

Isolationsabstände, Füllungskoeffizient der Wicklungen und andere Datenarten (insgesamt 46), die alle leicht zu gewinnen sind.

Das Programm wird während einer Minute am Rechner Odra 1204 realisiert.

Als Ergebnis wird erhalten: optimale Grundabmessungen des Magnetkerns und die ihm entsprechende Windungsspannung, Induktion im Kern und Joch, Werkstoffbedarf und Kosten der aktiven Teile, mechanische Spannungen im Leiterstoff der Wicklungen (in Abhängigkeit von der Einwirkung der radialen Kräfte) und Abmessungen der Wicklungskonturen. Auf Grund dieser Angaben können dann die Wicklungen eines optimalen Transformators ohne Schwierigkeiten projiziert werden.

Э. РЫДЗЕВСКИ, М. ЯРОШЕВСКИ

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ ОСНОВНЫХ АКТИВНЫХ ЧАСТЕЙ СИЛОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Р е з ю м е

В работе представлен алгоритм расчета на цифровых вычислительных машинах (ЭЦВМ) оптимальных основных размеров активных частей трехфазных силовых двухобмоточных трансформаторов.

В качестве критерия оптимализации принято минимальные расходы активных материалов трансформатора.

Программа на ЭЦВМ разработана в четырех вариантах: с ограничением индукции в сердечнике из-за тока холостого хода и без этого ограничения в применении к трансформаторам с сердечником поверхность поперечного сечения стержня s_k которых равна поверхности поперечного сечения ярма s_j и к трансформаторам с $s_j > s_k$.

При расчетах проверяется тепловая нагрузка. Исходными данными для программы на ЭЦВМ являются номинальные параметры, изоляционные расстояния, коэффициент заполнения обмоток и другие простые для подготовки данные, в общем числе 46. Программа на ЭЦВМ на языке ПЛГОЛЬ реализуется на машине ОДРА 1204 в течение около 1 минуты.

В результате расчетов получаются оптимальные основные размеры сердечника и соответствующие им витковое напряжение, индукция в стержне и ярме, стоимость и массы активных материалов, механические напряжения в проводящем материале обмоток от радиальных усилий и основные размеры обмоток.

Используя предложенную программу можно непосредственно произвести точный проект обмоток оптимального трансформатора.

Pomiar rezystancji rozproszonej kolektora tranzystora bipolarnego

W. PIETRENKO (GDAŃSK), BOGDAN M. WILAMOWSKI (GDAŃSK)

Instytut Technologii Elektronicznej Politechniki Gdańskiej

Otrzymano 14.5.1975

W pracy podano przegląd znanych metod pomiaru rezystancji rozproszonej kolektora, wskazano na niewielką ich przydatność szczególnie w przypadku tranzystorów scalonych i wysokonapięciowych. Zaproponowano nową metodę pozwalającą wyznaczyć wartość tej rezystancji bezpośrednio z charakterystyk kolektorowych tranzystora. Metoda jest prosta i dokładna, pozwala na eliminację efektu modulacji konduktywności a także niewłaściwego przepływu prądu kolektora.

1. WSTĘP

Tranzystory planarne w porównaniu ze stopowymi charakteryzują się względnie dużą pasożytniczą rezystancją rozproszoną kolektora. Fakt ten szczególnie jaskrawo występuje w tranzystorach scalonych i wysokonapięciowych, zmuszając technologów do stosowania specjalnych technik w celu zminimalizowania tej rezystancji. Z tego względu ważne jest dokładne wyznaczenie jej wartości. Problem ten związany jest także z tworzeniem coraz to doskonalszych modeli tranzystorów do komputerowych metod projektowania układów.

Znane metody pomiaru rezystancji rozproszonej kolektora [3 ÷ 7] mają bardzo ograniczone zastosowania, nie dają jednoznacznego wyniku, a nawet często prowadzą do błędnego i praktycznie nie nadają się do pomiarów tranzystorów scalonych. Przegląd metod pomiaru rezystancji rozproszonej kolektora tranzystora bipolarnego i zaproponowanie nowej metody, eliminującej większość wad poprzednich, jest przedmiotem niniejszej pracy.

2. PRZEGLĄD METOD POMIAROWYCH

Wykaz użytych oznaczeń

a_{ij} — współczynniki modelu Ebersa-Molla,
 I_C, I_B, I_E — prąd stały kolektora, bazy i emitera,
 $k = I_C/I_B$ — stosunek prądu kolektora do prądu bazy,

- $r_{EE'}, r_{CC'}$ — rezystancja rozproszona emitera i kolektora,
 $r_S = r_{EE'} + r_{CC'}$ — rezystancja szeregową tranzystora,
 $s = \beta_N I_B / I_C$ — współczynnik nasycenia tranzystora,
 U'_{CE} — napięcie kolektor-emiter tranzystora z zerowymi rezystancjami rozproszonymi,
 U_{CE} — napięcie kolektor-emiter tranzystora rzeczywistego,
 U_T — potencjał termiczny,
 α_N, α_R — stałoprądowy współczynnik wzmocnienia prądowego w układzie o wspólnej bazie dla normalnego i inwersyjnego zakresu pracy tranzystora,
 β_N, β_R — tak jak α_N i α_R , tylko że w układzie o wspólnym emiterze.

Równania Ebersa-Molla opisują zachowanie się tranzystora dla składowych stałych. Przy założeniu, że rezystancje rozproszone tranzystora są równe zeru, z równań tych otrzymuje się

$$U'_{CE} = U_T \ln \left[\frac{a_{22}}{\alpha_N a_{11}} \cdot \frac{1 + (1 - \alpha_R) I_C / I_B}{1 - I_C / \beta_N I_B} \right]. \quad (1)$$

W literaturze (np. [1, 2]) często można spotkać powyższą zależność w postaci

$$U'_{CE} = U_T \ln \left[\frac{1}{\alpha_R} \cdot \frac{1 + (1 - \alpha_R) I_C / I_B}{1 - I_C / \beta_N I_B} \right]. \quad (2)$$

Wzór ten również otrzymuje się z równań Ebersa-Molla, lecz przy założeniu, że $a_{12} = a_{21}$. Założenie to jest słuszne jedynie dla tranzystorów z jednorodną bazą, w których dodatkowo o wzmocnieniu decyduje sprawność transportu nośników mniejszościowych przez bazę. Nie jest więc ono nigdy spełnione we współczesnych tranzystorach z niejednorodną bazą.

Napięcie U_{CE} na tranzystorze rzeczywistym równe jest

$$U_{CE} = U'_{CE} + I_E r_{EE'} + I_C r_{CC'}, \quad (3)$$

gdzie U'_{CE} dane jest przez (1).

Na ogół, wyjąwszy stan silnego nasycenia, tzn. gdy prąd bazy porównywalny jest z prądem kolektora, $I_E \cong I_C$. W związku z tym

$$U_{CE} \cong U'_{CE} + I_C (r_{EE'} + r_{CC'}) = U'_{CE} + I_C r_S. \quad (4)$$

Parametry α_N i α_R oraz a_{22} i a_{11} są bardzo słabymi funkcjami prądu i jeśli β_N niezbyt silnie zależy od prądu kolektora, to można przyjąć, że napięcie U'_{CE} tranzystora idealnego jest prawie stałe. Fakt ten wykorzystują wszystkie znane stałoprądowe metody pomiaru rezystancji rozproszonych emitera i kolektora.

2.1. Metoda Kulkego i Millera [3]

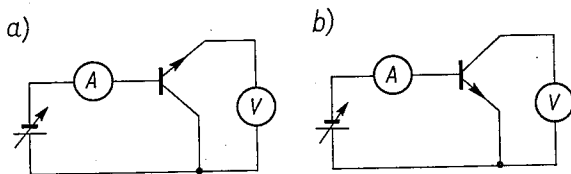
Pomiar rezystancji rozproszonych emitera i kolektora tą metodą przeprowadza się w układzie jak na rys. 1. Ponieważ tranzystor obciążony jest tylko woltomierzem, który winien mieć bardzo dużą rezystancję wejściową, można więc przyjąć, że w układzie jak na rys. 1a, $I_E = 0$, tzn. $I_B = I_C$, w związku z czym zgodnie z (3)

$$U_{EC} = U'_{EC} + I_B r_{CC'}, \quad (5)$$

a dla układu z rys. 1b, $I_C = 0$, tj. $I_B = I_E$ i

$$U_{CE} = U'_{CE} + I_B r_{EE'} \quad (6)$$

Ponieważ napięcie na tranzystorze idealnym, tj. z rezystancjami rozproszonymi równymi zeru, jest prawie stałe, w wyniku pomiaru napięcia U_{CE} lub U_{EC} w funkcji prądu bazy otrzymuje się prostą o nachyleniu równym $r_{EE'}$ lub $r_{CC'}$.



Rys. 1. Układ do pomiaru rezystancji rozproszonych emitera i kolektora metodą Kulkego i Millera
a — pomiar $r_{CC'}$, b — pomiar $r_{EE'}$

2.2. Metoda Logana [4, 5]

W metodzie tej pomiar r_s przeprowadza się w stanie nasycenia tranzystora, mierząc zależność napięcia nasycenia U_{CEsat} od prądu kolektora przy zachowaniu stałego stosunku prądu kolektora do prądu bazy. W tych warunkach nachylenie krzywej $U_{CEsat}(I_C)$ określa rezystancję szeregową tranzystora, bowiem już przy $k = I_C/I_B = 10$ prąd emitera jest w przybliżeniu równy prądowi kolektora, przez co ze skończoną dokładnością słuszne jest (4).

