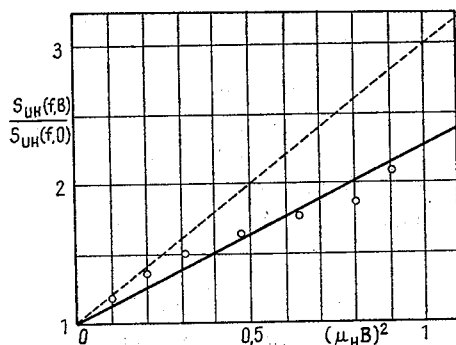
$n(E)$ jest równowagowym rozkładem koncentracji nośników w paśmie przewodnictwa określonym przez funkcję gęstości stanów i rozkład Fermiego-Diraca. Krzywą $\delta \mu$ uzyskano zakładając, że fluktuującą wielkością jest ruchliwość nośników ładunku, przy czym jej fluktuacje w poszczególnych przedziałach energii (E , $E + dE$) są niezależne oraz opisane wzorem (31). Jak widać z rysunku, eksperyment wskazuje na fluktuacje ruchliwości jako na źródło szumów $1/f$.

Jeszcze innym argumentem potwierdzającym tezę fluktuacji ruchliwości jako przyczyny szumów $1/f$ są rozważania dotyczące szumu typu $1/f$ napięcia Halla. W 1976 r. Kleinpenning i Bell obliczyli teoretyczną wartość współczynnika β_3 , będącego stosunkiem względnych gęstości widmowych szumu napięcia Halla U_H i szumu napięcia polaryzującego U_a [35]

$$\beta_3 = \frac{S_{U_H}(f)/U_H^2}{S_{U_a}(f)/U_a^2}. \quad (49)$$

Przyjmując jako źródło szumu $1/f$ fluktuacje ruchliwości otrzymali $\beta_3 = 0,6$, zaś w przypadku fluktuacji koncentracji $\beta_3 = 1$. Ponieważ wartość β_3 zmierzona doświadczalnie wynosi 0,6, więc współczynnik β_3 nie dostarcza argumentu pozwalającego rozstrzygnąć o źródle obserwowanego szumu typu $1/f$.

W 1980 r. Kleinpenning zmierzył szum napięcia Halla U_H w obecności pola magnetycznego o indukcji B : $S_{U_H}(f, B)$ oraz szum między elektrodami Halla bez zewnętrznego pola magnetycznego: $S_{U_H}(f, 0)$ [36]. Na rys. 8 przedstawiono doświadczalne wartości stosunku $S_{U_H}(f, B)/S_{U_H}(f, 0)$ (punkty pomiarowe) dla różnych wartości indukcji B . Linie na rys. 8 określone są na podstawie obliczeń, przyjmujących jako źródło szumów $1/f$ fluktuacje



Rys. 8. Zależność gęstości widmowej mocy szumu $1/f$ napięcia Halla od iloczynu ruchliwości holowskiej μ_H i indukcji B

Punkty pomiarowe dotyczą Ge typu n . Linia przerywana obliczona jest dla fluktuacji koncentracji, linia ciągła dla fluktuacji ruchliwości [36]

koncentracji (linia przerywana) lub ruchliwości (linia ciągła) swobodnych nośników ładunku. Jak widać, dane doświadczalne przemawiają za ruchliwością jako za przyczyną szumów $1/f$.

Ostatnio Kusy i Kleinpenning pokazali, że przyjmując fluktuacje ruchliwości jako źródło szumów $1/f$ można opisać ilościowo szum $1/f$ w warystorach ZnO [44] [45]; uzyskali oni przy tym zadowalającą zgodność obliczeń teoretycznych i danych doświadczalnych.

Przytoczone wyżej argumenty wydają się zgodnie przemawiać za ruchliwością swobodnych nośników jako przyczyną szumów $1/f$. W sferze teoretycznej argumenty te bazują na następujących założeniach:

(i) fluktuacje ruchliwości w przedziałach energii $(E, E+dE)$ oraz w pasmach walencyjnym i przewodnictwa są niezależne,

(ii) fluktuacje te można opisać za pomocą równania (31).

Słuszność obu powyższych założeń nie została jednak ostatecznie udowodniona. Ostatnio Van Vliet i Zijlstra opublikowali pracę, w której podają argumenty przemawiające za tym, że założenie (ii) nie jest w pełni zasadne [46]. Uważają oni, iż obecność wielkości statycznej n w równaniu (33) powoduje, że równanie

$$\frac{\delta\mu}{\mu} = \frac{\delta\sigma}{\sigma} \quad (50)$$

nie jest spełnione, co w efekcie powoduje, że nie ma dostatecznego uzasadnienia na występowanie wielkości N w równaniu (31). Te i inne argumenty powodują, że teza o ruchliwości swobodnych nośników ładunku jako źródle szumów $1/f$ stale jeszcze wymaga pełniejszego potwierdzenia.

5.1. Rozpraszanie sieciowe

Mimo, że nie zostało jeszcze w pełni wykazane, iż fluktuacje ruchliwości są przyczyną szumów $1/f$, wielu autorów skoncentrowało swe prace na problemie, który z mechanizmów rozpraszania wywołuje te fluktuacje. Kleinpenning przeprowadzając eksperyment, w któ-

rym badał szum w termo-ogniwie [8], uzyskał swój wynik (wskazujący, iż fluktuującą wielkością jest ruchliwość) zakładając, że dominuje w nim rozpraszanie sieciowe (wartość $\beta_1 = 2,75$ uzyskana została przy założeniu, że o rozpraszaniu decyduje rozpraszanie sieciowe). W 1978 r. Hooge i Vandamme przeprowadzili eksperyment potwierdzający słuszność tego założenia [9]. Badali oni półprzewodniki, w których występują dwa typy rozpraszania: rozpraszanie sieciowe (*lattice scattering*) i rozpraszanie na domieszkach (*impurity scattering*). Obserwowana ruchliwość μ jest wtedy dana wzorem

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{latt}} + \frac{1}{\mu_{imp}}. \quad (51)$$

Przypuśćmy, że szum $1/f$ wywołuje rozpraszanie sieciowe. Na podstawie równania (51) otrzymamy wtedy

$$\frac{S_{\mu}(f)}{\mu^2} = \frac{\mu^2}{\mu_{latt}^2} \frac{S_{\mu_{latt}}(f)}{\mu_{latt}^2}. \quad (52)$$

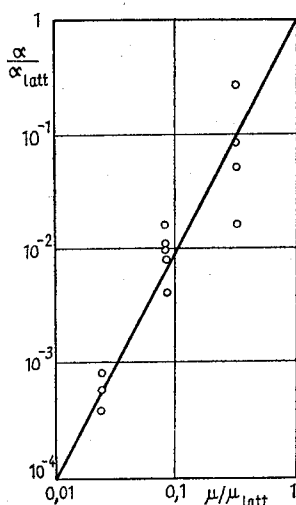
Wykorzystując wzór (31), równanie (52) możemy przepisać w postaci

$$\frac{\alpha}{N} \frac{1}{f} = \frac{\mu^2}{\mu_{latt}^2} \frac{\alpha_{latt}}{N} \frac{1}{f}, \quad (53)$$

lub

$$\alpha = \left(\frac{\mu}{\mu_{latt}} \right)^2 \alpha_{latt}, \quad (54)$$

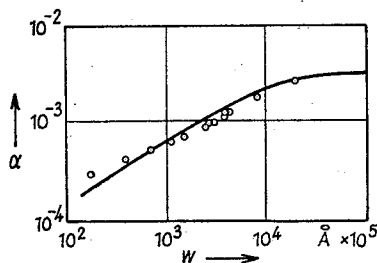
gdzie α jest parametrem Hooge w półprzewodniku, w którym występują oba typy rozpraszania, zaś α_{latt} jest parametrem Hooge w półprzewodniku, w którym przeważa rozpraszanie sieciowe. Na rys. 9 przedstawiono wykres otrzymany na podstawie równania (54) przy założeniu, że $\alpha_{latt} = 2 \cdot 10^{-3}$. Punkty pomiarowe dotyczą germanu typu *p* o różnym stopniu domieszkowania. Dane eksperymentalne potwierdzają poprawność przyjętego założenia, że rozpraszanie sieciowe stanowi mechanizm decydujący o powstaniu szumów $1/f$.



Rys. 9. Parametr Hooge α jako funkcja ruchliwości μ

Wartości α_{latt} i μ_{latt} są wyznaczone dla materiałów, w których nie dominuje rozpraszanie na domieszkach ani rozpraszanie powierzchniowe. Punkty pomiarowe dotyczą Ge typu *p*. Linia ciągła wykreślona zgodnie z równaniem (54) [9]

W 1979 r. Hooge i współpracownicy przedstawili argumenty przemawiające za tym, że pomijalny jest również wpływ rozpraszania powierzchniowego na szum $1/f$ [47]. Przeanalizowali oni wpływ grubości cienkich warstw Bi na długość średniej drogi swobodnej elektronu. Następnie zakładając, że szum $1/f$ nie jest wywołany rozpraszaniem na powierzchni, określili teoretyczną zależność parametru α od grubości warstwy w . Na rys. 10 przed-



Rys. 10. Parametr α jako funkcja grubości w warstwy cienkiej z bizmutu

Punkty pomiarowe określono dla warstw Bi różnej grubości. Linia jest krzywą teoretyczną wykreśloną przy założeniu, że rozpraszanie powierzchniowe nie jest źródłem szumów typu $1/f$ [47]

stawiono wartości parametru α zmierzone dla warstw bizmutu o różnej grubości oraz krzywą teoretyczną. Eksperyment potwierdza słuszność przyjętego założenia, że źródłem szumów typu $1/f$ nie jest rozpraszanie powierzchniowe. Przedstawione dane doświadczalne wskazują więc na mechanizm rozpraszania sieciowego jako na przyczynę obserwowanego szumu typu $1/f$. Możemy zatem określić źródło szumów typu $1/f$ w półprzewodnikach jako nieskorelowane przestrzennie ani energetycznie (założenie (ii)) fluktuacje w rozpraszaniu sieciowym [27].

Wzór (31) możemy w związku z tym przepisać w postaci

$$\frac{S_{\mu_{latt}}(f, \vec{r}, \vec{r}', E, E')}{\mu_{latt}^2} = \frac{\alpha}{n(\vec{r}, E)f} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(E - E'), \quad (55)$$

gdzie $S_{\mu_{latt}}(f, \vec{r}, \vec{r}', E, E')$ jest wzajemną gęstością widmową mocy [48] szumu wywołanego rozpraszaniem sieciowym, $n(\vec{r}, E)$ jest koncentracją nośników o energii E w punkcie określonym wektorem $\vec{r}$, a δ — funkcją delta Diraca.

6. PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W niniejszej pracy przedstawiono te eksperymenty i modele w badaniach szumów $1/f$, które zwłaszcza ostatnio wywarły istotny wpływ na rozwój wiedzy o tym zjawisku. W zakresie modeli matematycznych skoncentrowano się głównie na tych próbach opisu szumów $1/f$, które traktują zjawisko jako proces niestacjonarny. Chodzi tu o nieznaczące odchylenie od stacjonarności, które ma swoje motywacje teoretyczne, jak i potwierdzenie doświadczalne. W tym zakresie na szczególną uwagę zasługują:

— funkcja struktury zdefiniowana równaniem (7) jako wielkość stosowana w dziedzinie czasu zamiast funkcji autokorelacji; dla niektórych procesów stochastycznych funkcja struktury nie jest zależna od czasu, pomimo że funkcja autokorelacji jest funkcją czasu;

- zbliżona do funkcji struktury wielkość zwana wariancją Allana, (równanie (12)), której połączenie z gęstością widmową mocy oraz wykorzystanie do opisu szumu $1/f$ w emisji promieniowania α zaproponowali ostatnio Van Vliet i Händel [20] [21];
- koncepcja tzw. szumów ułamkowych opisana równaniem (8), zgodnie z którą szum $1/f$ można otrzymać jako całkę rzędu $1/2$ z szumu białego, czyli na wyjściu układu o transmitancji $H(j\omega) \sim 1/\omega^{1/2}$ sterowanego szumem białym; niestacjonarny szum $1/f$ można więc modelować jako superpozycję impulsów relaksacyjnych, dla których rozkład czasów relaksacji nie jest ograniczony od dołu [11] [18] [19].

Wśród głównych eksperymentów w badaniach szumów $1/f$ należy wymienić:

- doświadczenia Hooge i Hoppenbrouwersa przeprowadzone w 1969 r. na stykach punktowych jako próbkach o małej całkowitej liczbie swobodnych nośników ładunku [1—3]; efektem tych badań był m.in. wniosek, że szum $1/f$ w jednorodnych próbkach można opisać równaniem (31) i że można go traktować jako zjawisko objętościowe; równanie to zostało już wielokrotnie potwierdzone i stało się podstawą szeregu modeli zjawiska, ostatnio także w opisie szumów $1/f$ materiałów i elementów o strukturze heterogenicznej [44] [45] [49];
- eksperyment Vossa i Clarke'a [7], który dostarczył jednoznacznego argumentu, pozwalającego na udowodnienie przyjmowanej już przedtem dość często tezy, że szумы $1/f$ są fluktuacjami konduktywności; jednocześnie eksperyment Vossa i Clarke'a rozszerzył obszar obserwowalności szumów $1/f$ do systemów równowagowych;
- serię doświadczeń Kleinpenninga [8] [35] [36], które dostarczyły szeregu wysoce wiarygodnych argumentów przemawiających za tym, że szумы $1/f$ są fluktuacjami ruchliwości;
- doświadczenia Hooge i współpracowników [9] [27] [38] [47] — przyjąwszy tezę o fluktuacji ruchliwości nośników jako źródle szumów $1/f$ — stanowią kolejny krok i dostarczają argumentów przemawiających za tym, że szумы $1/f$ są spowodowane przez rozpraszanie sieciowe, nie zaś przez rozpraszanie na domieszkach i granicach ziaren.

Do wyjaśnienia i opisu eksperymentów przeprowadzonych w badaniach szumów $1/f$ opracowane są fizyczne modele tego zjawiska. Do najważniejszych i takich, które dotychczas przetrwały należą:

- teoria McWhortera [4] [5], według której szum $1/f$ jest zjawiskiem powierzchniowym i jest spowodowany fluktuacjami koncentracji swobodnych nośników ładunku; fizycznym uzasadnieniem istnienia wymaganego szerokiego rozkładu czasów relaksacji są np. powolne stany powierzchniowe w półprzewodnikach; teoria ta została wielokrotnie pozytywnie zweryfikowana w przypadku materiałów i przyrządów półprzewodnikowych, a także cienkich warstw metalicznych o strukturze nieciągłej [50] [51] i została szczegółowo opisana w pracach [10] [11];
- teoria Vossa i Clarke'a [25] oparta na fluktuacjach lokalnej temperatury w próbce i zastosowaniu równań dyfuzyjnych (26) i (30), stosowna zwłaszcza w odniesieniu do warstw metalicznych o strukturze ciągłej; szerokość widma $1/f$ jest w tym przypadku znacznie mniejsza niż w teorii McWhortera i jest określona przez rozmiary próbki;
- teorie bazujące na półempirycznym równaniu Hooge (31) i modelu fluktuacji ruchliwości i stosowane z dobrym powodzeniem m.in. do diod z barierą Schottky'ego [52] oraz do elementów o strukturze niejednorodnej [44] [45].

Pierwsze dwie z wymienionych teorii traktują szum $1/f$ jako proces stacjonarny, trzecia natomiast żadnych założeń odnośnie stacjonarności nie wymaga.

Na zakończenie należy raz jeszcze podkreślić, że zagadnienie szumów $1/f$ pozostaje nadal nie rozwiązane. Dotychczasowe rezultaty badań (teoretycznych i doświadczalnych) tego zjawiska nie pozwalają stwierdzić czy mechanizm wywołujący szumy $1/f$ w systemach elektrycznych jest uniwersalny, czy też istnieje wiele fizycznych możliwości jego powstawania. Dlatego uważamy, że badania powinny być nadal prowadzone w zaprezentowanych w pracy kierunkach. Powinny mieć one na celu wypełnienie istniejących w poszczególnych teoriach braków, precyzyjniejsze uzasadnienie przyjętych a priori założeń, co pozwoliłoby na pełniejszą weryfikację proponowanych modeli szumów $1/f$.

BIBLIOGRAFIA

1. F. N. Hooge, A. M. H. Hoppenbrouwers, *1/f noise in continuous thin gold films*, Physica 45, 1969, ss. 386—566.
2. F. N. Hooge, *1/f noise is no surface effect*, Physics Letters, vol. 29A, nr 3, 1969, ss. 139—140.
3. F. N. Hooge, A. M. H. Hoppenbrouwers, *Contact noise*, Physics Letters, vol. 29A, nr 11, 1969, ss. 642—643.
4. A. L. McWhorter, *1/f noise and germanium surface properties*, in: Semiconductor surface physics, ed. by R. H. Kingston, University of Pennsylvania Press, Philadelphia 1957, ss. 207—228.
5. A. Van der Ziel, *On the noise spectra of semiconductor noise and of flicker noise*, Physica XVI, nr 4, 1950, ss. 359—372.
6. A. Van der Ziel, *Fluctuation phenomena in semiconductors*, Butterworths Scientific Publication, London 1959, ss. 46—64.
7. R. F. Voss, J. Clarke, *1/f noise from systems in thermal equilibrium*, Physical Review Letters, vol. 36, nr 1, 1976, ss. 42—44.
8. T. G. M. Kleinpenning, *1/f noise in thermo-EMF of intrinsic and extrinsic semiconductors*, Physica 77, 1974, ss. 78—98.
9. F. N. Hooge, L. K. J. Vandamme, *Lattice scattering causes 1/f noise*, Physics Letters, vol. 66A, nr 4, 1978, s. 315.
10. A. Kusy, *Problemy teoretyczne szumów typu 1/f*, Rozprawy Elektrotechniczne, vol. 24, z. 3, 1978, ss. 715—743.
11. A. Kusy, *Struktura, mechanizm przewodnictwa oraz szumy typu 1/f rezystywnych warstw grubych*, Wydawnictwa Uczelniane Politechniki Rzeszowskiej, Rzeszów 1979.
12. M. S. Keshner, *1/f noise*, Proceedings of the IEEE, vol. 70, nr 3, 1982, ss. 212—218.
13. M. A. Caloyannides, *Microcycle spectral estimates of 1/f noise in semiconductors*, Journal of Applied Physics, vol. 45, nr 1, 1974, ss. 307—316.
14. J. L. Tandon, H. R. Bilger, *1/f noise as a nonstationary process: Experimental evidence and some analytical conditions*, Journal of Applied Physics, vol. 47, nr 4, 1976, ss. 1697—1701.
15. V. Radeka, *1/f noise in physical measurements*, IEEE Transactions on Electron Devices, vol. NS 16, nr 5, 1969, ss. 17—35.
16. D. A. Bell, *Electrical noise*, Van Nostrand, London 1960.
17. J. A. Barnes, D. W. Allan, *A statistical model of flicker noise*, Proceedings of the IEEE, vol. 54, nr 2, 1966, ss. 176—178.
18. M. Agu, *A nonstationary time-series having 1/f-type power spectrum*, Journal of the Physical Society of Japan, vol. 40, nr 5, 1976, ss. 1510—1511.
19. A. Bobulska i in., *Badanie szumów typu 1/f metodami symulacyjnymi*, Rozprawy Elektrotechniczne, vol. 29, z. 3, 1983, ss. 941—958.

20. C. M. Van Vliet, P. H. Händel, *A new transform linking spectral density and Allan variance*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
21. J. Gong in., *1/f noise in α -particle radioactive decay of 95 Americium 241*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
22. P. H. Händel, *Instabilities and turbulence in semiconductors*, Physical Status Solidi, vol. 29, 1968, ss. 299–306.
23. S. Teitler, M. F. M. Osborne, *Phenomenological approach to low-frequency electrical noise*, Journal of Applied Physics, vol. 41, nr 8, 1970, ss. 3274–3276.
24. J. F. Stephany, *Origin of 1/f noise*, Journal of Applied Physics, vol. 46, nr 2, 1975, ss. 665–667.
25. R. F. Voss, J. Clarke, *Flicker 1/f noise: equilibrium temperatur and risistance fluctuations*, Physical Review B., vol. 13, nr 2, 1976, ss. 556–573.
26. F. N. H. Robinson, *Noise and fluctuations in electronic devices and circuits*, Clarendon Press, Oxford, 1974, ss. 189–205.
27. F. N. Hooge in., *Experimental studies on 1/f noise*, Reports on Progress in Physics, vol. 44, 1981, ss. 479–532.
28. S. Hashiguchi, *Experimental estimation of the temperature fluctuation in a current-carrying metal microbridge*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
29. M. B. Ketchen, J. Clarke, *Low frequency noise in freely suspended thin films at the superconducting transition*, Proceedings of the Symposium on 1/f Fluctuations, Tokyo, 11–13 July, 1977, ss. 68–71.
30. L. K. J. Vandamme, *On the calculation of 1/f noise of contacts*, Applied Physics, vol. 11, 1976, ss. 89–96.
31. L. K. J. Vandamme, *On 1/f noise in ohmic contacts*, Doctoral dissertation, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, 1976.
32. L. K. J. Vandamme, *Is the 1/f noise parameter α a constant*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
33. C. M. Van Vliet, A. Van der Ziel, *1/f noise in metal films of submicron dimensions*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
34. D. M. Fleetwood, N. Giordano, *Resistivity dependence of 1/f noise in metal films*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
35. T. G. M. Kleipenning, D. A. Bell, *Hall effect noise: Fluctuation in number or mobility*, Physica, 81 B, 1976, ss. 301–304.
36. T. G. M. Kleipenning, *1/f noise in Hall effect: Fluctuations in mobility*, Journal of Applied Physics, vol. 51, nr 6, 1980.
37. F. N. Hooge, *1/f noise*, Physica, 83 B, 1976, ss. 14–23.
38. F. N. Hooge, *Discussion of recent experiments on 1/f noise*, Physica, 60, 1972, ss. 130–144.
39. K. Zheng in., *Removal of 1/f noise in HgCdTe by sputtering*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.
40. K. W. Szalimowa, *Fizyka półprzewodników*, PWN, Warszawa 1974 (tłum. z jęz. ros.).
41. W. A. Harrison, *Teoria ciała stałego*, PWN, 1976 (tłum. z jęz. ros.).
42. R. A. Smith, *Semiconductors*, Cambridge University Press, Cambridge, End ed., 1978, s. 154.
43. S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, John Wiley and Sons, 1981, s. 849.
44. A. Kusy, *1/f noise in ZnO varistors*, Proceedings of the 7th International Conference on Noise in Physical Systems and 3rd International Conference on 1/f Noise, Montpellier, 17–20 Maj, 1983.

45. A. Kusy, T.G.M. Kleinpenning, *Conduction mechanism and $1/f$ noise in ZnO varistors*, Journal of Applied Physics, vol. 54, nr 6, 1983, ss. 2900—2906.
46. C.M. Van Vliet, R.J.J. Zijlstra, *On mobility fluctuations in $1/f$ noise*, Physica 111 B, 1981, ss. 322—332.
47. F.N. Hooge in., *Boundary scattering and $1/f$ noise*, Journal of Applied Physics, vol. 50, nr 12, 1979, ss. 8087—8089.
48. J.S. Bendat, A.G. Piersol, *Random data: Analysis and Measurements Procedures*, John Wiley and Sons, 1971.
49. E.Z. Pawlak, *Szumy typu $1/f$ w cienkich warstwach półprzewodnikowych*, Rozprawy Elektrotechniczne, vol. 27, z. 2, 1981, ss. 419—430.
50. M. Celasco in., *Electrical conduction and current noise mechanism in discontinuous metal films. I. Theoretical*, Physical Review B, vol. 17, nr 6, 1978, ss. 253—263.
51. M. Celasco in., *Electrical conduction and current noise mechanism in discontinuous metal films. II. Experimental*, Physical Review B, vol. 17, nr 6, 1978, ss. 264—274.
52. T.G.M. Kleinpenning, *On low-frequency noise in tunnel diodes*, Solid State Electronics, vol. 21, nr 7, 1978, ss. 927—931.

A. KOLEK, A. KUSY

MAIN EXPERIMENTS AND MODELS IN THE RESEARCHES OF $1/f$ NOISE

Summary

Main difficulties with mathematical description of $1/f$ noise from the viewpoint of stationary and nonstationary stochastic processes have been presented. Those approaches have been primarily taken into consideration, which, while accepting some small deviations from stationarity, allow for an interesting interpretation of the phenomenon, and namely: time dependent autocorrelation function, structure function, conception of fractional noise and of Allan variance. Out of the experimental investigations which determined our knowledge on $1/f$ noise the following have been taken into account: the experiment of Voss and Clarke, presenting equilibrium fluctuations of conductivity; a series of experiments on point contacts as samples of a small number of free charge carriers, made by Hooge and coworkers; Kleinpenning's investigations of Thermo-SEM fluctuations in semiconductors, construed as evidence pertaining to the query, whether mobility or concentration fluctuates, and an investigation by Hooge and coworkers on lattice scattering, proposed as a physical phenomenon responsible for $1/f$ noise. At the end of the paper these theories and experiments are identified which, according to the authors, should be taken into account in the future research on $1/f$ noise.

A. KOLEK, A. KUSY

EXPÉRIENCES ET MODELES DANS LES RECHERCHES DES BRUITS TYPE $1/f$

Résumé

Dans l'article on a présenté les difficultés fondamentales qui apparaissent dans la description mathématique des bruits type $1/f$, du point de vue des théories des processus stochastiques stationnaires et instationnaires. On a porté attention surtout à ces théories, qui, tout en admettant de petites déviations de l'état stationnaire, permettant de faire une description du phénomène intéressante du point de vue de l'interprétation physique, à savoir: autocorrélation de la fonction dépendant du temps, fonction de la structure, conception des bruits fractionnaires et variacne d'Allan. Parmi les recherches expérimentales qui ont décidé du développement de la science sur les bruits type $1/f$, on a décrit: expérience de Voss et Clark présentant des fluctuations équilibrées de la conductivité, série d'expériences, faites par Hooge et ses collaborateurs,

concernant les points de contact considérés comme échantillons à petit nombre de porteurs libres, recherches faites par Kleinpenning, concernant les fluctuations de la force thermo-électrique dans les semiconducteurs, traités comme arguments qui facilitent la réponse à la question: si les fluctuations dues à la mobilité des porteurs de charge ou à la densité des porteurs de charge et les recherches de Hooge et de ses collaborateurs, concernant le scattering traité comme phénomène physique, sont la raison des bruits type $1/f$.

Dans la conclusion de cet article on a indiqué ces expériences et ces théories qui méritent une attention spéciale dans les recherches prochaines concernant ce phénomène.

A. KOLEK, A. KUSY

WICHTIGE EXPERIMENTE UND MODELLE BEI DER ERFORSCHUNG DES $1/f$ -RAUSCHENS

Zusammenfassung

Es wurden die hauptsächlich auftretenden Schwierigkeiten in der mathematischen Beschreibung des $1/f$ -Rauschens vom Gesichtspunkt stationärer und nichtstationärer stochastischer Prozesse zur Sprache gebracht. Besondere Aufmerksamkeit wurde denjenigen Vorschlägen geschenkt, die Abweichungen vom stationären Zustand akzeptieren, was vom Gesichtspunkt der physikalischen Interpretation eine interessante Beschreibung des Phänomens gestattet, und zwar: zeitabhängige Autokorrelationsfunktion, Strukturfunktion, Konzeption des Bruchrauschens und Allan-Variation. Von den experimentellen Forschungen, die für die Entwicklung der Erkenntnis betreffs des $1/f$ -Rauschens entscheidend sind, wurden folgende Versuche erörtert: Experiment von Voss und Clark, das die Fluktuation der Leitfähigkeit im Gleichgewichtszustand zeigt, Serie der durchgeführten Experimente an Punktkontakten als Proben mit einer geringen Anzahl freier Ladungsträger (Hooge und Mitarbeiter), Kleipennings Forschungen der Thermo-SEM-Fluktuationen in Halbleitern, wodurch Argumente gewonnen wurden für die Beantwortung der Frage, ob die Beweglichkeit oder die Konzentration freier Ladungsträger fluktuiert, und schließlich — Forschungen von Hooge und Mitarbeitern betreffs Gitterzerstreuung als des für das $1/f$ -Rauschen verantwortlichen physikalischen Phänomens. Am Schluß der Bearbeitung wurde auf diejenigen Experimente und Theorien hingewiesen, die es verdienen, in der künftigen Erforschung des $1/f$ -Rauschens beachtet zu werden.