2.3. Metoda Hahna i Swanenburga

W metodzie Hahna [6] do pomiaru rezystancji szeregowej tranzystora wykorzystuje się charakterystyki wyjściowe $I_C(U_{CE})|_{I_B = \text{const.}}$. Dla tranzystorów o dużym r_s o przebiegu charakterystyk wyjściowych dla małych napięć U_{CE} decyduje spadek napięcia na rezystancji szeregowej, a zmiany napięcia U'_{CE} tranzystora idealnego można pominąć. Tak więc łącząc na charakterystykach wyjściowych punkty, w których tranzystor wchodzi w zakres aktywny, tzn. punkty, od których począwszy prąd kolektora bardzo słabo zależy od napięcia U_{CE} , otrzymuje się linię prostą o nachyleniu równym r_s . W oryginalnej pracy Hahna [6], podobnie jak i w innych (np. [8]) sugerowano, iż linia określająca r_s powinna przechodzić przez początek układu współrzędnych, przez co automatycznie zakłada się, że $U'_{CE} = 0$. Założenie to wprowadza duży błąd w wyznaczaniu r_s , nawet w przypadku tranzystorów wysokonapięciowych, do pomiaru których została przewidziana. Fakt ten potwierdzają również wyniki pomiarowe.

Uściślenie tej metody podał Swanenburg [7]. Rezystancję szeregową wyznacza on z nachylenia prostej łączącej punkty przecięć stycznych do charakterystyk w obszarze aktywnym ze stycznymi poprowadzonymi w punktach przegięcia charakterystyki w obszarze nasycenia.

3. METODA OKREŚLANIA r_S PRZY ZACHOWANIU STAŁEGO WSPÓŁCZYNNIKA NASYCENIA TRANZYSTORA

Współczynnik nasycenia tranzystora jest zdefiniowany przez poniższą zależność

$$s = \beta_N I_B / I_C \quad (7)$$

i oznacza, ile razy prąd kolektora w zakresie nasycenia jest mniejszy, przy tym samym prądzie bazy, niż w zakresie aktywnym ($I_C = \beta_N I_B / s$). Przyjmując stały współczynnik nasycenia $s = \text{const}$ można, korzystając z charakterystyk $I_C(U_{CE})|_{I_B = \text{const}}$ wyznaczyć rezystancję szeregową tranzystora. Łącząc na charakterystykach punkty dla tych samych wartości parametru s , powinno otrzymać się linię prostą o nachyleniu równym r_S .

W przypadku tranzystorów o silnej zależności $\beta_N(I_C)$ punkty o $s = \text{const}$ mogą odbiegać od linii prostej, można jednak wprowadzić poprawkę redukującą wynikający z tego błąd. Zależność (1) po prostych przekształceniach przechodzi w

$$U'_{CE} = U_T \ln \left[\frac{a_{22}}{\alpha_N a_{11}} \cdot \frac{s + (1 - \alpha_R) \beta_N}{s - 1} \right]. \quad (8)$$

Zmiana U'_{CE} punktem pracy tranzystora jest nieznaczna i wyraża się wzorem

$$U'_{CE} = U'_{CE1} - U'_{CE2} = U_T \ln \left[\frac{\alpha_{N2}}{\alpha_{N1}} \cdot \frac{s + (1 - \alpha_{R1}) \beta_{N1}}{s + (1 - \alpha_{R2}) \beta_{N2}} \right]. \quad (9)$$

Dla małych s , w przedziale $1,5 \div 2$, można bez obawy popełnienia większego błędu przyjąć, że $(1 - \alpha_R) \beta_N \gg s$ i zależność (9) upraszcza się do postaci

$$U'_{CE} = U_T \ln \frac{\beta_{N1}}{\beta_{N2}}. \quad (10)$$

Zależność tę otrzymano przy założeniu, że z występujących w (9) wielkości tylko β_N jest funkcją prądu kolektora. Założenie to jest w praktyce dość dobrze spełnione. Należy zaznaczyć, iż w przypadku silnej zależności $\beta_N(I_C)$ wprowadzenie poprawki (10) jest konieczne, nawet gdy punkty o $s = \text{const}$ układają się wzdłuż linii prostej, podwyższa to bowiem dokładność metody.

4. PODSUMOWANIE

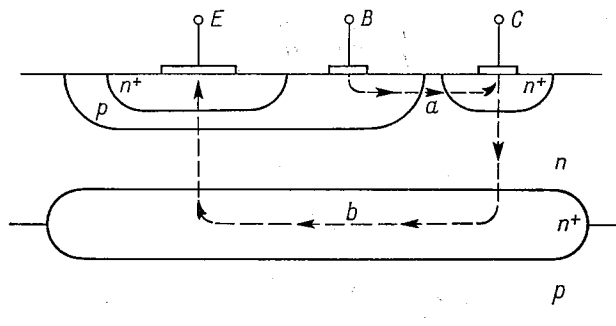
Dla porównania przydatności omówionych metod pomierzono kilka serii tranzystorów wykonanych różnymi technologiami. Tablica 1 przedstawia wyniki pomiarów rezystancji szeregowych tych samych tranzystorów otrzymane poszczególnymi metodami.

Jak wynika z tej tablicy, wartość r_S otrzymana metodą Kulkego i Millera jest zawsze najmniejsza. Jest to uwarunkowane tym, że podczas pomiaru złącze kolektor-baza spolaryzowane jest w kierunku przewodzenia i powstaje efekt modulacji słabo domieszkowanego obszaru kolektora. W przypadku tranzystorów scalonych dodatkowy błąd powoduje fakt, że w warunkach pomiaru prąd kolektora płynie tuż przy powierzchni, natomiast w warunkach normalnej pracy tranzystora prąd ten płynie poprzez warstwę zagrzebaną (rys. 2).

Tablica 1

Rezystancja szeregową tranzystora [Ω] według różnych metod pomiaru

	stopowy	epiplanarny		scalony	wysokonapięciowy
	TG 3 A	BC 108	BF 519	UL 3046	BF 178
Kulke i Miller	1,3	1	4	7,5	3,5
Longan $k = 10$	1,3	1,3	5	22	54
Hahn	2,2 ÷ 6,4	4,2 ÷ 6,7	9 ÷ 13	45 ÷ 50	194 ÷ 213
Swanenburg	0 ÷ 1,7	0 ÷ 1,2	4 ÷ 6	20 ÷ 22	80 ÷ 105
Autorzy $s = 2$	1,4	2	5,5	20,5	110



Rys. 2. Przepływ prądu kolektora w tranzystorze scalonym dla różnych metod pomiaru r_s
 a — metoda Kulkego i Millera (bardzo silne nasycenie), b — metoda stałego s (stan aktywny)

Metoda Kulkego i Millera jest przydatna jedynie do pomiaru rezystancji rozproszonych silnie domieszkowanych obszarów emitera i kolektora, jak to ma miejsce w tranzystorach stopowych i niskonapięciowych (np. TG 3 A i BC 108) o $r_s \leq (1 \div 2) \Omega$. Dla innych tranzystorów otrzymywane dzięki niej wyniki są mniej (BF 519) lub bardziej (BF 178) błędne. Jej jedyną zaletą jest fakt, że tylko dzięki jej pomocy można dość dokładnie wyznaczyć $r_{EE'}$, a z dużym błędem $r_{CC'}$. Wszystkie inne metody wyznaczają rezystancję szeregową

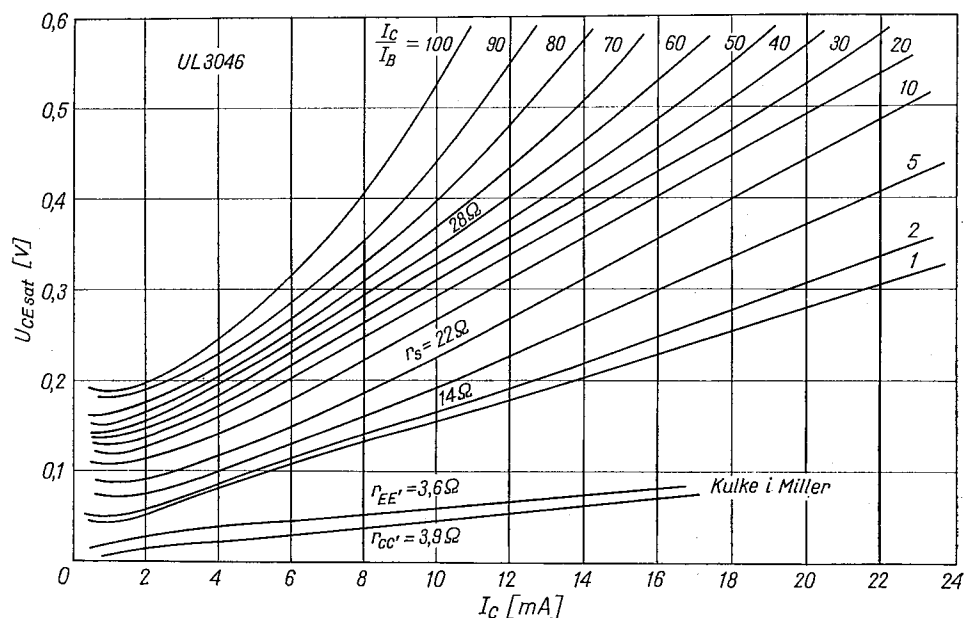
$$r_s = r_{EE'} + r_{CC'}.$$

Metoda Logana daje wynik zależny od stosunku prądu kolektora do prądu bazy, rys. 3. Jest to częściowo wynik efektu modulacji konduktywności obszaru kolektora, pomiar przeprowadza się na tranzystorze nasyconym, częściowo zaś wpływu zmian $\beta_N(I_C)$ na napięcie U_{CE} . W przypadku tranzystorów scalonych dochodzi efekt zilustrowany na rys. 2. Jedyną metodą przynajmniej częściowego wyeliminowania tych wad jest pomiar przy dużych wartościach $k = I_C/I_B$. Problem jest jednak z tym, że dla k porównywalnego z β_N metoda jest nieprzydatna, gdyż napięcie U'_{CE} bardzo silnie zależy od β_N . Potwierdzają to obliczenia czułości U_{CE} na β_N

$$S_{\beta_N}^{U_{CE}} = \frac{dU_{CE}/U_{CE}}{d\beta_N/\beta_N} = \frac{U_T}{U_{CE}} \cdot \frac{1}{\frac{\beta_N}{k} - 1} \xrightarrow{k \rightarrow \beta_N} \infty. \quad (11)$$

Fakt ten uwidacznia się również na pomierzonych charakterystykach $U_{CE\text{sat}}(I_C)$, które już dla $k = 0,5 \beta_N$, tzn. $s = 2$, stają się silnie nieliniowe (rys. 3.), uniemożliwiając tym samym odczyt r_s .