A. КОЛЕК, А. КУСЫ

ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И МОДЕЛИ ШУМОВ ВИДА $1/f$

Резюме

Представлены основные трудности в математическом описании шумов вида $1/f$ с точки зрения теории стационарных и нестационарных случайных процессов. Особое внимание посвящено тем подходам, которые, разрешая небольшие отклонения от стационарности, делают возможным интересное — с точки зрения физической интерпретации — описание явления, а именно: корреляционной функции зависимой от времени, функции структуры, концепции дробных шумов и вариации Аллана. Среди экспериментальных исследований, которые решили о развитии познания на тему шумов вида $1/f$, обсуждены: эксперимент Восса и Клярка представляющий равновесные флуктуации удельной проводимости, серия экспериментов использующих точечные контакты в качестве образцов с малым числом свободных носителей заряда, выполненная Хоогэм и сотрудниками, исследования Кляйпеннинга флуктуации термо — СЭМ в полупроводниках как аргументов облегчающих ответ на вопрос: флуктуирует ли подвижность или концентрация и исследования Хоогэ и сотрудников сеточного рассеяния — предлагаемого как физическое явление являющееся причиной шумов вида $1/f$. В заключение работы показано те эксперименты и теории, которые заслуживают на особое внимание в дальнейших исследованиях этого явления.

Przeciwsobny wzmacniacz klasy E

STANISŁAW KUTA (KRAKÓW)

Instytut Elektroniki AGH

Otrzymano 17.2.1984

W pracy opisano przeciwsobny wzmacniacz mocy wielkiej częstotliwości klasy E zrealizowany na tranzystorach *VMOS*. Opisany układ zachowuje wszystkie zalety wzmacniacza klasy E z pojedynczym tranzystorem, a ponadto charakteryzuje się małymi zniekształceniami nieliniowymi przebiegu wyjściowego, nawet w przypadku, gdy dobroć rezonansowego obwodu wyjściowego jest mała. Analizę przebiegów czasowych oraz zależności energetycznych przeprowadzono za pomocą komputerowej metody analizy układów elektronicznych w programie *NAP-2*.

1. WSTĘP

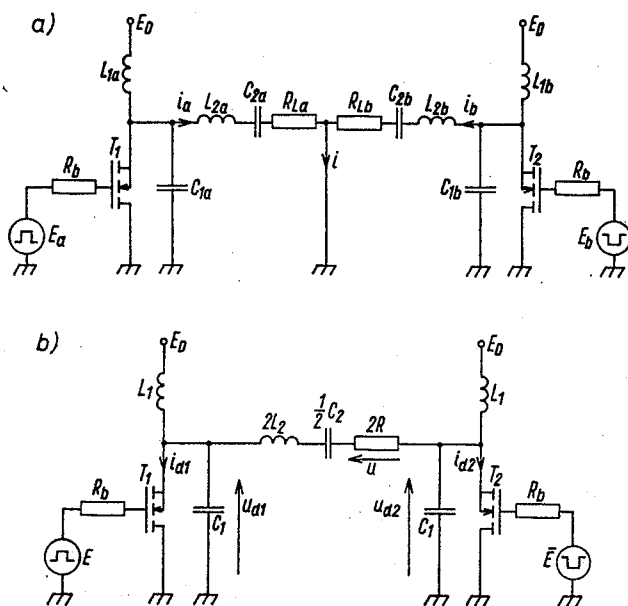
Spośród wielu parametrów wzmacniaczy mocy wielkiej częstotliwości istotne znaczenie eksploatacyjne posiada sprawność energetyczna. Dużą sprawność zapewnia impulsowa praca elementu aktywnego, polegająca na cyklicznym przełączeniu tranzystora ze stanu odcięcia do stanu nasycenia. W oparciu o powyższe założenia budowane są wzmacniacze klasy D z przełączaniem napięć lub prądów [14], lub wzmacniacze klasy E z pojedynczym tranzystorem [1 ÷ 13].

Częstotliwość pracy wzmacniaczy klasy D nie przekracza na ogół kilkunastu MHz, powyżej której parametry energetyczne wzmacniacza ulegają wyraźnemu pogorszeniu. W zakresie częstotliwości pracy wzmacniacze klasy D wielkiej częstotliwości charakteryzują się małymi zniekształceniami przebiegu wyjściowego. Znacznie większą częstotliwość pracy, przy zachowaniu dużej sprawności, można uzyskać we wzmacniaczu klasy E . Wadą wzmacniacza klasy E z pojedynczym tranzystorem jest duża zawartość harmonicznych w przebiegu napięcia wyjściowego, gdy dobroć rezonansowego obwodu wyjściowego jest mała. Powodowane to jest niesymetrycznym ładowaniem obwodu rezonansowego. W celu uzyskania małych zniekształceń nieliniowych napięcia wyjściowego należy stosować obwody rezonansowe o odpowiednio dużej dobroci, np. $Q_L > 10$. Praktyczna realizacja takiego obwodu jest trudniejsza, z uwagi na konieczność stosowania dużej wartości indukcyjności i małej wartości pojemności (we wzmacniaczu z szeregowym obwodem rezonansowym). Obwód o takich parametrach wykazuje dużą wrażliwość na zmiany wartości elementów i trudno jest zachować jego indukcyjny charakter, wymagany dla poprawnej pracy wzmacniacza.

Opisany w niniejszej pracy układ przeciwsobnego wzmacniacza klasy *E* zachowuje wszystkie zalety wzmacniacza klasy *E* z pojedynczym tranzystorem oraz cechuje się małymi zniekształceniami napięcia wyjściowego, nawet przy niewielkiej dobroci obwodu rezonansowego.

2. ZASADA DZIAŁANIA I PARAMETRY PRZECIWSOBNego WZMACNIACZA KLASY *E*

Małą wartość współczynnika zawartości harmoniczných w przebiegu napięcia wyjściowego wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości możemy uzyskać w układzie, w którym występuje symetryczne pobudzenie obwodu rezonansowego. W celu uzyskania takiego układu rozważymy najpierw pracę dwóch niesymetrycznych wzmacniaczy klasy *E*, sterowanych w przeciwfazie. Schematy ideowe tych wzmacniaczy, zrealizowanych na unipolarnych tranzystorach *VMOS* i posiadających wspólną masę, przedstawiono na rys. 1a.



Rys. 1. a) Asymetryczne wzmacniacze klasy *E*, sterowane w przeciwfazie, b) schemat ideowy przeciwsobnego wzmacniacza klasy *E*

Zakładamy, że parametry obu wzmacniaczy składowych są takie same:

$$\begin{aligned}
 L_{1a} &= L_{1b} = L_1, & L_{2a} &= L_{2b} = L_2, \\
 C_{1a} &= C_{1b} = C, & C_{2a} &= C_{2b} = C_2, \\
 R_{La} &= R_{Lb} = R, & R_{ba} &= R_{bb} = R_b, \\
 2R &= R_L, & E_a &= -E_b.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Przyjmując, że prądy w obciążeniu każdego ze składowych wzmacniaczy mają w przybliżeniu przebiegi sinusoidalne:

$$\begin{aligned} i_a &= I_m \sin(\omega t + \varphi), \\ i_b &= I_m \sin(\omega t + \varphi + \pi) = -I_m \sin(\omega t + \varphi) = -i_a \end{aligned} \quad (2)$$

oraz dokonując bilansu prądów płynących z obu obciążeń w węzle C (rys. 1a), otrzymujemy

$$i = i_a + i_b = 0. \quad (3)$$

Ponieważ suma tych prądów wynosi zero, zatem nie jest konieczne połączenie węzła C z masą układu. Układ powyższy można zatem sprowadzić do równoważnej postaci, przedstawionej na rys. 1b. Jest to przeciwsobny wzmacniacz pracujący w klasie E. Wartości elementów układu określają te same zależności, co dla konwencjonalnego wzmacniacza klasy E [1,2]:

$$C_1 = \frac{1}{5,447\omega R_L} \left(1 + \frac{0,81Q_L}{Q_L^2 + 4} \right), \quad (4)$$

$$C_2 = \frac{1}{Q_L\omega R_L} \left(1 + \frac{1,11}{Q_L - 1,7879} \right), \quad (5)$$

$$L_2 = \frac{Q_L R_L}{\omega}, \quad (6)$$

$$L_1 \approx 10 L_2, \quad (7)$$

gdzie: $Q_L = \frac{\omega L_2}{R_L}$ — dobroć szeregowego obwodu rezonansowego, C_1 stanowi sumę pojemności wyjściowej tranzystora, pojemności wyjściowej dławika wielkiej częstotliwości L_1 i pojemności dołączonej z zewnątrz.

Napięcie wyjściowe we wzmacniaczu przeciwsobnym jest dwukrotnie większe niż w układzie z pojedynczym tranzystorem, bowiem przy tym samym prądzie obciążenia wzmacniacz przeciwsobny posiada dwa razy większą rezystancję obciążenia $R_L = 2R$.

Parametry wyjściowe wzmacniacza przeciwsobnego określają zależności:

— amplituda napięcia wyjściowego

$$U_{Lm} = \frac{8}{\sqrt{\pi^2 + 4}} (E_D - U_{DSP}), \quad (8)$$

— amplituda prądu wyjściowego

$$I_{Lm} = \frac{U_{Lm}}{R_L} = \frac{4}{\sqrt{\pi^2 + 4}} \frac{E_D - U_{DSP}}{R_L}, \quad (9)$$

— moc wyjściowa

$$P_L = \frac{U_{Lm} I_{Lm}}{2} = \frac{16}{\pi^2 + 4} \frac{(E_D - U_{DSP})^2}{R_L}, \quad (10)$$

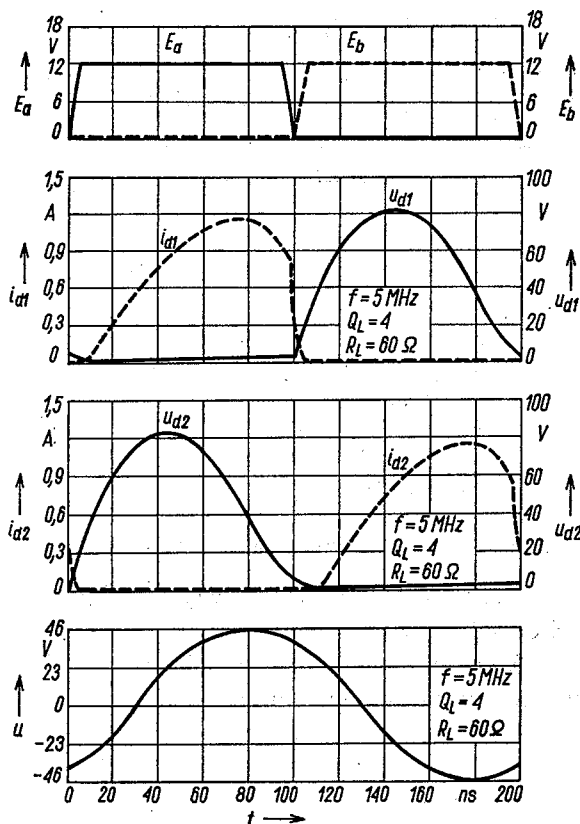
— prąd zasilania każdego z tranzystorów

$$I_{DD} = \frac{4(E_D - U_{DSP})^2}{(\pi^2 + 4)E_D R_L \eta}, \quad (11)$$

gdzie η — sprawność wzmacniacza.

3. KOMPUTEROWA ANALIZA PRZECIWSOBNEGO WZMACNIACZA KLASY E

Dla potrzeb komputerowej analizy opracowano wielkosygnałowy model tranzystora VMOS, który opisano w dodatku pracy. Czasowe przebiegi napięć i prądów przeciwsobnego wzmacniacza klasy E, wyznaczone przy pomocy komputerowej analizy w programie NAP-2, przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Przebiegi czasowe w przeciwsobnym wzmacniaczu klasy E
 $E_D = 28$ [V], $R_L = 60$ [Ω], $Q_L = 4$, $f = 5$ [MHz], $T_1 = T_2 = 2N6658$

Wartości elementów C_1 , C_2 , L_2 wyznaczono na podstawie wzorów (4÷6). We wzmacniaczu zastosowano tranzystory VMOS typu 2N6658 oraz przyjęto następujące, pozostałe parametry: $R_L = 60$ [Ω], $E_D = 28$ [V], $Q_L = 4$, $\gamma = 0,5$.

Wyznaczone przebiegi czasowe napięć i prądów są identyczne jak we wzmacniaczu klasy E z pojedynczym tranzystorem kluczującym. Na rys. 3 przedstawiono zależności mocy P_L , wydzielonej w obciążeniu i sprawności energetycznej w funkcji częstotliwości pracy wzmacniacza. Charakterystyki te wyznaczono przez numeryczne całkowanie wyrażeń:

$$P_L = \frac{R_L}{T} \int_0^T i_L^2 dt, \quad (12)$$

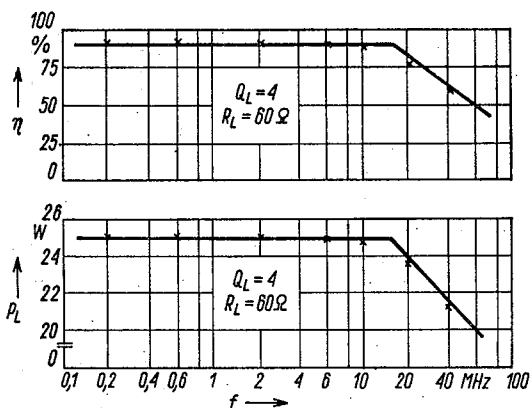
$$P_s = \frac{1}{T} \int_0^T [i_{D1}(t) U_{DS1}(t) + i_{D2}(t) U_{DS2}(t)] dt, \quad (13)$$

$$\eta = \frac{P_L}{P_L + P_s} 100\%, \quad (14)$$

gdzie:

$P_s = P_{s1} + P_{s2}$ — suma mocy strat w tranzystorach,

T — okres.



Rys. 3. Charakterystyki sprawności energetycznej $\eta = f(f)$ i mocy wyjściowej $P_L = \varphi(f)$ przeciwsobnego wzmacniacza klasy E

W porównaniu do wzmacniacza z pojedynczym tranzystorem, układ przeciwsobny zapewnia podwojenie mocy wyjściowej oraz znaczne zmniejszenie współczynnika zawartości harmonicznego przebiegu wyjściowego (np. dla $Q_L = 4$, $h = 1,5\%$ wobec $h = 13\%$ dla układu z pojedynczym tranzystorem).

W celu pełniejszego zobrazowania zagadnienia zniekształceń, na rys. 4 przedstawiono rozkład widma częstotliwościowego przebiegu wyjściowego dla układu z pojedynczym tranzystorem i przeciwsobnego. Względne amplitudy poszczególnych harmoniczných obliczono z następujących zależności:

$$K_i = 0 \text{ [dB]} \quad \text{dla } U_i < U_{odn}, \quad (15)$$

$$K_i = 20 \log \frac{U_i}{U_{odn}} \text{ [dB]} \quad \text{dla } U_i \geq U_{odn}, \quad (16)$$

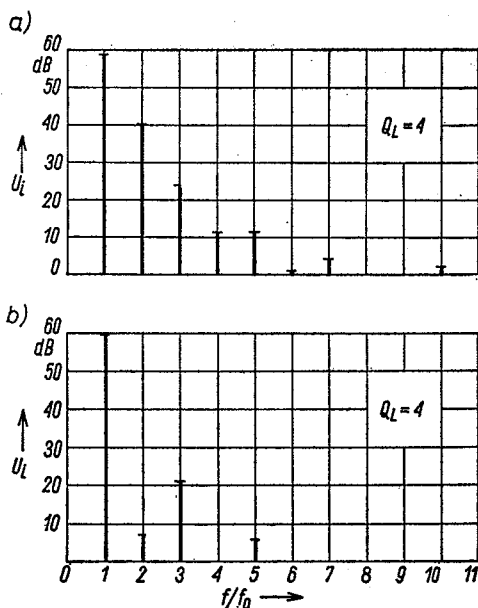
gdzie:

K_i — względna wartość amplitudy i -tej harmonicznej,

U_i — wartość skuteczna i -tej harmonicznej,

U_{odn} — napięcie odniesienia określone zależnością

$$U_{odn} = \frac{\sum_{i=1}^{50} U_i^2}{1000}.$$



Rys. 4. Widma częstotliwościowe przebiegów wyjściowych we wzmacniaczach klasy *E*
 a) z pojedynczym tranzystorem ($E_D = 28$ [V], $R_L = 30$ [Ω], $Q_L = 4$, $f = 5$ [MHz], $T = 2N6658$), b) w układzie przeciwsobnym ($E_D = 28$ [V], $R_L = 60$ [Ω], $Q_L = 4$, $f = 5$ [MHz], $T_1 = T_2 = 2N6658$)

W układzie przeciwsobnym występuje bardzo silne tłumienie parzystych harmonicznych napięcia wyjściowego. Dzięki impulsowej pracy tranzystorów T_1 i T_2 , sterowanych od stanu odcięcia (przy $U_{GS} = 0$) do stanu przewodzenia (przy napięciu U_{GS} nieco mniejszym od wartości dopuszczalnej U_{GSmax}), ich charakterystyki statyczne nie muszą być w pełni symetryczne. Ponieważ dynamiczne rezystancje przewodzących tranzystorów są dużo mniejsze od rezystancji obciążenia, to nawet w przypadku gdy nie są one jednakowe, zachowany jest warunek prawie symetrycznego pobudzania wyjściowego obwodu rezonansowego, a tym samym z przebiegu napięcia wyjściowego zostają wyeliminowane parzyste harmoniczne.

4. WNIOSKI KOŃCOWE

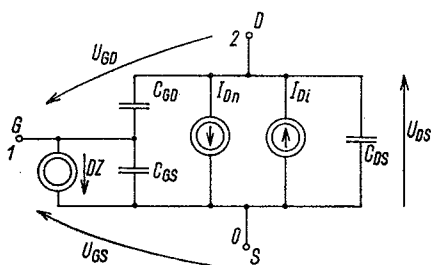
Przeciwsobny wzmacniacz klasy *E* zachowuje wszystkie zalety wzmacniacza klasy *E* z pojedynczym tranzystorem, a ponadto zapewnia małe zniekształcenia nieliniowe przebiegu wyjściowego, nawet przy niewielkiej wartości dobroci obwodu rezonansowego. W analizowanym wzmacniaczu straty mocy w tranzystorach są sumą strat mocy w stanach przewodzenia oraz w procesie wyłączania tranzystorów. Z powodu stosunkowo dużego spadku napięcia na przewodzącym tranzystorze (tranzystor typu 2N6658 jest jednym z pierwszych przyrządów *VMOS*, w którym $U_{DSP} = 10$ [V] przy $I_D = 2$ [A] i $U_{GS} = 12$ [V]), straty mocy w stanach przewodzenia są dominujące i ograniczają maksymalną

sprawność do 92%. Zastosowanie nowoczesnych tranzystorów *VMOS*, charakteryzujących się niewielkimi spadkami napięć U_{DSP} w stanie przewodzenia, pozwala na uzyskanie sprawności energetycznej wzmacniacza bliskiej teoretycznej. Charakterystyki mocy wyjściowej i sprawności wzmacniacza w funkcji częstotliwości wyznaczono również eksperymentalnie. Otrzymane wyniki pomiarów zaznaczono punktami na rys. 3.

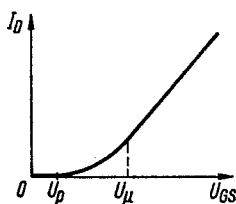
Wadą przeciwsobnego wzmacniacza klasy E jest to, że rezystancja obciążenia nie jest połączona z masą układu. W przypadku konieczności uziemienia rezystancji obciążenia należy zastosować transformator separujący.

DODATEK

Wielosygnałowy model tranzystora *VMOS*, przystosowany do programu *NAP-2*, przedstawiono na rys. 5. W modelu tym charakterystyki wyjściowe tranzystora realizowane są przez dwa sterowane źródła prądowe, opisane równaniami:



Rys. 5. Wielosygnałowy model tranzystora *VMOS* w programie *NAP-2*



Rys. 6. Charakterystyka przejściowa tranzystora *VMOS*

a) zakres pracy normalnej $U_{DS} \geq 0$

$$I_{Dn} = 0, \quad \text{dla } U_{GS} \leq U_p,$$

$$I_{Dn} = \beta(U_{GS} - U_p)^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{U_{DS}}{kU_p}\right) \right], \quad \text{dla } U_p < U_{GS} \leq U_\mu, \quad (17)$$

$$I_{Dn} = [\beta(U_\mu - U_p)^2 + 2\beta(U_\mu - U_p)(U_{GS} - U_\mu)] \left[1 - \exp\left(-\frac{U_{DS}}{kU_p}\right) \right],$$

dla $U_{GS} > U_\mu$,

b) zakres pracy inwersyjnej $U_{DS} < 0$

$$I_{Di} = I_D, \quad \text{dla } U_{GS} \leq U_p,$$

$$I_{Di} = U_{DS} \frac{dI_{Dn}}{dU_{DS}} \Big|_{U_{DS}=0} + I_D = \frac{\beta U_{DS}}{k U_p} (U_{GS} - U_p)^2 + I_D, \quad \text{dla } U_p < U_{GS} \leq U_\mu, \quad (18)$$

$$I_{Di} = U_{DS} \frac{dI_{Dn}}{dU_{DS}} \Big|_{U_{DS}=0} + I_D =$$

$$= \frac{\beta U_{DS}}{k U_p} (U_\mu - U_p)^2 + 2(U_\mu - U_p)(U_{GS} - U_\mu) + I_D, \quad \text{dla } U_{GS} > U_\mu,$$

gdzie:

U_p — napięcie progowe charakterystyki przejściowej (rys. 6),

U_μ — napięcie, od którego charakterystyka przejściowa aproksymowana jest liniowo (rys. 6),

β — parametr konduktancji przejściowej [A/V^2],

k — parametr konduktancji wyjściowej,

I_D — prąd diody opisany zależnością

$$I_D = I_s \left[\exp \left(- \frac{U_{DS}}{U_T} \right) - 1 \right], \quad (19)$$

U_T — napięcie temperaturowe,

I_s — prąd nasycenia diody.

Znak „-” w wykładniku potęgowym w równaniu (19) oznacza, że dodatnie napięcie U_{DS} polaryzuje diodę w kierunku zaporowym. Stromość charakterystyk wyjściowych w obszarze nienasycenia zdeterminowana jest wielkością współczynnika k . Ten sposób ingerencji w charakterystykę wyjściową nie powoduje zniekształceń charakterystyki przejściowej. Dla ujemnego napięcia U_{DS} , prąd drenu jest wypadkową prądu przewodzącego kanału (przy $U_{GS} > U_p$) i prądu diody. To bocznikujące działanie diody wyraża się ograniczeniem zakresu charakterystyk wyjściowych tranzystora, przy ujemnym napięciu U_{DS} , charakterystyką diody. W tym zakresie (najczęściej $|U_{DS}| < 1$ [V]) składowa prądu drenu, reprezentująca prąd przewodzącego kanału, jest funkcją liniową napięcia U_{DS} (równ. 18). Pojemność C_{GS} jest wielkością stałą, natomiast pojemności C_{GD} i C_{DS} uzależnione są od napięcia U_{DS} (za pomocą funkcji tabelarycznych). Jeżeli w strukturze wewnętrznej tranzystora znajduje się dioda Zenera zabezpieczająca bramkę, to w modelu można ją zrealizować za pomocą źródła prądowego, sterowanego swym własnym napięciem.

Korzystając z charakterystyk statycznych tranzystorów *VMOS* typu 2N6658 firmy Siliconix, wyznaczonych eksperymentalnie, parametry modelu zostały obliczone przy użyciu metody optymalizacyjnej, w której wykorzystano kryterium minimum kwadratu błędu. Praktycznie wykorzystano do tego celu program *MINUIT*.

W wyniku przeprowadzonych obliczeń otrzymano następujące parametry modelu:

$$\beta = 0,037 \text{ [A/V}^2\text{]}, \quad U_p = 0,516 \text{ [V]}, \quad U_\mu = 4 \text{ [V]},$$

$$k U_p = 2,67 \text{ [V]}, \quad U_T = 0,029 \text{ [V]}, \quad I_s = 10^{-13} \text{ [mA]}.$$

Stałą wartość pojemności C_{GS} oraz pojemności C_{GD} i C_{DS} , uzależnione od napięcia U_{DS} , wyznaczono na podstawie typowych charakterystyk pojemnościowych C_{iss} , C_{oss} i C_{rss} ,

podawanych w danych katalogowych tranzystora jako funkcje napięcia U_{DS} , przy $U_{GS} = 0$. Pojemności te pozostają w następujących zależnościach:

$$\begin{aligned}C_{iss} &= C_{GS} + C_{GD}, \\C_{oss} &= C_{DS} + C_{GD}, \\C_{rss} &= C_{GD} + \frac{C_{DS} C_{GS}}{C_{DS} + C_{GS}}.\end{aligned}\tag{20}$$

Poniżej zestawiono wszystkie parametry modelu tranzystora 2N6658, w zapisie przystosowanym do programu *NAP-2*.

DE/DIODE/VT.Ø29 FI. 7 GS 5

FA/B. Ø37 C. 516 E2 L. 516 U4

FZEN/TAB2/ -6-Ø.1-.3Ø 14.5Ø 15.1

FCDS/TAB2/ Ø 51PF 3Ø 35PF 4Ø 32PF 6Ø 3ØPF 7Ø 3ØPF

FCGD/TAB2/ Ø 24PF 2.5 17PF 5 14PF 1Ø 11PF 2Ø 8PF 3Ø 8PF

IZEN 1 Ø 1*FZEN(VIZEN)

CDS 2 Ø 1*FCDS (VCDS)

CGS 1 Ø 30PF

CGD 1 2 1*FCGD(VCDS)

FB/EXP/ A 1*FA(VCDS)B - 1 FA(VCDS)D - 2.67 L Ø

ID 2 Ø 1*FB(VCDS)

TDE Ø 2 DE

Wiersze FCDS/TAB2/ i FCGD/TAB2/ określają zależności C_{DS} i C_{GD} od napięcia U_{DS} przy pomocy funkcji tabelarycznych.

W celu weryfikacji powyższego modelu tranzystora *VMOS* obliczono jego charakterystyki statyczne oraz odpowiedź na pobudzenie falą prostokątną inwertera, zrealizowanego na tym tranzystorze i porównano z wartościami wyznaczonymi eksperymentalnie. Opracowany model zapewnia dużą dokładność, a oprócz tego wymaga przy analizie krótkiego czasu maszynowego.

BIBLIOGRAFIA

1. J. Ebert, M. Kazimierczuk, *High efficient R.F. power amplifier*, Bulletin de L'Academie Polonaise des Sciences, Serie des sciences techniques, vol. 25, No 2, Varsovie 1977, pp. 13—16.
2. J. Ebert, M. Kazimierczuk, *Nowy sposób podwyższania sprawności rezonansowego wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości*, Przegląd Telekomunikacyjny, Nr 6, Warszawa 1977, s. 165—168
3. J. Ebert, M. Kazimierczuk, *Powyszenie Kpd wysokoczęstotliwościowego usiłownika*, Izw. WUZ, Radioelektronika, t. 20, No 11, s. 104—107.
4. M. Kazimierczuk, *Teoria wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości klasy E*, Rozprawy Elektrotechniczne, 1979, 25, z. 4, s. 957—986.
5. M. Kazimierczuk, *Analiza teoretyczna wzmacniacza klasy E przy dowolnym współczynniku wypełnienia prostokątnego napięcia sterującego*, Rozprawy Elektrotechniczne, 1979, 25, z. 4, s. 987—1003.
6. M. Kazimierczuk, *Teoria wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości klasy E z szeregową cewką*, Archiwum Elektrotechniki, t. 29, z. 1, 1980, s. 207—228.
7. M. Kazimierczuk, *Analiza wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości klasy E z szeregową cewką w optymalnych warunkach pracy*, Rozprawy Elektrotechniczne, T. XXVI, z. 3, 1980, s. 707—722.