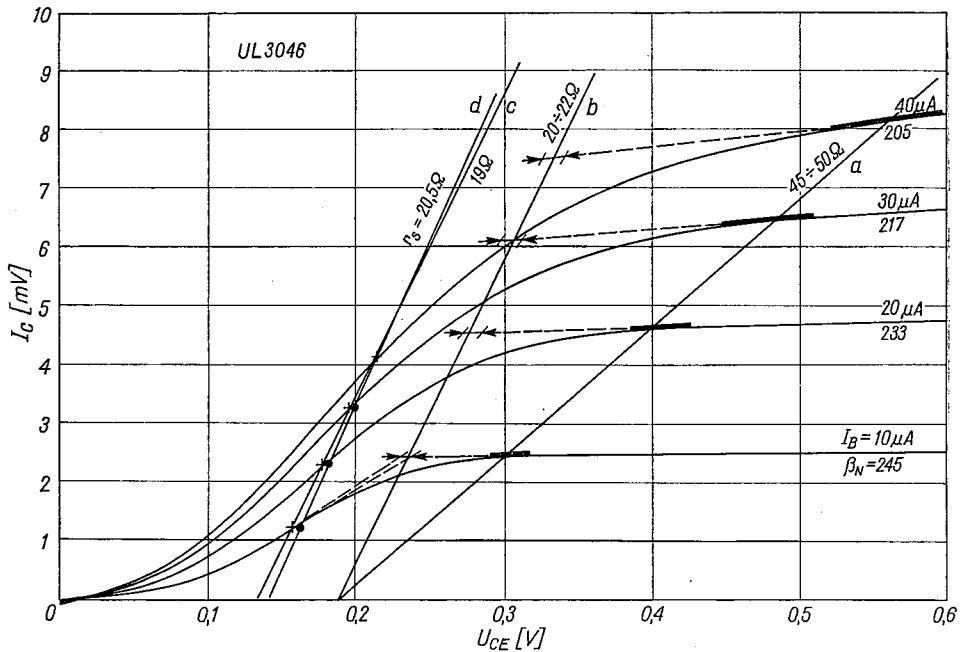
Z powyższych względów na podstawie szeregu pomiarów dla tranzystorów nisko-napięciowych przyjęto jako optymalną, ze względu na dokładność wyznaczenia r_s , wartość tej rezystancji dla $k = 10 \div 20$, przez co zmniejsza się efekt modulacji konduktywności, a w przypadku tranzystorów scalonych szkodliwy, ze względu na pomiar r_s , wpływ prądu przewodzenia złącza kolektor-baza, płynącego tuż przy powierzchni przyrządu (rys. 2). W metodzie Logana nie ma możliwości korekcji napięcia U_{CE} ze względu na jego zależność od $\beta_N(I_C)$. Jest to poważna wada tej metody; inna to dość skomplikowany układ pomiarowy.



Rys. 3. Zależność napięcia nasycenia od prądu kolektora tranzystora scalonego do wyznaczenia r_s metodą Logana oraz Kulkego i Millera

Jak widać z tablicy 1 wartość r_s zmierzona metodą Hahna przewyższa znacznie wartość tej rezystancji uzyskaną innymi metodami. Jest to spowodowane tym, że metoda Hahna w minimalnym stopniu uwzględnia napięcie na tranzystorze idealnym. Dodatkowy błąd wprowadza trudność w dokładnym wyznaczeniu prostej określającej r_s . Łagodne przejście charakterystyk z zakresu nasycenia w zakres aktywny powoduje, że odczytany wynik w większym stopniu zależy od dość arbitralnego doboru punktów niż od rzeczywistej wartości rezystancji szeregowej tranzystora. Błąd wyznaczonego tą metodą r_s wynosi ponad 100% (vide dane z tablicy 1).

Rys. 4. przedstawia pomierzone charakterystyki kolektorowe tranzystora scalonego, tego samego co i na rys. 3, z zaznaczoną konstrukcją do wyznaczenia r_s metodą Hahna (prosta a), Swanenburga (prosta b) oraz metodą stałego s (prosta c bez korekcji na $U'_{CE}(I_C)$),



Rys. 4. Charakterystyki kolektorowe tranzystora scalonego z zanaczonymi konstrukcjami do wyznaczania r_s metodami:

a — Hahna, b — Swanenburga, c — stałego s bez korekcji na $\beta_N(I_C)$, d — stałego s z korekcją na $\beta_N(I_C)$
 Pogrubienia i strzałki oznaczają dokładność danej metody

prosta d z korekcją). Pogrubienia charakterystyk oznaczają dokładność wyznaczenia rezystancji szeregowej metodą Hahna, a strzałki — dokładność metody Swanenburga.

Metodą Swanenburga można badać dowolny tranzystor. Jest ona dokładniejsza niż metoda Hahna, ma jednak poważne wady: niedokładność w graficznym wyznaczaniu punktu przegięcia charakterystyk oraz stycznej w nim, a także nieuwzględnianie zmian napięcia U_{CE} z prądem kolektora. Szczególnie ze względu na niedokładność konstrukcji graficznych w metodzie tej otrzymuje się r_s z rozrzutem rzędu 20%.

Zaproponowana w pracy metoda jest uogólnieniem wszystkich znanych metod pomiaru r_s . Dobierając odpowiednie wartości parametru s można otrzymać takie same wyniki jak innymi metodami. Wynika to z faktu, że zmieniając s w przedziale $[\infty, 1]$ tranzystor przechodzi od bardzo silnego nasycenia, przy dużym s , do stanu aktywnego, przy $s = 1$. W tablicy 2 podano orientacyjne wartości parametru s i metody, jakim ta wartość s odpowiada.

Pomimo tego, że metoda stałego s jest uogólnieniem innych metod, ma ona w porównaniu z nimi poważne zalety. Jest dużo dokładniejsza, wynika to przede wszystkim z najprostszej konstrukcji wyznaczenia r_s , a poza tym z możliwości korekcji napięcia U_{CE} ze względu na jego zależność od $\beta_N(I_C)$. Żadna z pozostałych metod takiej możliwości nie posiada.

Przy wyznaczaniu tak zwanej geometrycznej rezystancji szeregowej tranzystora, tj. rezystancji uwarunkowanej jedynie jego geometrią i rezystywnością obszaru kolektora,

należy stosować $s = 1,5 \div 2$. Dla s z tego przedziału tranzystor znajduje się na granicy stanu aktywnego, przez co zminimalizowany jest efekt modulacji konduktywności, ponadto w tranzystorach scalonych zminimalizowany jest także zniekształcający wynik pomiaru prąd przypowierzchniowy. Przykładowo dla $s = 2$ i tranzystora o $\beta_N = 100$ stosunek prądu a do prądu b z rys. 2 wynosi 0,01. Stosowanie s bliskiego jedności, przez co całkowicie likwiduje się obie wymienione wady, jest niecelowe, bowiem w tym wypadku metoda stałego s przechodzi w metodę Hahna z wszystkimi wynikającymi z tego konsekwencjami. W celu dodatkowego uproszczenia wyznaczania geometrycznej r_s wygodnie jest przyjąć $s = 2$, gdyż wymaga to tylko znalezienia na charakterystykach wyjściowych tranzystora punktów, gdzie prąd kolektora przy tym samym prądzie bazy jest o połowę mniejszy od maksymalnego ($I_{Cmax} = \beta_N I_B$).

Tablica 2

Wartości parametru s opisywanych metod
pomiaru r_s

s	metoda pomiaru r_s
$1 \div 1,2$	Hahn i Swanenburg
$5 \div 10$	Logan
∞	Kulke i Miller

Przy wykorzystywaniu przedstawionej metody należy dążyć do tego, aby punkty o $s = \text{const}$ odpowiadały prądom kolektora, przy których spadek napięcia na r_s jest większy od $10 \div 20$ mV. Podwyższa to dokładność metody, w przeciwnym razie nawet niewielkie zmiany U'_{CE} z prądem kolektora zaciemniają obraz, powodując błąd w wyznaczeniu r_s . Przy takim doborze s błąd metody nie przekracza 10%, wyjąwszy skrajne wartości s .

Opisana metoda jest szybka, łatwa i dokładna. Można ją stosować do tranzystorów bipolarnych dowolnego typu oraz do wyznaczania rzeczywistej wartości rezystancji szeregowej tranzystorów, zarówno w zakresie aktywnym jak i nasycenia. Wymaga ona prostego układu pomiarowego, którym jest układ do wyznaczania wyjściowych charakterystyk statycznych tranzystora w układzie o wspólnym emiterze. Układ ten daje się łatwo zautomatyzować poprzez użycie charakterografu lub rejestratora X-Y z odpowiednią przystawką. Metoda ta pozwala na oszacowanie r_s bezpośrednio z katalogowych charakterystyk kolektorowych tranzystora.

LITERATURA

1. A. S. Grove, *Physics and technology of semiconductor devices*, John Wiley and Sons Inc., New York 1968.
2. S. K. Gandhi, *The theory and practice of microelectronics*, John Wiley and Sons Inc., New York 1968.
3. B. Kulke, S. L. Miller, *Accurate measurement of emitter and collector series resistances in transistor*, PIRE, No 1, 1957, 90.

4. J. Logan, *Characterisation and modeling for statistical design*, Bell Syst. Techn. J., v. 50, 1971, 1105.
5. N. O. Sokal, *Use a good switching transistor model*, Electronic Design, v. 15, No 12, 1967, 54.
6. L. A. Hahn, *The saturation characteristics of high-voltage transistor*, Proc. IEEE, v. 55, 1967, 1384.
7. W. M. C. Swanenburg, *A graphical method for finding transistor parameters*, Electronic Applications, v. 29, 1969, 107.
8. D. L. Bowler, F. A. Linndholm, *High current regimes in transistor collector regions*, IEEE Trans., v. ED — 20, 1973, 257.

W. PIETRENKO, B. M. WILAMOWSKI

MEASUREMENT OF COLLECTOR SPREADING RESISTANCE OF BIPOLAR TRANSISTORS

Summary

In the paper a review of known methods of collector spreading resistance measurement was made and their low usefulness for integrated and high-voltage transistors was pointed out. A new method of measurement allowing to calculate the values of this resistance directly from transistor collector characteristic has been suggested. The method is simple and accurate, allowing to eliminate the influence of the conductance modulation effect and of inappropriate collector flow.

W. PIETRENKO, B. M. WILAMOWSKI

MESURAGE DE LA RÉSISTANCE DIFFUSE DU COLLECTEUR DU TRANSISTOR BIPOLAIRE

Résumé

Dans l'ouvrage on a passé en revue des méthodes connues de mesurage de résistance diffuse du collecteur, montrant leur faible utilité, particulièrement dans le cas des transistors intégrés et à haute tension. On a proposé une méthode nouvelle permettant de déterminer la valeur de cette résistance directement des caractéristiques de collecteur du transistor.

La méthode est simple et exacte, permet d'éliminer l'effet de la modulation de conductivité et aussi l'impropre écoulement du courant du collecteur.

W. PIETRENKO, B. M. WILAMOWSKI

MESSUNGEN DES KOLLEKTORBAHNWIDERSTANDES EINES BIPOLAREN TRANSISTORS

Zusammenfassung

Es wurde eine Übersicht über die bekannten Methoden bei Kollektorbahnwiderstandsmessungen gegeben sowie ihre Vor- und Nachteile. Auch wurde eine neue Methode angeführt, die die Bestimmung des Kollektorbahnwiderstandes direkt aus den Kollektorkennlinien ermöglicht. Hierdurch erweist sich die dargestellte Methode als einfach und genau. Sie ermöglicht auch den Leitungsmodulationseffekt zu eliminieren.

В. ПЕТРЕНКО, Б. М. ВИЛЯМОВСКИ

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КОЛЛЕКТОРА БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

Резюме

В статье представлен обзор известных методов измерения распределенного сопротивления коллектора, указаны их недостатки, особенно в применении к высоковольтным и интегральным транзисторам.

Предложен новый метод измерения этого сопротивления непосредственно по коллекторным характеристикам. Этот метод является более точным по сравнению с предыдущими, так как устраняет эффект модуляции проводимости и влияние рабочей точки транзистора на распределенное сопротивление коллектора.

Contribution à la méthodologie de recherche concernant les isolateurs haute tension pollués au Sahara

JANUSZ LECH JAKUBOWSKI (WARSZAWA)

Instytut Wysokich Napięć Politechniki Warszawskiej

MUHAREM DOBARDŽIĆ (ALGER)

Ecole Nationale Polytechnique, Alger

Reçu le 26.11.1975

L'article présente d'abord l'influence des conditions météorologiques et géologiques du Sahara sur la structure géométrique, physique et chimique des dépôts sur les isolateurs.

On discute la formation des dépôts aussi bien „*in situ*” (dépôts naturels) que dans les laboratoires (dépôts semi-naturels et artificiels).

On analyse ensuite les modalités de la recherche concernant les isolateurs réels et les modèles simples pollués. On présente, comme exemple, quelques résultats de recherche dans le domaine des décharges glissantes sur les modèles plats de type de Toepler pollués par une couche de sable sec ou humide.

1. INTRODUCTION

Les auteurs de cet article ont collaboré à une recherche, exécutée en Algérie, concernant les formes des décharges glissantes sous tension de choc $1,2/50 \mu\text{s}$ sur les surfaces des diélectriques solides polluées par le sable du Sahara. Les résultats de cette recherche constituent d'une part la thèse de docteur-ingénieur de M. Dobardžić [27], acceptée en 1975 par l'Université d'Alger, et d'autre part certaines contributions relatives à la méthodologie de recherche dans les conditions du désert. Le présent article concerne cette méthodologie, se basant sur la grande complexité des phénomènes, liés aux conditions météorologiques et minéralogiques. Les conclusions, naturellement, sont valables pour les déserts en général, mais les exemples utilisés par les auteurs se rapportent au Sahara algérien et spécialement aux localités Hassi Messaoud (altitude 142 m, distance env. 560 km au sud de la ville d'Alger) et In Amenas (altitude 561 m, env. 1000 km au sud d'Alger). Ces régions sont de grands centres pétroliers, ce qui a comme conséquence la présence de la pollution naturelle et industrielle simultanément. Les conditions météorologiques de ces localités sont assez représentatives pour le Sahara entier.

Les buts de la recherche sur l'isolement pollué sont en général:

a) la définition du comportement et surtout de la tension de contournement des différents types d'isolateurs, soumis à la pollution d'une région donnée,

b) la connaissance des mécanismes des différentes formes de décharges.

La première direction de recherche, que nous proposons de nommer *directe*, aboutit en général à la constatation de l'équivalence des essais sur les *dépôts naturels* avec ceux des *dépôts artificiels*, créés au laboratoire (voir plusieurs positions de la Bibliographie). La C.E.I., dans la publication 60-1/1973 [18] prévoit pour la formation des dépôts artificiels la méthode de la pollution prédéposée (le revêtement sous forme d'une couche composée principalement de terre des diatomées et convenablement humidifiée). Dernièrement, on emploie également et surtout pour les isolateurs destinés aux réseaux ultra-hautes tensions, la méthode de pollution liquide prédéposée (*the flow-on method*) [18], [28]. Il semble que la méthode du brouillard salin [18] n'est pas convenable à la reproduction des dépôts du désert.

Comme exemple classique des recherches directes concernant le désert, on peut citer les travaux de El-Koshairy, Rizk, Assaad, El-Sarky, Awad et Aly [11], [15], [19], effectués sur la ligne 500 kV Assouan — Le Caire¹.

La deuxième direction de recherche, que nous appelons *indirecte*, comprenant le mécanisme de décharge, demande une connaissance approfondie des conditions météorologiques au Sahara et des caractéristiques des dépôts (propriétés chimiques, physiques et électriques). Cette connaissance est indispensable pour la recherche directe et indirecte. Nous avons trouvé des informations de ce genre, en partie dans la littérature, en partie en étudiant les dépôts *in situ* et en laboratoire. Pour le Sahara algérien, les publications météorologiques les plus utilisées sont celles de J. Dubief [1], [4], de R. Mayencon [3] et de l'E.N.E.M.A. [21].

2. CONDITIONS MÉTÉOROLOGIQUES AU SAHARA

Les dimensions du Sahara sont env. 5700 km entre l'Atlantique et la Mer Rouge et 1500—2000 km dans la direction nord-sud. Environ 80% de la surface de ce désert est constitué par les plateaux de hauteur 200—500 m, mais il y a aussi les dépressions jusqu'à 133 m (en Algérie le Chott Melrhir 30 m) et les montagnes Ahaggar culminant à 2918 m. Dans la suite nous n'allons nous occuper que des plateaux, étant donné que les montagnes n'auront pas d'installations électriques dans l'avenir prévisible.

Les déserts sableux (en Algérie les Ergs) avec les dunes atteignant même 200 m constituent moins de 20% de la surface du Sahara, le terrain restant est constitué par les rochers calcaires ou gréseux, nus ou couverts par des pierres (les hammadas). A la surface apparaissent aussi les marnes, les gypses et les sels (avant tout NaCl). La constitution minéralogique du sol est décisive, s'il s'agit des dépôts sur les isolateurs.