8. M. Kazimierczuk, *Analiza wzmacniacza klasy E z szeregową cewką przy dowolnej wartości kąta przepływu prądu kolektora*, Archiwum Elektrotechniki, T. XXIX, z. 116—2, 1981, s. 493—504.
9. M. Kazimierczuk, *Teoria wzmacniacza mocy wielkiej częstotliwości klasy E z szeregowym kondensatorem*, Archiwum Elektrotechniki, T. XXIX, z. 112—2, 1980, s. 467—490.
10. M. Kazimierczuk, *Analiza teoretyczna wzmacniacza klasy E z szeregowym kondensatorem przy różnych kątach przepływu prądu kolektora*, Archiwum Elektrotechniki, T. XXIX, z. 113—3, 1980, s. 711—726.
11. N. O. Sokal, A. D. Sokal, *Class E—a new class of high-efficiency tuned single-ended switching power amplifiers*, IEEE J. Solid-State-Circuits, vol. SC-10, June 1975, pp. 168—176.
12. N. O. Sokal, F. H. Raab, *Harmonic output of class-E RF power amplifiers and load coupling network design*, IEEE J. Solid-State-Circuits (Corresp.), vol. SC-12, February 1977, pp. 86—88.
13. N. O. Sokal, *Class E boost the efficiency of RF power amplifiers*, Electron. Design, vol. 25, September 27, 1977, pp. 96—102.
14. W. J. Chudobiak, D. F. Page, *Frequency and power limitations of class D transistor amplifiers*, IEEE J. Solid-State-Circuits, vol. SC-4, February 1969, pp. 25—37.

S. KUTA

BRIDGE TYPE E-CLASS TUNED POWER AMPLIFIER

Summary

The paper presents a new concept of the bridge type *E*-class tuned power amplifier characterized by a low harmonic distortion coefficient. The performance of the bridge type *E*-class circuit was compared with the well known configuration of an *E*-class single transistor amplifier. The basic parameters and characteristics of this amplifier have been determined by means of a computer method of electronic network analysis using *NAP-2* programme. A modified model of the *VMOS*-transistor, built up for the computer calculations is also presented.

S. KUTA

AMPLIFICATEUR DE PUISSANCE CLASSE E PUSH-PULL

Résumé

L'amplificateur de puissance haute fréquence classe *E* push-pull muni de transistors *VMOS* est présenté dans cet article. Le circuit décrit possède les mêmes qualités que l'amplificateur classe *E* à un seul transistor, et en outre il se caractérise de petites distorsions non linéaires, même quand le facteur de qualité du circuit résonnant est petit. L'analyse des courants, des tensions et de la puissance de sortie de l'amplificateur est effectuée par le programme d'analyse des circuits *NAP-2*.

S. KUTA

GEGENTAKTVERSTÄRKER DER KLASSE E

Zusammenfassung

Im dem Aufsatz wird ein Leistungsgegentaktverstärker der Klasse *E* mit *VMOS*-Transistoren dargestellt. Die beschriebene Schaltung bewahrt alle Vorteile der Verstärker der Klasse *E* mit einzelnen Transistoren. Außerdem sichert sie geringeren Klirrfaktor des Ausgangssignals zu, sogar im Falle, wenn die Güte des Ausgangsschwingkreises gering ist. Spannungs- und Stromverläufe sowie die energetischen Abhängigkeiten des Verstärkers wurden mit Hilfe der Computermethode für die Analyse elektrischer Schaltungen mittels *NAP-2*-Programms analysiert.

С. КУТА

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ КЛАССА E ПО МОСТОВОЙ СХЕМЕ

Р е з ю м е

Изложен принцип работы высокочастотного усилителя мощности класса E собранного по мостовой схеме на *VMOS* транзисторах. Принятое решение сохраняя свойства однотранзисторной схемы гарантирует niskий уровень нелинейных искажений выходного сигнала, даже в случае малой добротности выходного резонансного контура.

Расчёты временной диаграммы и энергетических зависимостей схемы усилителя проведены с помощью компьютера на основе *NAP-2* программы.

TREŚĆ

Z. Trzaska: Concept de la méthode des variables d'état du deuxième ordre et identification des conditions initiales d'un système à variables multiples	627
E. Sykulska: A State-Space Computer Study of HV AC-DC Power Transmission Systems	645
L. S. Czarnecki: Power Theories of Periodic Nonsinusoidal Systems	659
E. Koziej: New Cooling Methods of Electrical Machines	687
J. Krygier: Praca silnika obcowzbudnego prądu stałego sterowanego impulsowo	693
M. Kalus, A. Wieczorek, T. Skoczkowski: Mikroprocesorowy regulator prędkości obrotowej silnika prądu stałego	709
R. Małecki: Algorytm formułowania węzłowej macierzy pojemności dla potrzeb modelowania cyfrowego przebiegów udarowych w transformatorach	723
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, R. Kawczyński: O pewnych zagadnieniach dotyczących pomiaru błędu wskazowego przekładników prądowych przy przetężeniach metodą różnicową	731
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optymalizacja wysokonapięciowych dławików gładzących	747
F. Kostrubiec: Impulsowe nagrzewanie metalu wiązką promieniowania laserowego rodzaju $TEM_{01} + TEM_{10}$	763
A. Kurbiel, A. Sima: Możliwość ustalenia korzystnych stanów pracy pieca łukowego na podstawie różnych jego charakterystyk roboczych	777
B. Janiczak: Metoda przestrzeni spektralnej w analizie dotyczącej uogólnionej struktury linii koplanarnej	797
A. Drygajło, J. Dąbrowski: Makromodele obwodowe cyfrowych układów scalonych TTL	817
H. Percak: Elektroniczny układ przeskoiku modowego lasera gazowego	835
T. Łuba: Synteza układów modyfikacji adresu w mikroprogramowanych układach sekwencyjnych	841
R. Rakowski: Entropijne błędy i straty informacji w pomiarach pośrednich	859
J. Siuzdak: Metoda ekranu fazowego w zagadnieniach propagacji fali elektromagnetycznej w ośrodku o przypadkowo zmieniających się parametrach	867
A. Kolek, A. Kusy: Główne eksperymenty i modele w badaniach szumów typu $1/f$	877
S. Kuta; Przeciwsobny wzmacniacz klasy E	901

CONTENTS — TABLES DES MATIÈRES — INHALT

Z. Trzaska: The Conception of the Second Order State Variable Method and Its Application to Identifications of Initial Conditions in Dynamic Systems With Multidegree of Freedom.	641
Koncepcja metody zmiennych stanu drugiego rzędu i identyfikacja warunków początkowych w wielowymiarowym układzie dynamicznym	641
Entwurf einer Methode für die Zustandsvariablen 2. Ordnung und Identifizierung der Anfangsbedingungen im mehrdimensionalen dynamischen System	642
E. Sykulska: Metoda badania równowagi statycznej równoległego układu przesyłowego prądu przemiennego i prądu stałego.	657
Méthode d'analyse de la stabilité statique d'un réseau transmetteur du courant continu et alternatif	657
Untersuchungsmethode für statische Stabilität von Drehstromnetzen mit parallele HGÜ-Anlagen	657

L. S. Czarnecki: Teorie mocy obwodów z okresowymi przebiegami odkształconymi	684
Théorie des puissances de circuits régimes périodiques déformés	685
Leistungstheorien bei Stromkreisen mit periodischen nicht sinusförmigen Vorgängen	685
E. Koziej: Nowe metody chłodzenia maszyn elektrycznych	691
Nouvelles méthodes de refroidissement des machines électriques	691
Neue Kühlmethode für elektrische Maschinen	692
J. Krygier: Pulse Control of Separately Excited dc Motor	706
Travail du moteur d'excitation séparée à courant continu commandé par impulsion	706
Arbeit eines mit Impulsen gesteuerten fremderregten Gleichstrommotors	707
M. Kalus, A. Wieczorek, T. Skoczkowski: Microprocessor Speed Regulating System for dc Motor	720
Régulateur de vitesse rotative du moteur à courant continu avec un microprocesseur	721
Digitaler Drehzahlregler eines Gleichstrommotors mit Mikroprozessor	721
R. Małeck: An Algorithm of Formulating Nodal Capacitance Matrix for Computing Over-voltages in Transformers	728
Algorithme de formulation de la matrice à points-nœuds de capacité pour le modelage numérique des parcours de choc dans les transformateurs	728
Formulierungsalgorithmus der Knotenkapazitätsmatrix für Zwecke der Digitalmodellierung von Stossspannungen in Transformatoren	729
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, A. Kawczyński: Some Problems of Measurement of Complex Error With Respect to Overcurrent Conditions of C.T.	745
Certains problèmes concernant la mesure à l'aide de la méthode différentielle des variations de l'erreur des transformateurs de courant pendant leur surintensité	746
Einige Grundprobleme betreffs effektiven Fehlers von Stromwandlern im Überstrombereich unter Anwendung des Differentialverfahrens	746
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optimization of High-Voltage Smoothing Reactors	760
Optimisation des inductances de lissage à haute tension	760
Optimierung der Hochspannungs-Glättungsdrosselspulen	761
F. Kostrubiec: Pulsed Heating of Metal by Means of a Laser Beam of Type $TEM_{01} + TEM_{10}$	774
Procédé de chauffage par impulsion d'un métal à l'aide du faisceau de rayonnement laser du genre $TEM_{01} + TEM_{10}$	775
Erhitzung eines Metalls mit Impulslaserstrahlung Typ $TEM_{01} + TEM_{10}$	775
A. Kurbiel, A. Sima: Determination of Advantageous Operating Conditions of Arc Furnace on the Basis of Its Different Operating Characteristics	793
Détermination des régimes avantageux de travail du four à arc présentée à la base de leurs différentes caractéristiques opérationnelles	793
Bestimmung günstiger Betriebszustände des Lichtbogenofens auf Grund verschiedener Betriebskennlinien	794
B. Janiczak: Spectral Domain Approach for the Analysis of Generalized Coplanar Line Structure	814
Approche spectrale dans l'analyse de structure généralisée de la ligne coplanaire	814
Méthode des Spektralbereichs für die Analyse einer verallgemeinerten Coplanarleitung	814
A. Drygajło, J. Dąbrowski: Network Macromodels of TTL Digital Integrated Circuits	833
Macromodèles de réseau des circuits intégrés digitaux TTL	833
Kreismakromodelle digitaler integrierter TTL-Schaltungen	834
H. Perca k: An Electronic Network of Jump-Mode of a Gas Laser	839
Système électronique du débordement réglé d'un laser à gaz	839
Elektronisches Übersprungsnetz eines Resonanzgaslasers	839
T. Łuba: Synthesis of Memory Addressing Circuits in Sequential Machines	857
Synthèse des systèmes d'adressage d'une mémoire dans les systèmes de séquence	858
Synthese von Speicheradressierungssystemen in den Sequenzsystemen	858

R. R a k o w s k i: Entropy Errors and Loss of Information in Intermediate Measurements	865
Erreurs entropiques et pertes d'informations dans les mesures indirectes	865
Entropische Fehler und Informationsverluste bei indirekten Messungen	865
J. S i u z d a k: Application of the Phase Screen Method in Problems of Electromagnetic Wave Propagation in the Random Medium	874
Méthode de l'écran de phase dans les problèmes de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu aux paramètres variables	875
Phasenschirmmethode für die Analyse von Problemen der elektromagnetischen Wellenausbreitung im Medium mit sich zufällig verändernden Parametern	875
A. K o l e k, A. K u s y: Main Experiments and Models in the Researches of $1/f$ Noise	899
Expériences et modèles dans les recherches des bruits type $1/f$	899
Wichtige Experimente und Modelle bei der Erforschung des $1/f$ -Rauschens	900
S. K u t a: Bridge Type <i>E</i> -Class Tuned Power Amplifier	910
Amplificateur de puissance classe <i>E</i> PUSH-PULL	910
Gegentaktverstärker der Klasse <i>E</i>	910

СОДЕРЖАНИЕ

З. Т ш а с к а: Концепция метода переменных состояния второго порядка и идентификация начальных условий в динамической системе с многими степенями свободы . .	642
Э. С ы к у л ь с к а: Метод исследования статической устойчивости параллельной электропередачи переменного и постоянного тока	657
Л. С. Ч а р н е ц к и: Теории мощности цепей с периодическим несинусоидальным протеканием	685
Е. К о з е й: Новые методы охлаждения электрических машин	692
В. К р ы г е р: Работа двигателя постоянного тока с независимым возбуждением при импульсном управлении	707
М. К а л ю с, А. В е ч о р е к, Т. С к о ч к о в с к и: Система регулирования скорости вращения двигателя постоянного тока с микропроцессором	721
Р. М а л э ц к и: Алгоритм формулирования узловой матрицы ёмкости для потребностей цифрового моделирования перенапряжений в трансформаторах	729
З. П и о т р о в с к и, В. Я л м у ж н ы, Р. К а в ч и н с к и: О некоторых вопросах касающихся измерений дифференциальным методом полной погрешности трансформаторов тока при высоких кратностях первичного тока	746
К. Я х о в и ч - К о ц и о л э к, Р. Щ э р б а н о в с к и: Оптимализация высоковольтных сглаживающих дросселей	761
Ф. К а с т р у б е ц: Импульсный нагрев металла лучом лазера типа $TEM_{01} + TEM_{10}$. .	775
А. К у р б е л ь, А. С и м а: Определение полезных режимов работы дуговой печи на основе её различных рабочих характеристик	794
Б. Я н и ч а к: Метод спектрального пространства в анализе обобщенной структуры копланарного волновода	815
А. Д р ы г а й л о, Е. Д о м б р о в с к и: Цепочные макромоделли цифровых интегральных схем <i>ТТЛ</i>	834
Г. П э р ц а к: Электроническая система модового перескока газового лазера	839
Т. Л у б а: Синтеза схем адресации памяти в автоматах	858
Р. Р а к о в с к и: Энтропийные ошибки и потери информации в посредственных измерениях	865
Е. С ю з д а к: Метод фазовых сеток в проблемах распространения волн в случайно-неоднородной среде	875
А. К о л е к, А. К у с ы: Основные эксперименты и модели шумов вида $1/f$	900
С. К у т а: Высокочастотный усилитель мощности класса <i>E</i> по мостовой схеме	911