Les déserts sont caractérisés par le climat très sec et par le manque d'eau à la surface du sol. Néanmoins, l'humidité moyenne de l'air n'est pas négligeable (Fig. 1) et l'humidité maximale peut atteindre 100%. Cette humidité influence la conductivité électrique des dépôts sur les isolateurs. Cela arrive surtout pendant la nuit et le matin, quand la température de l'air et des isolateurs subit un abaissement important (parfois jusqu'à 50°C par

¹⁾ Déjà après la rédaction de notre article, F. Rizk, A. El-Arabaty et A. El-Sarky ont publié les résultats de leurs travaux récents sur les modalités de formation des dépôts en Egypte [34]. Ces résultats ne sont pas qualitativement en contradiction avec nos constatations.

rapport à la température du jour [21]). L'humidité en se condensant sous forme de rosée sur la surface de l'isolateur plus froid que l'air, peut même conduire à la saturation des dépôts par l'eau. Au Sahara on rencontre aussi, mais rarement, la gelée blanche, le givre ou le verglas, ce qui est la conséquence des températures occasionnelles au-dessous de zéro. En hiver, les basses chaînes de montagnes locales, spécialement au nord du Sahara (par exemple près de l'oasis Bou Saada) peuvent être couvertes de neige.

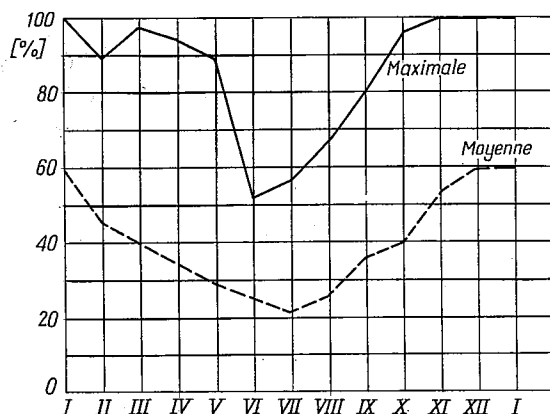


Fig. 1. Humidité relative moyenne et humidité relative maximale à Hassi Messaoud [21]

La température des isolateurs est très proche à celle du sol. La température du sol présente des variations diurnes très grandes (à Hassi Messaoud on a mesuré entre 0° et $+84^{\circ}\text{C}$ [1]). La haute température facilite le séchage des isolateurs mouillés, mais elle n'a pas de grande influence sur la tension de contournement, étant donné que la densité de l'air dépend de la température absolue ($273^{\circ} + t$).

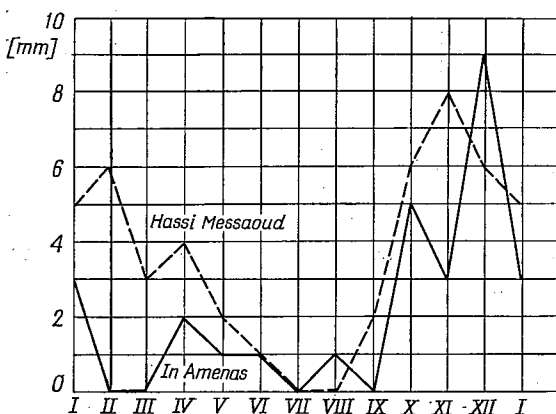


Fig. 2. Hauteur moyenne des précipitations pour la période 1960—69 à Hassi Messaoud et à In Amenas [21]

Les pluies au Sahara sont rares, de courte durée (quelques minutes à quelques heures) et apportent de petites quantités d'eau. A Hassi Messaoud et In Amenas, leur hauteur moyenne pour les années 1960—69 (Fig. 2) était respectivement de 43 mm et 25 mm par

an (en comparaison elle est à Alger de 684 mm et au nord de l'Europe de l'ordre de 500 mm par an). Ce n'est qu'exceptionnellement qu'ont lieu des pluies très fortes dont la hauteur dépasse 30 mm en 24 heures. Au nord du Sahara même des inondations sont possibles, mais arrivent une fois pour plusieurs décennies. Comme exemple on peut citer l'inondation, il y a 5 ans environ, qui détruisit aux environs de l'oasis Biskra, toutes les habitations d'argile et pendant laquelle de grandes étendues furent sous l'eau. D'autre part dans le sud du Sahara, à Tamanrasset, on attendit en vain pendant 5 ans des précipitations de pluie, ce qui entraîna la disparition presque totale des cultures maraîchères.

L'existence des pluies, même rares, conduit à la possibilité de mouillage des dépôts sur les isolateurs et à l'augmentation de leur conductivité avec les conséquences connues.

Parmi les précipitations occultes, c'est-à-dire ne prenant pas forme de pluie, nous avons déjà mentionné la rosée, la gelée blanche et le givre. A cette catégorie appartiennent aussi les brouillards. Leur fréquence à Hassi Messaoud et à In Amenas n'est pas grande [21]; elle est présentée dans le Tableau 1. Dans ces deux localités également, la fréquence de la rosée est petite, par comparaison, par exemple au Caire où la rosée se présente pendant 150 jours par an [19].

Tableau 1

Nombre de jours avec précipitations occultes à Hassi Messaoud et à In Amenas au cours de l'année 1972 [21]

	Hassi Messaoud			In Amenas		
	Rosée	Gelée blanche	Brouillard	Rosée	Gelée blanche	Brouillard
Janvier	—	—	4	—	—	1
Mai	—	—	—	—	—	1
Octobre	—	—	—	—	2	—
Novembre	—	—	1	—	—	—
Décembre	2	1	2	2	—	1
Année 1972	2	1	7	2	2	3

La fréquence de orages constitue l'élément important du point de vue de rigidité diélectrique des isolateurs. Le nombre de jours par an avec orage (Fig. 3) se situe en général au-dessous de 5, à l'exception des régions montagneuses où il atteint 10. Donc il faut prendre en considération le fait que les isolateurs haute tension au Sahara peuvent être exposés au chocs de la foudre.

3. DÉPÔT NATUREL SUR DES ISOLATEURS AU SAHARA

La création des dépôts dans le désert est intimement liée avec les vents. Les vents, souvent très forts et dont la vitesse peut dépasser 50 km/h [21] et atteindre 166 km/h (le simoun à Hassi Messaoud en 1974 [21]), soulèvent du sol les grains de sable de différentes compositions chimiques et de différents calibres. Ce sont *les vents de sable* qui transportent le sable sec à une hauteur qui varie de quelques centimètres seulement à quelques

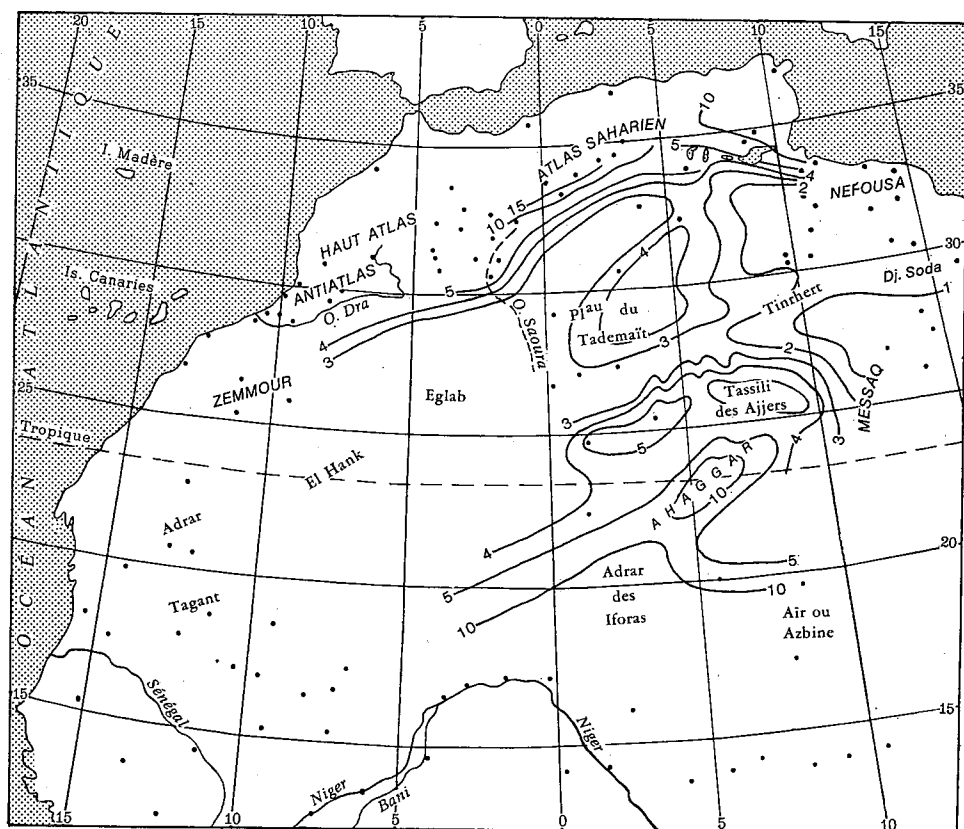


Fig. 3. Nombre annuel de jours avec orage au Sahara [4]

kilomètres. Il semble que la présence des grains secs dans l'air ne réduit pas sa rigidité diélectrique. Ce problème semble n'être pas encore approfondi par les chercheurs; on ne trouve dans la littérature que l'analyse de l'influence du brouillard sur la tension critique des éclateurs [6].

Les vents forts ont en général un effet de nettoyage des isolateurs, qui dans d'autres climats est assuré par la pluie. Les dépôts commencent à se former, quand le vent faiblit ou disparaît complètement. Le mécanisme principal de cette formation est celui de sédimentation, lié à la chute libre des particules les plus fines (de l'épaisseur de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ [1]). Les grains plus épais se déposent par l'atterrissage, quand la vitesse du vent diminue suffisamment. Le sable peut être aussi arrêté par les obstacles et former le dépôt à proximité de ceux-ci (dépôt d'accrochage [1]).