SPIS TREŚCI DO TOMU XXXI — 1985

K. Adamiak, M. Włodarczyk: Pewne uwagi o możliwości stosowania obliczeń przybliżonych przy wyznaczaniu pola elektromagnetycznego i charakterystyk silnika indukcyjnego metodą całkowitego przekształcenia Fouriera	355
J. Anuszczyk: Wyznaczanie przemagnesowania obrotowego w jarzmie silnika indukcyjnego metodą schematu reluktancyjnego	83
A. Badać: Metodyka tworzenia oprogramowania protokołów kombinacyjnych dla sieci teleinformatycznych	593
D. J. Bem: Szerokopasmowe systemy radiokomunikacyjne	241
S. Bolkowski, E. Wolniewicz: Rząd N -wrotnika opisanego macierzą transmitancji a wymiar jej minimalnej realizacji	3
L. Borowik: Wyznaczanie temperatury niemierzalnej w sposób ciągły w wybranych obiektach termicznych	335
A. Brykański: O pewnej metodzie obliczania zastępczej stałej czasowej procesów dyfuzyjnych	305
L. S. Czarnecki: Teorie mocy obwodów z okresowymi przebiegami odkształconymi	684
K. Domke: Współczynnik konfiguracji skrętki grzejnej jako czynnik determinujący zależność pomiędzy mocą a temperaturą skrętki	163
A. Drygałło, J. Dąbrowski: Makromodele obwodowe cyfrowych układów scalonych TTL	817
S. Iskierka: Numeryczna analiza pracy łożyska indukcyjnego z symetrycznym i niesymetrycznym okładem prądu wzbudzenia	33
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optymalizacja wysokonapięciowych dławików gładzących	747
T. Jakubowska, M. S. Piekarski: Warunki realizowalności i synteza pewnej klasy czwórników RC o strukturze drabinkowej	539
B. Janiczak: Metoda przestrzeni spektralnej w analizie dotyczącej uogólnionej struktury linii koplanarnej	797
M. Kalus, A. Wieczorek, T. Skoczkowski: Mikroprocesorowy regulator prędkości obrotowej silnika prądu stałego	709
A. Kolek, A. Kusy: Główne eksperymenty i modele w badaniach szumów typu $1/f$	877
M. Komorowski: Metoda ułamków łańcuchowych i trójkąt Pascala	13
F. Kostrubiec: Impulsowe nagrzewanie metalu wiązką promieniowania laserowego rodzaju $TEM_{01} + TEM_{10}$	763
E. Koziej: Nowe metody chłodzenia maszyn elektrycznych	691
J. Krygier: Praca silnika obcowzbudnego prądu stałego sterowanego impulsowo	693
J. S. Kunicki: Synchronizacja słów sygnału kodowego	527
A. Kurbiel, A. Sima: Możliwość ustalenia korzystnych stanów pracy pieca łukowego na podstawie różnych jego charakterystyk roboczych	777
S. Kuta: Przeciwnoobny wzmacniacz klasy E	901
S. Kuta: Wykorzystanie dowolnych, dwustanowych przetworników napięcia stałego do budowy wzmacniaczy mocy klasy D i metoda ich analizy	573
W. Lipiński: Skuteczność ekranowania ekranem osiowsymetrycznym od pól elektromagnetycznych	317
T. Łuba: Synteza układów kombinacyjnych metodą dekompozycji funkcji boolowskich	481
T. Łuba: Synteza układów modyfikacji adresu w mikroprogramowanych układach sekwencyjnych	841
R. Małecki: Algorytm formułowania węzłowej macierzy pojemności dla potrzeb modelowania cyfrowego przebiegów udarów w transformatorach	723
Z. Maniatus: Obliczanie rozrzutu parametrów maszyn elektrycznych	43
E. A. Mendrela, G. Kamiński: Silniki elektryczne o dwóch stopniach swobody mechanicznej	373
J. Morawski: Wpływ komutacji w układzie prostownikowym na moc czynną i graniczną wartość prędkości samochodowej prądnicy prądu przemiennego	469

W. Morzuch: Dynamika wirników klatkowych silników asynchronicznych	69
Z. Nowacki Układy napędowe prądu stałego sterowane mikroprocesorami	99
A. Patyk: Niektóre macierze transformacyjne i przekształcenia w analizie przetworników asynchronicznych	51
E. Z. Pawlak: Przewodnictwo cienkich polikrystalicznych warstw związków półprzewodnikowych	175
H. Percak: Elektroniczny układ przeskoku modowego lasera gazowego	835
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, R. Kawczyński: O pewnych zagadnieniach dotyczących pomiaru błędu wskazowego przekładników prądowych przy przetężeniach metodą różnicową	731
R. Rakowski: Entropijne błędy i straty informacji w pomiarach pośrednich	859
R. Rakowski: Entropijne błędy przyrządów pomiarowych	325
C. Sajdak: Siły elektrodynamiczne w ciekłym metalu mieszanym indukcyjnie w procesach półciągego lub ciągłego odlewania wlewków cylindrycznych	423
J. Sikora, J. Skoczylas, J. Sroka, A. Toboła, S. Wincenciak: Metoda SVD w zagadnieniach odwrotnych aproksymowanych metodą elementów skończonych	25
W. Sitek: Wpływ położenia wtrąciny gazowej na przebieg wyładowań niezupełnych	129
J. Siuzdak: Metoda ekranu fazowego w zagadnieniach propagacji fali elektromagnetycznej w ośrodku o przypadkowo zmieniających się parametrach	867
A. Sobieszczuk: Podstawowe pole temperaturowe w katodzie łuku elektrycznego z uwzględnieniem pola temperaturowego płamek elementarnych	137
A. Sobieszczuk: Wybrane zagadnienia analizy mikroskopowej śladów łuku na katodzie	437
T. Stachowiak, E. Turska: O doborze parametrów charakteryzujących strefowe sieci telefoniczne	225
W. Stańczak: O metodzie wiązki równoważnej	195
E. Sykulska: Metoda badania równowagi statycznej równoległego układu przesyłowego prądu przemiennego i prądu stałego	657
B. Szadkowski: Quasi-zrównoważone metody pomiaru impedancji	291
W. Szpankowski, A. Kusiuk: Analiza systemu wielodostępowego z wielokrotnym kanałem radiowym oraz ze zdalnym dostępem swobodnym bez wyróżniania retransmisji	265
Z. Trzaska: Koncepcja metody zmiennych stanu drugiego rzędu i identyfikacja warunków początkowych w wielowymiarowym układzie dynamicznym	641
A. Trzynadłowski: Optymalizacja energetyczna układów napędu elektrycznego o regulowanej prędkości kątowej	453
J. Turowski, M. Turowski: Zastosowanie metody sieci reluktancyjnych do rozwiązywania problemów rozproszeniowych w transformatorach	405
M. Turowski, M. Kopeć: Program do szybkiej analizy pola rozproszenia transformatorów metodą sieci reluktancyjnych	115
R. Wojtyna: Sterowanie częstotliwością drgań sinusoidalnych generatorów RC za pomocą dodatkowego wzmacniacza	557
Z. M. Wójcik: Naturalne podejście do rozpoznawania obrazów	499
T. Wysocki jr: Wpływ współczynnika modulacji na prawdopodobieństwo błędnej decyzji przy optymalnym odbiorze sygnałów binarnej modulacji częstotliwości	211

CONTENTS

K. Adamiak, M. Włodarczyk: Some Remarks About the Possibility of Applying Approximate Calculation Based on Fourier Transform in Order to Determine Electromagnetic Fields and Performance of Linear Induction Motors	355
J. Anuszczyk: Evaluation of Rotary Magnetization in Stator Yoke of Induction Motor by Equivalent Reluctance Network	83
A. Badach: Construction Methods of Computer Networks Communication Protocol Software	593
D. J. Bem: Spread-Spectrum Systems	241
S. Bolkowski, E. Wolniewicz: Order of an N -Port and Dimension of Minimal Realization of Its Transfer Function Matrix	3

L. Borowik: The Determination of Continuously Non-Measurable Temperature in Selected Thermal Objects	335
A. Brykalski: On a Certain Method of Computing Vicarious Time Constant for Diffusion Processes	305
L. S. Czarnecki: Power Theories of Periodic Nonsinusoidal Systems	659
K. Domke: Coefficient of Heater Coil Configuration as Factor Determining Dependence Between Coil Temperature and Power	163
A. Drygajło, J. Dąbrowski: Network Macromodels of <i>TTL</i> Digital Integrated Circuits	833
S. Iskierka: Numerical Analysis of Induction Bearing Work With Symmetrical and Asymmetrical Exciting Current Density Distribution	33
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optimization of High-Voltage Smoothing Reactors	760
T. Jakubowska, M. S. Piekarski: Realization Conditions and Synthesis of a Class of <i>RC</i> Two-Port Ladder Networks	539
B. Janiczak: Spectral Domain Approach for the Analysis of Generalized Coplanar Line Structure	814
M. Kalus, A. Wieczorek, T. Skoczkowski: Microprocessor Speed Regulating System for dc Motor	720
A. Kolek, A. Kusy: Main Experiments and Models in the Researches of $1/f$ Noise	899
M. Komorowski: Continued Fractions Method and Pascal's Triangle	13
F. Kostrubiec: Pulsed Heating of Metal by Means of a Laser Beam of Type $TEM_{01} + TEM_{10}$	774
E. Koziej: New Cooling Methods of Electrical Machines	687
J. Krygier: Pulse Control of Separately Excited dc Motor	706
J. Kunicki: Word Synchronization for Coded Signals	527
A. Kurbiel, A. Sima: Determination of Advantageous Operating Conditions of Arc Furnace on the Basis of Its Different Operating Characteristics	793
S. Kuta: Bridge Type <i>E</i> -Class Tuned Power Amplifier	910
S. Kuta: <i>D</i> -Class Low Frequency Amplifiers With Two-State <i>DC/DC</i> Switching Converters	573
W. Lipiński, S. Iskierka: Efficiency of Shielding from Electromagnetic Fields With the Use of an Axially Symmetrical Screen	317
T. Łuba: Synthesis of Combinatorial Systems Through Decomposition of Boolean Functions	481
T. Łuba: Synthesis of Memory Addressing Circuits in Sequential Machines	857
R. Małecki: An Algorithm of Formulating Nodal Capacitance Matrix for Computing Over-voltages in Transformers	728
Z. Manitius: Calculations of Electric Machines' Parameter Dispersion	43
E. A. Mendrela, G. Kamiński: Electric Motors With Two Degrees of Mechanical Freedom	373
J. Morawski: The Influence of Commutation in the Rectifier System on the Active Power and the Graphic Value of the Velocity of the Automotive Alternator	469
W. Morzuch: Dynamics of Squirrel Cage Rotors of Asynchronous Motors	69
Z. Nowacki: Microprocessor Controlled <i>DC</i> -Motor Drive Systems	99
A. Patyk: Some Transformation Matrices and Conversions in the Analysis of Asynchronous Converters	51
E. Z. Pawlak: Conductivity of Thin Polycrystalline Films of Semi-Conductor Compounds	175
H. Percak: An Electric Network of Jump-Mode of a Gas Laser	839
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, A. Kawczyński: Some Problems of Measurement of Complex Error With Respect to Overcurrent Conditions of C. T.	745
R. Rakowski: Entropy Errors and Loss of Information in Intermediate Measurements	865
R. Rakowski: Errors Due to Entropy in Measurement Instruments	325
C. Sajdak: Electromagnetic Forces in Liquid Metal Stirred Inductively in the Process of Semi-Continuous and Continuous Casting of Ingots	423
J. Sikora, J. Skoczylas, J. Sroka, A. Toboła, S. Wincenciak: Singular Values Decomposition in Inverse Problems Approximated With Finite Element Method	25

W. Sitek: Effect of Location of a Cavity on Partial Discharge Development	129
J. Siuzdak: Application of the Phase Screen Method in Problems of Electromagnetic Wave Propagation in the Random Medium	874
A. Sobieszczuk: Fundamental Thermal Field at Electric Arc Cathode Taking Into Account Thermal Fields of Elementary Spots	137
A. Sobieszczuk: Some Problems of Microscopic Analysis of Arc Traces on the Cathode	437
T. Stachowiak, E. Turska: On Selecting Parameters Characterizing Telephone Zone Networks	225
W. Stańczak: On Equivalent Random Method	195
E. Sykulska: A State-Space Computer Study of HV AC-DC Power Transmission Systems	645
B. Szadkowski: Quasibalanced Methods of Impedance Measurement	291
W. Szpankowski, A. Kusiuk: Analysis and Stability Considerations of a Random Access System Without Retransmission Discrimination Discipline for Multiple Radio Channels	265
Z. Trzaska: The Conception of the Second Order State Variable Method and Its Application to Identifications of Initial Conditions in Dynamic Systems With Multidegree of Freedom	641
A. Trzynadlowski: Energy Optimization of Electrical Drive Systems With Controlled Angular Velocity	453
J. Turowski, M. Turowski: A Network Approach to the Solution of Stray Field Problem in Large Transformers	405
M. Turowski, M. Kopeć: Program for Fast Stray-Field Analysis in Power Transformers With the Aid of the Method of Equivalent Reluctance Scheme	115
R. Wojtyna: Frequency Control in RC Sinusoidal Oscillators by an Additional Amplifier	557
Z. M. Wójcik: A Natural Approach in Pattern Recognition	499
T. Wysocki: Probability of Erroneous Decision for Continuous Phase Binary FSK Optimum Coherent Detection on Modulation Factor	211

TABLES DES MATIÈRES

K. Adamiak, M. Włodarczyk: Quelques remarques sur la possibilité de l'application des calculs approximatif à la détermination du champ électromagnétique et des caractéristiques du moteur à induction linéaire par méthode intégral de la transformation de Fourier	355
J. Anuszczyk: Méthode du schéma de réductance pour le calcul de la magnétisation rotatoire dans le carcasse du moteur à induction	83
A. Badach: Méthode de formation de programmation de protocoles de communication des réseaux téléinformatiques	593
D. J. Bem: Systèmes de radiocommunication à bande large	241
S. Bolkowski, E. Wolniewicz: Rang de N -porte décrite avec la matrice de transmittance et la dimension de sa réalisation minimale	3
L. Borowik: Indication de la température immesurable dans les dispositifs thermiques choisis par mode continu	335
A. Brykański: Méthode de calculer la constante équivalente de temps des processus de diffusion	305
L. S. Czarniecki: Théorie des puissances de circuits régimes périodiques déformés	685
K. Domke: Coefficient de configuration de l'enroulement de chauffage comme agent déterminant la dépendance entre la puissance et la température de l'enroulement	163
A. Drygałło, J. Dąbrowski: Macromodèles de réseau des circuits intégrés digitaux TTL	833
S. Iskierka: Analyse numérique de la marche du palier inductif avec symétrie et asymétrie densité linéique de courant d'excitation	33
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optimisation des inductances de lissage à haute tension	760
T. Jakubowska, M. S. Piekarski: Conditions de la réalisation et synthèse des quadripôles RC à structure de l'échelle	539
B. Janiczak: Approche spectrale dans l'analyse de structure généralisée de la ligne coplanaire	814

M. Kalus, A. Wiczorek, T. Skoczkowski: Régulateur de vitesse rotative du moteur à courant continu avec un microprocesseur	721
A. Kolek, A. Kusy: Expériences et modèles dans les recherches des bruits type 1/f	899
M. Komorowski: Méthode de fractions continues et le triangle arithmétique de Pascal	13
F. Kostrubiec: Procédé de chauffage par impulsion d'un métal à l'aide du faisceau de rayonnement laser du genre $TEM_{01} + TEM_{10}$	775
E. Koziej: Nouvelles méthodes de refroidissement des machines électriques	691
J. Krygier: Travail du moteur d'excitation séparée à courant continu commandé par impulsion	706
J. Kunicki: Synchronisation des mots du signal de code	527
A. Kurbiel, A. Sima: Détermination des régimes avantageux de travail du four à arc présentée à la base de leurs différentes caractéristiques opérationnelles	793
S. Kuta: Amplificateur de puissance classe E PUSH-PULL	910
S. Kuta: Application des convertisseurs de tension constante bistable aux amplificateurs de puissance classe D et la méthode de les analyser	573
W. Lipiński, S. Iskierka: Efficacité du blindage à l'aide de l'écran axialement symétrique contre les champs électromagnétiques	317
T. Łuba: Synthèse des systèmes de combinaison par la méthode de décomposition des fonctions de Boolow	481
T. Łuba: Synthèse des systèmes d'adressage d'une mémoire dans les systèmes de séquence	858
R. Małecki: Algorithme de formulation de la matrice à points-noeuds de capacité pour le modelage numérique des parcours de choc dans les transformateurs	728
Z. Manitius: Calcul de la dispersion des paramètres des machines électriques	43
E. A. Mendrela, G. Kamiński: Moteurs électriques à deux degrés de liberté mécanique	373
J. Morawski: Influence de la commutation dans un montage redresseur sur la puissance active et sur la valeur graphique de la vitesse d'un alternateur de voiture	469
W. Morzuch: Dynamique des rotors à cage des moteurs asynchrones	69
Z. Nowacki: Système de commande du moteur électrique à courant continu à l'aide des microprocesseurs	99
A. Patyk: Certaines matrices de transformation dans l'analyse des convertisseurs asynchrones	51
E. Z. Pawlak: Conductibilité des couches minces polycristallines des composés semiconducteurs	175
H. Percak: Système électriques du débordement réglé d'un laser à gaz	839
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, A. Kawczyński: Certains problèmes concernant la mesure à l'aide de la méthode différentielle des variations de l'erreur des transformateurs de courant pendant leur surintensité	746
R. Rakowski: Erreurs entropiques et pertes d'informations dans les mesures indirectes	865
R. Rakowski: Erreurs entropiques des appareils de mesure	325
C. Sajdak: Les forces électrodynamiques dans le métal liquide malaxé par méthode à induction dans le processus de la coulée semi-continue et continue des lingots cylindriques	423
J. Sikora, J. Skoczylas, J. Sroka, A. Toboła, S. Wincenciak: Méthode de décomposition de la valeur singulière (SVD) dans les problèmes inverses approximatifs par méthode des éléments finis	25
W. Sitek: Influence de la situation de la cavité gazeuse sur le parcours des décharges imparfaites	129
J. Siuzdak: Méthode de l'écran de phase dans les problèmes de propagation de l'onde électromagnétique dans un milieu aux paramètres variables	875
A. Sobieszczuk: Champ de base de température dans la cathode de l'arc électrique surtout dans les taches élémentaires	137
A. Sobieszczuk: Problèmes choisis de l'examen au microscope des traces de l'arc sur la cathode	437
T. Stachowiak, E. Turcka: Choix des paramètres caractéristiques pour les reseaux de zones téléphoniques	225
W. Stańczak: Théorie équivalent de référence de Wilkinson	195
E. Sykulska: Méthode d'analyse de la stabilité statique d'un réseau transmetteur du courant continu et alternatif	657

B. Szadkowski: Méthodes quasi-équilibrées de mesur de l'impédance	291
W. Szpankowski, A. Kusiuk: Analyse du système multiaccessible à canal de radio multiple avec accès aléatoire sans considération de retransmissions	265
Z. Trzaska: Concept de la méthode des variables d'état du deuxième ordre et identification des conditions initiales d'un système à variables multiples	627
A. Trzynadlowski: Optimisation énergétique des systèmes de commande électrique à vitesse angulaire réglable	453
J. Turowski, M. Turowski: Application de la méthode du réseau des réductances équivalentes pour résoudre les problèmes du champ de fuites des transformateurs	405
M. Turowski, M. Kopeć: Programme d'une analyse rapide du champ de fuites des transformateurs par méthode des circuits équivalente de réductance	115
R. Wojtyna: Commande de la fréquence des oscillations sinusoïdales de l'oscillateur RC à l'aide de l'amplificateur additionnel	557
Z. M. Wójcik: Approche naturelle de la reconnaissance des formes	499
T. Wysocki: Influence de l'index de modulation sur la probabilité de la décision erronée pour la réception optimale des signaux de modulation binaire de fréquence	211

INHALT

K. Adamiak, M. Włodarczyk: Einige Bemerkungen zur Anwendungsmöglichkeit angenäherter Berechnungen bei Bestimmung eines elektromagnetischen Feldes und der Charakteristiken eines linearen Induktionsmotors mittels der Methode integrierter Fourier-Transformation	355
J. Anuszczyk: Reluktanzschemamethode für Bestimmung der Drehmagnetisierung im Magnetjoch eines Induktionsmotors	83
A. Badach: Methodik der Konstruktion von Kommunikationsprotokollsoftware für die Rechnernetze	593
D. J. Bem: Breitbandige Funkverkehrssysteme	241
S. Bolkowski, E. Wolniewicz: Ordnung eines mittels Transferfunktionsmatrix beschriebenen N -Tors und Dimension der Minimalrealisation seiner Matrix	3
L. Borowik: Bestimmung der kontinuierlich unmessbaren Temperatur in thermischen Objekten	335
A. Brykalski: Berechnungsmethode der mittleren Zeitkonstante bei Diffusionsprozessen	305
L. S. Czarnecki: Leistungstheorien bei Stromkreisen mit periodischen nicht sinusförmigen Vorgängen	685
K. Domke: Formfaktor der Heizwindel als entscheidender Faktor für die Abhängigkeit Leistung-Windeltemperatur	163
A. Drygajło, J. Dąbrowski: Kreismodelle digitaler integrierter TTL-Schaltungen	834
S. Iskierka: Numerische Arbeitsanalyse eines Induktionslagers mit symmetrischem und unsymmetrischem Erregerstrombelag	33
K. Jachowicz-Kociołek, R. Szczerbanowski: Optimierung der Hochspannungs-Glättungsdrosselspulen	761
T. Jakubowska, M. S. Piekarski: Realisierungsbedingungen und Synthese bestimmter Klasse von RC-Weirpole als Kettenbruchschaltungen	539
B. Janiczak: Methode des Spektralbereichs für die Analyse einer verallgemeinerten Coplanarleitung	814
M. Kalus, A. Wieczorek, T. Skoczkowski: Digitaler Drehzahlregler eines Gleichstrommotors mit Mikroprozessor	721
A. Kolek, A. Kusy: Wichtige Experimente und Modelle bei der Erforschung des $1/f$ -Rauschens	900
M. Komorowski: Methode der Kettenbrüche und das Pascal'sche Dreieck	13
F. Kostrobiec: Erhitzung eines Metalls mit Impulslaserstrahlung Typ $TEM_{01} + TEM_{10}$	775
E. Koziej: Neue Kühlmethode für elektrische Maschinen	692
J. Krygier: Arbeit eines mit Impulsen gesteuerten fremderregten Gleichstrommotors	707

J. Kunicki: Wortsynchronisierung bei Kodesignalen	527
A. Kurbiel, A. Sima: Bestimmung günstiger Betriebszustände des Lichtbogenofens auf Grund verschiedener Betriebskennlinien	794
S. Kuta: Gegentaktverstärker der Klasse E	910
S. Kuta: NF-Verstärker der D-Klasse mit Einsatz der DC/DC-Wandler	573
W. Lipiński, S. Iskierka: Feldschwächung durch leitende zylindersymmetrische Schirmung von Magnetfeldern	317
T. Łuba: Synthese der Kombinationssysteme mittels Dekomposition der Boolowschen Funktionen	481
T. Łuba: Synthese von Speicheradressierungssystemen in den Sequenzsystemen	858
R. Małecki: Formulierungsalgorithmus der Knotenkapazitätsmatrix für Zwecke der Digitalmodellierung von Stossspannungen in Transformatoren	729
Z. Manitus: Berechnungen der Parameterdispersion von elektrischen Maschinen	43
E. A. Mendrela, G. Kamiński: Elektromotoren mit zwei mechanischen Freiheitsgraden	373
J. Morawski: Einfluss der Kommutation im Gleichrichtersystem auf die Nutzleistung und den graphischen Drehzahlwert eines Wechselstrom-Klauenpol-Generators	469
W. Morzuch: Dynamik der Käfigläufer von Asynchronmotoren	69
Z. Nowacki: Mittels Mikroprozessoren gesteuerte Gleichstromantriebe	99
A. Patyk: Gewählte Transformationsmatrizen und Transformationen bei Analyse von Asynchronwandlern	51
E. Z. Pawlak: Stromleitung in dünnen polykristallinen Schichten von Halbleiterverbindungen	175
H. Percak: Elektronisches Übersprungsnetz eines Resonanzgaslasers	839
Z. Piotrowski, W. Jałmużny, A. Kawczyński: Einige Grundprobleme betreffs effektiven Fehler von Stromwandlern im Überstrombereich unter Anwendung des Differentialverfahrens	746
R. Rakowski: Entropische Fehler und Informationsverluste bei indirekten Messungen	865
R. Rakowski: Entropiefehler der Messgeräte	325
C. Sajdak: Elektrodynamische Kräfte im induktiven gemischten flüssigen Metall in Halb- bzw. Stranggiessverfahren von zylindrischen Blöcken	423
J. Sikora, J. Skoczylas, J. Sroka, A. Toboła, S. Wincenciak: SVD-Methode für inverse Probleme, die mit der Methode finiter Elemente approximiert werden	25
W. Sitek: Einfluss der Lage eines Luftspalts auf den Verlauf von Teilentladungen	129
J. Siuzdak: Phasenschirmmethode für die Analyse von Problemen der elektromagnetischen Wellenausbreitung im Medium mit sich zufällig verändernden Parametern	875
A. Sobieszczuk: Grundtemperaturfeld in der Kathode des Lichtbogens unter Berücksichtigung des Temperaturfeldes der elementaren Flecks	137
A. Sobieszczuk: Gewählte Probleme der mikroskopischen Untersuchung von Bogenspuren an der Kathode	437
T. Stachowiak, E. Turcka: Parameterwahl für Zonenfernmeldenetze	225
W. Stańczak: Methode des verallgemeinerten Streuwertverfahrens	195
E. Sykulska: Untersuchungsmethode für statische Stabilität von Drehstromnetzen mit parallele HGÜ-Anlagen	657
B. Szadkowski: Quasiangeglichene Methoden für Impedanzmessung	291
W. Szpankowski, A. Kusiuk: Analyse eines Systems mit mehreren Zutrittsmöglichkeiten und vielmaligem Funkkanal sowie freiem Fernzutritt ohne Hervorhebung der Wiederübertragung	265
Z. Trzaska: Entwurf einer Methode für die Zustandvariablen 2. Ordnung und Identifizierung der Anfangsbedingungen im mehrdimensionalen dynamischen System	642
A. Trzynadłowski: Energetische Optimierung der Elektroantriebsysteme mit einstellbarer Winkelgeschwindigkeit	453
J. Turowski, M. Turowski: Anwendung der Netzmethode zur Lösung von Streuflussproblemen grosser Transformatoren	405
M. Turowski, M. Kopeć: Programm für eine schnelle Streufeldanalyse bei Leistungstransformatoren unter Anwendung äquivalenter Reluktanznetze	115

R. Wojtyna: Frequenzsteuerung der sinusförmigen Schwingungen in RC-Generatoren mit Hilfe eines zusätzlichen Verstärkers	557
Z. M. Wójcik: Natürliche Annäherung an die Bilderwahrnehmung	499
T. Wysocki: Einfluss des Modulationsfaktors auf die Wahrscheinlichkeit einer Fehlentscheidung beim optimalen Empfang der mittels der Binärfolge frequenzmodulierten Signale	211

СОДЕРЖАНИЕ

A. Адамяк, В. Влодарчик: О возможности применения приближенных расчетов при определении электромагнитного поля и характеристик асинхронного линейного двигателя методом интегрального преобразования Фурье	355
Я. Анущик: Метод эквивалентной релюктанционной схемы для определения вращающегося магнитного поля в ядре статора асинхронного двигателя	83
С. Больковски, Э. Вольневич: Ряд многополосника описанного матрицей передаточной функции и размер ее минимальной реализации	3
Л. Боровик: Непрерывное определение неизмеримой температуры в избранных термических объектах	335
А. Брыкальски: Метод вычисления эквивалентной постоянной времени диффузионных процессов	305
Д. Й. Бэм: Широкополосные системы радиосвязи	241
Р. Войтына: Перестраивание частоты синусоидальных колебаний в генераторах при помощи добавочного усилителя RC	557
З. М. Вуйчик: Натуральный подход в распознавании изображений	499
Т. Высоцки: Влияние коэффициента модуляции на вероятность ложного решения при оптимальном приеме сигналов для бинарной частотной манипуляции	211
К. Домке: Коэффициент конфигурации спирального нагревателя, как фактор определяющий зависимость температуры от мощности питания	163
А. Дрыгайло, Е. Домбровски: Цепочные макромоделли цифровых интегральных схем ТТЛ	834
С. Искерка: Вычислительный анализ работы индукционного подшипника с симметричной и несимметричной линейной нагрузкой возбуждения	33
М. Калюс, А. Вечорек, Т. Скочковски: Система регулирования скорости вращения двигателя постоянного тока с микропроцессором	721
Ф. Каструбец: Импульсный нагрев металла лучом лазера типа $TEM_{01} + TEM_{10}$	775
А. Колек, А. Кусы: Основные эксперименты и модели шумов вида $1/f$	900
М. Коморовски: Метод цепных дробей и треугольник Паскаля	13
Е. Козей: Новые методы охлаждения электрических машин	692
Е. Крыгер: Работа двигателя постоянного тока с независимым возбуждением при импульсном управлении	707
Я. Куницки: Синхронизация слов кодовых сигналов	527
А. Курбель, А. Сима: Определение полезных режимов работы дуговой печи на основе её различных рабочих характеристик	794
С. Кута: Высокочастотный усилитель мощности класса E по мостовой схеме	911
С. Кута: Низкочастотные усилители класса D выполненные на основе произвольных преобразователей постоянного напряжения	573
В. Липиньски, С. Искерка: Эффективность экранирования с применением осесимметрического электромагнитного экрана	317
Т. Луба: Синтез комбинационных схем при помощи метода декомпозиции булевых функции	481
Т. Луба: Синтеза схем адресации памяти в автоматах	858
Р. Малэцки: Алгоритм формулирования узловой матрицы ёмкости для потребностей цифрового моделирования перенапряжений в трансформаторах	729
З. Манитиюс: Расчеты дисперсии параметров электрических машин	43