Les grains de sable emportés par le vent peuvent avoir un effet destructeur sur la surface des isolateurs, en causant dans leur émail de petits trous, analogues à ceux qui se produisent dans le pare-brise d'une voiture exposée quelques heures au vent de sable. A cause de ces trous, les pare-brises perdent partiellement leur transparence, ce qui a pu être constaté par un des auteurs sur sa propre voiture. Les trous de l'émail des isolateurs peuvent augmenter l'adhérence de leurs surfaces par rapport au dépôt.

Les analyses granulométriques des dépôts sur les isolateurs à Hassi Messaoud et à In Amenas montrent que le calibre des grains est inférieur à 100 μm . Cela s'applique aussi bien pour le montage extérieur qu'à l'intérieur des bâtiments. Dans ce dernier cas, les isolateurs sont pollués uniquement par la sédimentation des grains pénétrant à l'intérieur, à cause du manque d'étanchéité des bâtiments. Au niveau du sol on a trouvé des grains beaucoup plus volumineux; environ 80% de ces grains ont un calibre supérieur à 100 μm [27].

La composition chimique des dépôts et spécialement le contenu des sels permettant la formation des électrolytes lors d'accumulation d'eau, est une caractéristique importante du dépôt. L'analyse chimique du dépôt de Hassi Messaoud, formé à une hauteur de 3 m à l'intérieur d'un bâtiment est donnée dans le Tableau 2. Cette composition est sensiblement différente de celle que présente le sable au sol (Tableau 3) ou bien le sable au niveau des isolateurs, exposés à l'auto-nettoyage (situés à l'extérieur des bâtiments).

Tableau 2
Composition chimique du dépôt à la hauteur de 3 m à Hassi
Messaoud (analyse du laboratoire de l'Ecole Nationale
Polytechnique d'Alger)

Composante	% dans le dépôt
SiO ₂	58,08
Al ₂ O ₃	5,39
Fe ₂ O ₃	2,50
CaO	11,87
MgO	1,66
TiO ₂	0,46
Na ₂ O	0,50
K ₂ O	1,06
SO ₃	4,19
CO ₂ + H ₂ O	12,12
Perte	2,17

F.A.M. Rizk et ses collaborateurs [15] donnent un extrait d'une analyse semblable au Tableau 2 et mentionnent que les sels solubles représentent dans leur cas 17,8% du poids du dépôt (CaSO₄—9,92%; Na Cl — 2,97% et KCl — 0,53%). Ce dépôt est composé pour 95% de son poids par des grains de diamètre inférieur à 44 μm .

Nous voulons souligner que la composition chimique des dépôts constitue l'élément très variable selon la provenance des matériaux transportés par le vent. Hassi Messaoud est situé à la lisière du Grand Erg Oriental et la superficie des dunes de sable quartzueux s'étend sur 600 × 500 km². In Amenas se trouve aussi à la proximité d'une région sableuse très importante (500 × 250 km²). Les particules de dépôt peuvent être emportées aussi bien de ces terrains que des terrains rocheux avoisinant ou même très éloignés. Comme preuve indirecte de dernière supposition on peut rappeler l'apport des poussières du Sahara, enlevées par le vent Sirocco, jusqu'aux glaciers des Alpes. C'est le phénomène analogue au transport du brouillard salin à la distance de 100 km, observé au Danemark [14].

Tableau 3
Composition chimique du sable à la surface du sol à Hassi
Messaoud et à In Amenas (analyse du laboratoire de la SONA-
REM — Alger)

Composante	% dans le sable de Hassi Messaoud	% dans le sable d'In Amenas
SiO ₂	93,84	92,38
Al ₂ O ₃	1,59	2,26
Fe ₂ O ₃	0,59	1,57
CaO	0,73	0,62
MgO	0,27	0,22
TiO ₂	0,19	0,30
Na ₂ O	0,16	0,13
K ₂ O	0,67	0,67
P ₂ O ₅	0,01	0,01
SO ₃	0,41	0,06
Divers	0,47	0,39
Perte	1,07	1,39

Les installations électriques futures aux environs des chotts — des lacs salés, remplis partiellement par la boue — auront sans doute une autre composition des dépôts que celle présentée dans la Tableau 2. Les eaux des chotts sont saturées par le gypse et le sel.

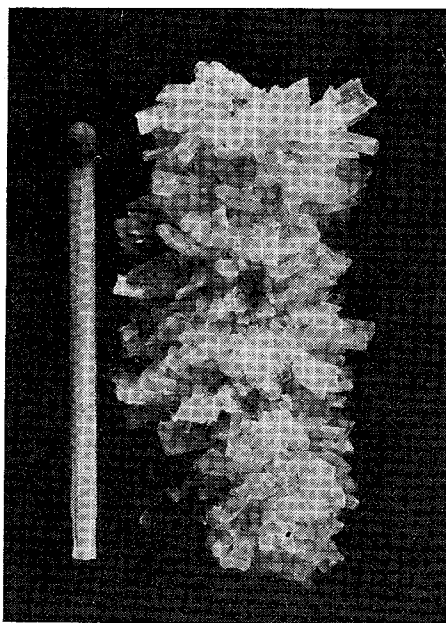


Fig. 4. Cristaux de gypse sur les branches des
buissons au bord du Chott Melrhir

Ces cristaux jumeaux, formés après l'évaporation d'eau, ont la forme classique de „queue d'hirondelle” et la longueur de 6 mm. Leur présence démontre la possibilité de participation prépondérante du gypse dans les dépôts sur les isolateurs dans la région des chotts

(Photo J. Wierzbicki)

En se desséchant à l'époque de grandes chaleurs, ces eaux laissent sur la végétation, auparavant inondée, les dépôts des cristaux de ces deux minéraux (Fig. 4). Les mêmes composants pourront dominer dans les dépôts sur les isolateurs aux environs des chotts.

La forme des dépôts sur les isolateurs au désert peut être continue ou discontinue (la couche complète ou partielle), leur épaisseur peut différer sur diverses parties de la surface. La couche n'a pas souvent de symétrie coaxiale avec l'isolateur. Sa forme dépend du montage de l'isolateur (intérieur, extérieur), de sa position (verticale, horizontale, inclinée) et aussi de l'exposition au vent (endroits plus ou moins abrités). Le champ électrique, fort aux environs des électrodes, facilite la formation des dépôts à ces endroits [7].

Dans les zones industrielles du Sahara, comme Hassi Messaoud et In Amenas, existent à part des dépôts naturels, les *dépôts industriels*. Ils sont ici provoqués par la fumée des gaz brûlés sortant des torchères pétrolières et par la fumée apparaissant lors des incendies accidentels des nappes de pétrole répandu. Dans certains cas, il faut compter aussi avec la pollution des isolateurs par l'huile de fuite des appareils électriques. En général, la pollution industrielle au Sahara ne se présente pas seule, isolée, mais facilite la formation des dépôts naturels et contribue à leur développement plus intense.

De la composition chimique des dépôts et sans doute aussi de la manière de leur création dépend leur *consistance*. Les dépôts peuvent être de consistance faible, avec les grains légèrement collés, présentant des espaces libres remplis d'air entre les grains. C'est le cas de Hassi Messaoud et de In Amenas. Nous proposons de nommer ce genre de dépôts *perméables à l'air*.

Nous avons aussi rencontré ailleurs les dépôts de consistance très compacte. Ils adhèrent si fort qu'il est difficile de les éloigner de la surface de la porcelaine même avec un couteau. Nous proposons de les nommer *imperméables à l'air*. On peut supposer que cette adhérence est due au calcaire et au gypse. Il est possible aussi que les particules de ces dépôts — peut être à l'état humide — étaient déposées avec force par les vents. Il semble également qu'une grande adhérence peut être liée à la destruction partielle de l'émail par le vent; l'étude microscopique serait dans ce cas très intéressante.

4. ÉTUDE ÉLECTRIQUE DES DÉPÔTS NATURELS ET ARTIFICIELS

L'analyse présentée ci-dessus montre que le vent joue un rôle primordial dans la formation des dépôts, autant du point de vue géométrique que chimique. En conséquence, les dépôts sont différents dans diverses régions du désert. Pour obtenir des dépôts représentatifs pour une localité donnée il est donc nécessaire d'exposer les isolateurs réels ou les modèles de recherche *in situ*, aux conditions existant dans la zone étudiée. Cette exposition doit être de longue durée, égale ou excédant une année. Cela conduit à la création sur le site de *stations d'essai*. Les stations de ce genre fonctionnent dans plusieurs pays aux environs soumis à la pollution marine et industrielle [7], [8], [10], [12], [16], [17], [26]. G. Carrara [20] a même suggéré de normaliser les procédures d'essai *in situ*.

La méthode la plus simple d'étudier les dépôts *in situ*, à la station d'essai est de définir le temps depuis l'installation des isolateurs jusqu'à leur contournement sous l'effet de tension du réseau de 50 Hz [8], [16]. On enregistre souvent aussi, dans ce cas, le courant de fuite. L'étude plus approfondie demande la mesure de tension de contournement de 50 Hz et de choc. Pour cela il faut disposer des sources de tension convenables qui normalement se trouvent dans les laboratoires éloignés de la zone désertique.

Etant donné que le transport des isolateurs pollués démontés détruit partiellement leurs dépôts (en tout cas les dépôts perméables à l'air), il se pose le problème d'équipement des stations d'essais d'un *laboratoire local*. Un laboratoire de ce genre, même transportable sur camion, est encore réalisable pour la tension du réseau 60 kV. Pour les tensions plus hautes, l'équipement de recherche devient très lourd et très coûteux (le transformateur caractérisé par le courant de court-circuit élevé, év. le générateur de chocs de manoeuvre). Dans ce cas on renonce au laboratoire local et on exécute les essais sur les isolateurs démontés et transportés ou bien on se contente des essais sur les éléments de chaînes d'isolateurs. Ces éléments peuvent être pollués sous tension fournie par un petit transformateur auxiliaire alimenté par le réseau. Les problèmes des essais *in situ* et en laboratoire ont été largement traités par Z. Pohl [30]; cette publication contient aussi une bibliographie très complète. La pollution désertique est spécialement discutée par Chikin, Ibraghimova et Umyzakov [9].

Au Sahara algérien les stations d'essai n'existent pas encore. En conséquence on ne peut pas étudier les dépôts naturels, formés *in situ* dans les conditions bien définies. Les auteurs ont donc essayé d'imiter les dépôts naturels du Sahara au laboratoire à Alger. Il s'agissait de l'imitation la plus fidèle dans le cadre des possibilités, renfermant la forme, la consistance, la granulométrie et la composition chimique des dépôts. Nous nommons ces *dépôts semi-naturels* en distinction aux dépôts complètement artificiels obtenus par exemple par la méthode de la pollution prédéposée, qui ne tend pas à imiter tous les paramètres des dépôts réels, mais surtout leur conductivité superficielle.

L'imitation des dépôts naturels au laboratoire, c'est-à-dire la formation des dépôts semi-naturels est très difficile et ne garantit pas l'identité des différents paramètres avec ceux existant *in situ*. On peut s'approcher de la composition physique et chimique des dépôts naturels en utilisant le sable de l'endroit donné du Sahara et en le tamisant par les cribles convenablement calibrés. Mais le collage des grains en nature dépend du temps de déposition, du vent, des cycles humidification-séchage et du champ électrique. Ce n'est que cette dernière condition qui peut être bien reproduite au laboratoire. Les effets de l'humidité peuvent être aussi assez bien imités, par exemple, par l'emploi du brouillard propre.

Les auteurs ont réussi à obtenir les couches semi-naturelles des dépôts qui semblent bien représenter les dépôts perméables à l'air. Au contraire, il ne semble pas possible de créer au laboratoire, les dépôts non perméables ayant une grande consistance. Néanmoins il faut souligner que l'étude des dépôts semi-naturels perméables présente une certaine valeur pour la recherche, car les dépôts naturels de ce genre ne sont pas transportables. En tout cas, les auteurs considèrent la méthode utilisée par eux comme la solution provisoire, remplaçant la recherche *in situ*.

5. DÉPÔTS SUR LES ISOLATEURS ET SUR LES MODÈLES

Comme on l'a déjà mentionné, la recherche des dépôts sur les isolateurs réels présente une valeur pratique, tandis que l'utilisation des modèles permet plus facilement d'étudier les mécanismes des phénomènes (voir aussi [22]). Les modèles sont particulièrement utiles en cas d'études des décharges glissantes, qui constituaient le sujet de recherche

des auteurs. Pour illustrer les possibilités et la valeur de l'emploi des modèles nous présentons ici quelques résultats obtenus par nous.

Les modalités des décharges glissantes sont bien connues pour les surfaces propres [2], [5], mais on trouve dans la littérature peu d'informations relatives aux surfaces polluées. Les modèles classiques sont: celui du système cylindrique (la forme simplifiée de l'isolateur de traversée) et celui du système plat (modèle de Toepler), Fig 5.

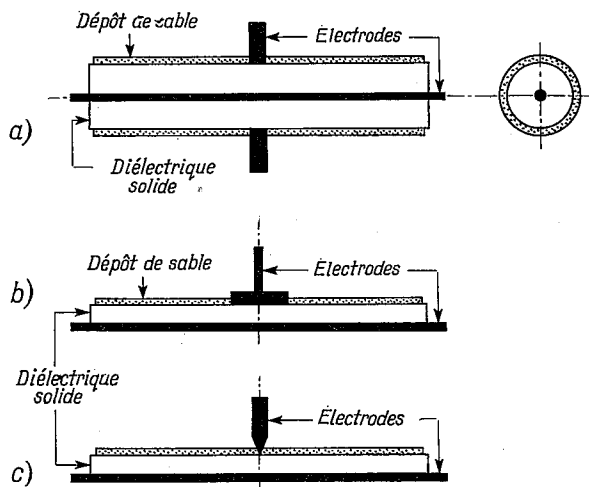


Fig. 5. Modèles simples utilisés pour l'étude des décharges glissantes: a—cylindrique, b, c—plats (modèles de Toepler) avec l'électrode supérieure plate (b) ou pointue (c)

En utilisant les modèles de la Fig. 5b pollués par les couches de sable de différents degrés d'humidité, l'un des auteurs [27] a pu trouver la limite d'application de la formule classique de Toepler [2], [5]: $U_0 = \frac{\text{Const}}{C^n}$, définissant la tension initiale de l'étincelle glissante²⁾. Cette formule est valable également dans le cas du sable sec, mais ne peut pas être utilisée à partir d'une certaine valeur de conductivité superficielle. On a pu prouver que pour la tension sinusoïdale correspondant au front du choc 1,2/50 μs , cette valeur limite dépend de la valeur de la capacité longitudinale. Cette capacité, parallèle à la surface, fait partie de la chaîne des capacités par laquelle on peut remplacer le champ [5], [31], [32]. Le résultat obtenu était d'ailleurs qualitativement prévisible.

L'emploi au laboratoire des modèles simples permet aussi d'étudier certains phénomènes difficilement observables dans la nature. Comme exemple nous donnons ici les photographies de contact (les autogrammes) concernant les décharges en présence des traces de pluie (Fig. 6 et 7).

Les pluies non mesurables (d'une hauteur inférieure à 0,1 mm) sont un phénomène typique au Sahara. Souvent la pluie s'évapore même avant d'arriver au sol, mais souvent

²⁾ Le terme *étincelle glissante* employé ici s'applique à la décharge sous forme d'un manche fortament brillant, couronné par des aigrettes ou d'un arbre avec des brindilles — en allemand *Gleitstielbüschel*; cette forme correspond au *leader* des étincelles longues dans l'air libre, avec les *streamers*.

aussi, y arrivent quelques gouttes seulement („les traces de pluie”). Ces gouttes créent sur la surface du dépôt des petites taches circulaires humides. On a obtenu les photogrammes en plaçant, au-dessous de la couche de sable, un film photographique protégé contre l'humidité par une feuille très mince de cellophane³⁾; c'est ce film qui constituait la surface sur laquelle apparaissaient les décharges glissantes.

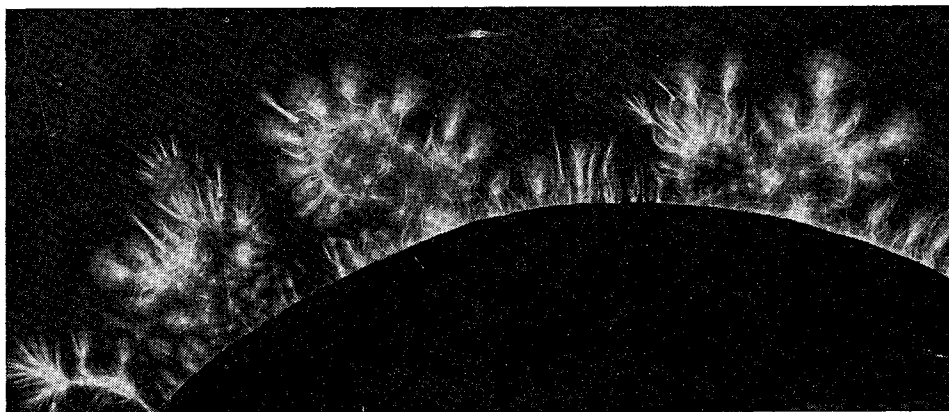


Fig. 6. Photogramme des décharges glissantes sur le modèle de Toepler (Fig. 5b), pollué par une couche de sable sec avec quelques gouttes d'eau [27]

Diametre de l'électrode supérieure 15 cm, tension — 40 kV, 1,2/50 μ s

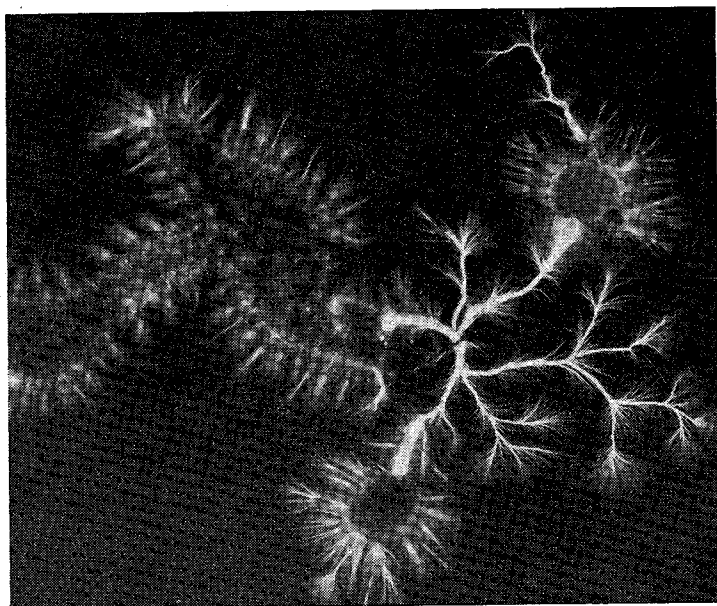


Fig. 7. Photogramme des décharges glissantes sur le modèle de Toepler (Fig. 5c) pollué par le sable partiellement sec avec deux gouttes d'eau (à droite) et mouillé (à gauche) [27]

Electrode supérieure pointue. Tension 1,2/50 μ s

³⁾ Les perforations de cette feuille, sans importance pour l'enregistrement, sont visibles sur la Fig. 6 à l'intérieur des taches circulaires mouillées. C'est l'effet analogue à celui de la Fig. 11.2 dans le livre de E. Nasser [33].