Е. А. Мендреля, Г. Каминьски: Электрические двигатели с двумя степенями механической свободы	373
В. Можух: Динамика роторов с беличьей клеткой асинхронных электродвигателей . .	69
Е. Моравски: Влияние коммутации в схеме выпрямителей на активную мощность и предельную скорость вращения автомобильного альтернатора	469
З. Новацки: Электроприводы постоянного тока управляемые микропроцессорами . .	99
Э. Павляк: Проводимость тонких поликристаллических пленок полупроводниковых соединений	175
А. Патык: Некоторые преобразовательные матрицы и преобразования в анализе асинхронных преобразователей	51
Г. Пэрцак: Электроническая система модового перескока газового лазера	839
З. Пиотровски, В. Ялмужны, Р. Кавчиньски: О некоторых вопросах касающихся измерений дифференциальным методом полной погрешности трансформаторов тока при высоких кратностях первичного тока	746
Р. Раковски: Энтропийные величины ошибок измерительных приборов	325
Р. Раковски: Энтропийные ошибки и потери информации в посредственных измерениях	865
Ч. Сайдак: Электродинамические силы в жидком металле индукционно перемешиваемом в процессах полунепрерывного и непрерывного литья цилиндрических слитков	423
Я. Сикора, Е. Скочиляс, Я. Срока, А. Тобола, С. Винценцяк: Метод СВД для некорректных задач аппроксимированных методом конечных элементов	25
В. Ситек: Влияние локализации воздушного включения на течение частичных разрядов и срок службы изоляции	129
А. Собошук: Избранные вопросы микроскопического анализа катодных следов электрической дуги	437
А. Собошук: Основное температурное поле катода электрической дуги с учётом температурного поля элементарных пятен	137
В. Станьчак: О методе эквивалентных замен	195
Т. Стаховяк, Э. Турска: Об подборе параметров характеризующих телефонные зоны	225
Э. Сыкульска: Метод исследования статической устойчивости параллельной электропередачи переменного и постоянного тока	657
Е. Сюздак: Метод фазовых сеток в проблемах распространения волн в случайно-неоднородной среде	875
З. Тшаска: Концепция метода переменных состояния второго порядка и идентификация начальных условий в динамической системе с многими степенями свободы . . .	642
А. Тшинадлёвски: Энергетическая оптимизация систем электропривода с регулируемой угловой скоростью	453
М. Туровски, М. Колэць: Программа для быстрого анализа поля рассеяния трансформаторов методом релюксансионных схем	115
Я. Туровски, М. Туровски: Применение метода цепей к решению проблем поля рассеяния в мощных трансформаторах	405
Л. С. Чарнецки: Теории мощности цепей с периодическим несинусоидальным протеканием	685
Б. Шадковски: Квазиуравновешенные методы измерения импеданса	291
В. Шпанковски, А. Куюк: Анализ многодоступной системы со свободным множественным доступом без выделения повторной передачи в многократный радиоканал	265
Т. Якубовски, М. С. Пекарски: Условия реализуемости и синтез некоторого класса RE четырехполюсников лестничной структуры	539
Б. Яничак: Метод спектрального пространства в анализе обобщенной структуры копланарного волновода	815
К. Яхович-Коциолэк, Р. Щербановски: Оптимализация высоковольтных сглаживающих дросселей	761

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100
101
102
103
104
105
106
107
108
109
110
111
112
113
114
115
116
117
118
119
120
121
122
123
124
125
126
127
128
129
130
131
132
133
134
135
136
137
138
139
140
141
142
143
144
145
146
147
148
149
150
151
152
153
154
155
156
157
158
159
160
161
162
163
164
165
166
167
168
169
170
171
172
173
174
175
176
177
178
179
180
181
182
183
184
185
186
187
188
189
190
191
192
193
194
195
196
197
198
199
200
201
202
203
204
205
206
207
208
209
210
211
212
213
214
215
216
217
218
219
220
221
222
223
224
225
226
227
228
229
230
231
232
233
234
235
236
237
238
239
240
241
242
243
244
245
246
247
248
249
250
251
252
253
254
255
256
257
258
259
260
261
262
263
264
265
266
267
268
269
270
271
272
273
274
275
276
277
278
279
280
281
282
283
284
285
286
287
288
289
290
291
292
293
294
295
296
297
298
299
300
301
302
303
304
305
306
307
308
309
310
311
312
313
314
315
316
317
318
319
320
321
322
323
324
325
326
327
328
329
330
331
332
333
334
335
336
337
338
339
340
341
342
343
344
345
346
347
348
349
350
351
352
353
354
355
356
357
358
359
360
361
362
363
364
365
366
367
368
369
370
371
372
373
374
375
376
377
378
379
380
381
382
383
384
385
386
387
388
389
390
391
392
393
394
395
396
397
398
399
400
401
402
403
404
405
406
407
408
409
410
411
412
413
414
415
416
417
418
419
420
421
422
423
424
425
426
427
428
429
430
431
432
433
434
435
436
437
438
439
440
441
442
443
444
445
446
447
448
449
450
451
452
453
454
455
456
457
458
459
460
461
462
463
464
465
466
467
468
469
470
471
472
473
474
475
476
477
478
479
480
481
482
483
484
485
486
487
488
489
490
491
492
493
494
495
496
497
498
499
500
501
502
503
504
505
506
507
508
509
510
511
512
513
514
515
516
517
518
519
520
521
522
523
524
525
526
527
528
529
530
531
532
533
534
535
536
537
538
539
540
541
542
543
544
545
546
547
548
549
550
551
552
553
554
555
556
557
558
559
560
561
562
563
564
565
566
567
568
569
570
571
572
573
574
575
576
577
578
579
580
581
582
583
584
585
586
587
588
589
590
591
592
593
594
595
596
597
598
599
600
601
602
603
604
605
606
607
608
609
610
611
612
613
614
615
616
617
618
619
620
621
622
623
624
625
626
627
628
629
630
631
632
633
634
635
636
637
638
639
640
641
642
643
644
645
646
647
648
649
650
651
652
653
654
655
656
657
658
659
660
661
662
663
664
665
666
667
668
669
670
671
672
673
674
675
676
677
678
679
680
681
682
683
684
685
686
687
688
689
690
691
692
693
694
695
696
697
698
699
700
701
702
703
704
705
706
707
708
709
710
711
712
713
714
715
716
717
718
719
720
721
722
723
724
725
726
727
728
729
730
731
732
733
734
735
736
737
738
739
740
741
742
743
744
745
746
747
748
749
750
751
752
753
754
755
756
757
758
759
760
761
762
763
764
765
766
767
768
769
770
771
772
773
774
775
776
777
778
779
780
781
782
783
784
785
786
787
788
789
790
791
792
793
794
795
796
797
798
799
800
801
802
803
804
805
806
807
808
809
810
811
812
813
814
815
816
817
818
819
820
821
822
823
824
825
826
827
828
829
830
831
832
833
834
835
836
837
838
839
840
841
842
843
844
845
846
847
848
849
850
851
852
853
854
855
856
857
858
859
860
861
862
863
864
865
866
867
868
869
870
871
872
873
874
875
876
877
878
879
880
881
882
883
884
885
886
887
888
889
890
891
892
893
894
895
896
897
898
899
900
901
902
903
904
905
906
907
908
909
910
911
912
913
914
915
916
917
918
919
920
921
922
923
924
925
926
927
928
929
930
931
932
933
934
935
936
937
938
939
940
941
942
943
944
945
946
947
948
949
950
951
952
953
954
955
956
957
958
959
960
961
962
963
964
965
966
967
968
969
970
971
972
973
974
975
976
977
978
979
980
981
982
983
984
985
986
987
988
989
990
991
992
993
994
995
996
997
998
999
1000

WYTYCZNE DLA AUTORÓW

Komitet Redakcyjny prosi o przestrzeganie następujących wytycznych przy przygotowywaniu maszynopisów artykułów nadsyłanych do opublikowania.

1. *Tematyka i charakter artykułów.* Redakcja przyjmuje do druku prace przeglądowe, kompilacyjne i monograficzne, wchodzące w zakres szeroko pojętej elektrotechniki, które powinny jednak zawierać własny wkład twórczy Autora polegający na: oryginalnym ujęciu zagadnienia, własnej klasyfikacji, krytycznej ocenie (teorii lub metod), wyciągnięciu wniosków co do celowości takiego lub innego działania, prognoście itp. Autorów obowiązuje jak najdalej posunięta zwięzłość.

2. *Wymagania podstawowe.* Artykuły należy nadsyłać w maszynopisie, w dwóch egzemplarzach, w zasadzie w języku polskim, dopuszczalne są jednak również artykuły w językach: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim. Maszynopis powinien być napisany jednostronnie przez czarną taśmę, na maszynie do pisania z niezabrudzonymi i nieuszkodzonymi znakami. Dopuszcza się odręczne czytelne uzupełnianie tekstu atramentem lub długopisem kolorem czarnym lub ciemnoniebieskim znaków specjalnych oraz znaków w językach, których alfabetów nie ma na maszynach do pisania, np. znaków matematycznych, chemicznych, liter greckich. Maszynopis powinien być napisany na papierze do maszyny do pisania koloru białego, formatu A4; numeracja ciągła na wszystkich stronach.

3. *Spisób pisania tekstów.* Tekst w maszynopisie powinien być pisany bez używania wyróżnień, a w szczególności nie dopuszcza się spacjowania (rozstrzelania), podkreślania i pisania tekstów dużymi literami, z wyjątkiem wyrazów, które umownie pisze się dużymi literami (np. FORTRAN). Proponowane wyróżnienia Autor może zaznaczyć w maszynopisie (zwykłym ołówkiem) za pomocą przyjętych znaków adiustacyjnych (podkreślenie linią przerywaną — spacjowanie, podkreślenie linią ciągłą — pogrubienie, podkreślenie wężykiem — kursywa itp.). Na jednej stronie maszynopisu powinno być 30 wierszy po około 60 znaków łącznie z odstępami. Marginesy każdej strony powinny mieć następujące wymiary: górny — ok. 25 mm, lewy — ok. 35 mm. Tekst maszynopisu powinien być napisany z podwójnym odstępem między wierszami; tytuły i podtytuły małymi literami. Akapity należy rozpoczynać z wcięciem równym trzem uderzeniom maszyny do pisania.

4. *Spisób pisania tablic.* Tablice powinny być napisane w układzie zbliżonym do układu zecerskiego. Tytuły rubryk pionowych i poziomych powinny być napisane małymi literami z podwójnym odstępem między wierszami. Przypisy (notki) dotyczące tablic należy pisać bezpośrednio pod tablicą. Tablice należy numerować kolejno liczbami arabskimi; u góry każdej tablicy podać tytuł. Tablice umieścić na końcu maszynopisu.

5. *Sposób pisania wzorów matematycznych.* Rozmieszczenie znaków, cyfr, liter i odstępów powinno być zbliżone do rozmieszczenia elementów druku. Wskaźniki i wykładniki potęg powinny być napisane wyraźnie i być prawidłowo obniżone lub podwyższone w stosunku do linii wiersza podstawowego. Znaki nad literami i cyframi: strzałki, linie, kropki, daszki itp. powinny być napisane dokładnie nad tymi elementami, do których się odnoszą. Numery wzorów należy umieszczać z prawej strony.

6. *Przygotowanie materiału ilustracyjnego.* Rysunki, wykresy i fotografie należy wykonywać zgodnie z obowiązującymi normami Polskiego Komitetu Normalizacji, Miar i Jakości (oznaczonymi literą E i numeracją od 01200 do 01245; przydatna może się okazać książka K. Michela, T. Sapińskiego: „Rysunek techniczny elektryczny”), na oddzielnych arkuszach, z podaniem kolejnych numerów rysunków. W maszynopisie artykułu na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku, a na oddzielnym arkuszu wykaz podpisów pod rysunki. Wszystkie

rysunki, wykresy i fotografie należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.). U samego dołu rysunku (a przy fotografiach na odwrocie) należy 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 streszczenie (w 2 egz.) w językach obcych: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim. W razie niemożności przygotowania streszczeń w językach obcych Autor powinien podać przynajmniej terminy obcojęzyczne niezbędne do wykonania tłumaczenia.

8. *Bibliografia.* Na końcu maszynopisu należy podać w przyjętej przez Autora kolejności (np. chronologicznej, alfabetycznej itp.) wykaz publikacji, na które Autor w tekście się powołuje, lub które uważa za słuszne wymienić z innych powodów. W każdej pozycji wykazu należy podać 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.

9. *Informacje dodatkowe.*

— Niezastosowanie 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.

— Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze Autor może zamówić w Redakcji na własny koszt.

— Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji.

— Redakcja prosi Autorów o podawanie miejsca pracy i adresu prywatnego, a także o powiadamianie o zmianie adresu.

Rozprawy Elektrotechniczne

Kwartalnik

CZASOPISMO
ROZPRAWY ELEKTROTECHNICZNE

Warunki prenumeraty

Cena prenumeraty krajowej

półrocznie zł 320,—

rocznie zł 640,—

Prenumerata **na kraj** przyjmowana jest:

— do dnia 10 listopada na I półroczu roku następnego i na cały rok następny,

— do dnia 1 czerwca na II półroczu roku bieżącego.

Instytucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa-Książka-Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych i u doręczycieli.

Czytelnicy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych i u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki **za granicę** przyjmuje RSW „Prasa-Książka-Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV Oddział w Warszawie Nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę pocztą zwykłą jest droższa od prenumeraty krajowej o 50% dla zleciodawców indywidualnych i o 100% dla zlecających instytucji i zakładów pracy.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki, 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

Subscription orders for all the magazines published in Poland available through the local press distributors or directly through the Foreign Trade Enterprise Ars Polona, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our bankers: Bank Handlowy Warszawa S.A.

Rozpr. Elektrot. T. 31, z. 3—4, 617—928, Warszawa 1985

Index 37483