La Fig. 6 représente les décharges quand les gouttes sont au voisinage de l'électrode plate du modèle de Toepler. Chaque tache de sable mouillé devient une nouvelle électrode, connectée par une forte décharge avec l'électrode principale. On voit mieux cela sur la Fig. 7 qui correspond au modèle plat (modèle de Toepler) avec l'électrode pointue posée au milieu de la plaque. Indépendamment de cela, on voit ici sur la partie sèche du sable les étincelles glissantes classiques.

A l'occasion de ces études on a trouvé une forme de décharge glissante anormale (Fig. 8). L'étincelle glissante normale est composée d'un manche très brillant, couronné par des

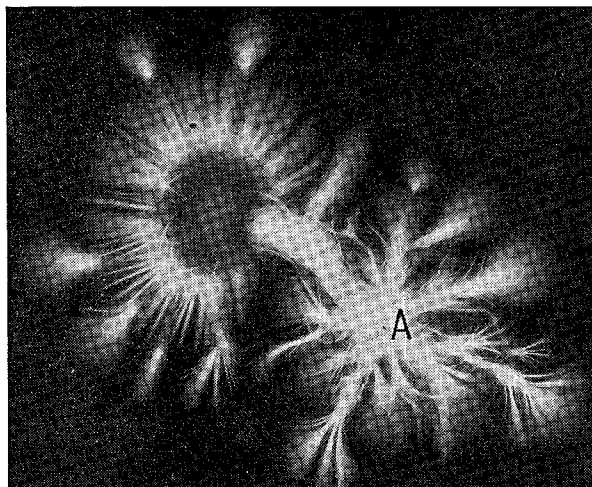


Fig. 8. Photogramme des décharges glissantes sur la surface propre (sans sable) du modèle de la Fig. 5c [27]
Electrode pointue se trouve à droite (A). A gauche on a déposé une goutte d'eau

aigrettes. On voit bien cette forme sur la Fig. 8 (à droite) où l'étincelle prend naissance directement de l'électrode pointue. Autour de la goutte de pluie, on constate l'existence des décharges identiques, mais composées par *le filet* lumineux avec des aigrettes sur sa tête. La faible brillance du filet est sans doute causée par la réduction du courant due à la résistance de la décharge entre l'électrode et la goutte d'eau et par la résistance de la goutte elle-même. Cette forme peut être intéressante du point de vue de la classification des décharges.

6. CONCLUSIONS

1. Les facteurs influençant au Sahara la formation et l'état électrique des dépôts sur les isolateurs étant très nombreux, il est nécessaire, pour étudier ces dépôts, de les former *in situ*, en créant les stations d'essai aux endroits possédant ou devant posséder des installations de haute tension. La nécessité de ces stations augmente avec l'importance des installations, c'est-à-dire avec la hauteur de la tension nominale.

2. La reproduction fidèle des dépôts naturels au laboratoire, autrement dit la formation des dépôts semi-naturels, n'est possible que dans les cas exceptionnels. Cette méthode peut être utilisée provisoirement pour les dépôts perméables à l'air jusqu'à l'organisation des stations d'essai *in situ*.

3. Les résultats obtenus aux stations d'essai mentionnées plus haut peuvent servir de base à l'appréciation de l'équivalence électrique des dépôts naturels et dépôts artificiels obtenus au laboratoire, par exemple par la méthode de la pollution prédéposée. La réalisation de dépôts artificiels équivalents permet l'étude au laboratoire de l'utilité des différents types d'isolateurs. Etant donné que le vent joue au Sahara un rôle très important, s'il s'agit de formation des dépôts et l'auto-nettoyage des isolateurs, le problème de l'équivalence des dépôts naturels et artificiels devient très délicat.

4. L'étude des décharges sur les modèles simples, comme le modèle de Toepler dans le cas des décharges glissantes, peut donner des informations précieuses concernant les mécanismes des phénomènes. Aussi, ces modèles devraient être exposés à la pollution naturelle *in situ*.

5. La recherche concernant la pollution des isolateurs au Sahara algérien, initiée par les auteurs, demande à être continuée. Les auteurs ont à peine touché un petit fragment de ce grand et important problème.

BIBLIOGRAPHIE

1. J. Dubief, *Les vents et le déplacement des sables au Sahara*, Travaux de l'Inst. de Rech. Sahariennes, t. 8, 1952, p. 123—164.
2. A. Roth, *Hochspannungstechnik*, Springer, Berlin 1959.
3. R Mayencon, *Conditions synoptiques donnant lieu à des précipitations torrentielles au Sahara*, Paris 1961.
4. J. Dubief, *Le climat du Sahara*, Alger, t. 1, 1959; t. 2, 1963.
5. W. Lidmanowski, Niektóre zagadnienia wyładowań ślizgowych (Quelques problèmes concernant les décharges superficielles), *Rozprawy Elektrotechniczne*, 10/1964, Nr. 3, p. 343.
6. C. H. A. Ely, W. J. Roberts, *Switching impulse flashover of air gaps and insulators in an artificially polluted atmosphere*, Proc. IEE, 115/1968, p. 1667.
7. N. Knudsen, L. Hermansson, *Essais à long et à court terme d'isolateurs pollués*, C.I.G.R.E., 1968, Rapport 25—02.
8. J. I. Skowroński, Z. Pohl, *Influence du type de pollution sur le choix de la forme des isolateurs extérieurs et leurs essais*, C.I.G.R.E., 1968, Rapport 25—07.
9. S. S. Chikin, A. I. Ibraghimowa, U. I. Umyzakov, *Etude in situ et au laboratoire de l'isolation haute tension dans les régions désertiques salines de Tourkménie* (en russe), Développement et optimisation des régimes des énergo-systèmes, Partie 1, éd. Ac. Sc. S. Republ. Uzbek, 1969, p. 114—126.
10. Comité d'Etudes Nr. 33, *Etudes internationales des problèmes de pollution des isolateurs*, C.I.G.R.E., 1970, Rapport 33—12.
11. M. A. B. El-Koshairy, F. A. M. Rizk, *Comportement des isolateurs des lignes de transport à très haute tension dans des conditions de pollution désertique*, C.I.G.R.E., 1970, Rap. 33—05.
12. P. J. Lambeth, J. S. T. Looms, M. Sforzini, C. Malaguti, Y. Porcheron, P. Claverie, *Recherches internationales sur la pollution des isolateurs*, C.I.G.R.E., 1970, Rap. 33—02.
13. W. Heise, G. F. Luxa, G. Reverey, M. P. Verma, *Estimation de la méthode d'essai sous pollution artificielle par couche solide*, C.I.G.R.E., 1972, Rap. 33—09.
14. J. Keller-Jacobsen, Aa. Pedersen, B. Holmgren, K. Norbäck, *Expériences et recherches sur les performances des isolateurs soumis à l'influence de la pollution saline*, C.I.G.R.E., 1972, Rap. 33—10.
15. F. A. M. Rizk, A. A. Assaad, A. A. El-Sarky, M. M. Awad, *Essais comparatifs sur les isolateurs pollués concernant les conditions rencontrées dans les déserts*, C.I.G.R.E., 1972, Rap. 33—03.

16. J. Saferna, R. Kosztaluk, *Essais d'isolateurs de ligne sur stands de pollution naturelle*, C.I.G.R.E., 1972, Rap. 33—13.
17. P. Claverie, Y. Porcheron, *Les phénomènes de pollution des isolateurs et l'isolement des ouvrages en régions polluées*, R.G.E., 82/1973, Nr. 3, p. 166.
18. Commission Electrotechnique Internationale, *Techniques des essais de haute tension*, Publ. 60—1, 1973.
19. E. A. H. Aly, *Résultats d'essais de rigidité diélectrique d'un jet d'eau à basse pression pour le lavage sous tension de la ligne de transport à 500 kV de la République Arabe d'Egypte*, C.I.G.R.E., 1974, Rap. 33—11.
20. G. Carrara, *Rapports spéciaux du Groupe 33 (Surtensions et coordination de l'isolement)*, C.I.G.R.E., 1972 et 1974, Rap. 33—00.
21. Etablissement National pour Exploitation Météorologique et Aéronautique (E.N.E.M.A.):
 - a) *Recueils de données climatologiques: 1930—38, 1946—59, 1960—69*, Alger;
 - b) *Rapports mensuels internes des stations météorologiques de Hassi Messaoud et In Amenas, relatifs à l'année 1972 (non publiés)*;
 - c) *Résumé mensuel du temps en Algérie: mois de Janvier*, Alger 1971;
 - d) *Statistiques climatologiques de Hassi Messaoud*, 1971—74.
22. G. Fabricatore, B. Macchiaroli, *Impulse-voltage performance of contaminated surfaces*, Proc. IEE, 121/1974, Nr. 10, p. 1192.
23. J. Havelka, O. Kelnar, D. Kohoutova, J. Kučera, M. Plechanova, J. Vokalek, *Choix des chaînes d'isolateurs pour les lignes à très haute tension en Tchécoslovaquie*, C.I.G.R.E., 1974, Rap. 33—05.
24. M. Kawai, M. Sforzini, *Problème se rattachant au comportement des isolateurs dans des conditions de pollution*, C.I.G.R.E., 1974, Rap. 33—19.
25. V. E. Kizewetter, G. A. Lebedev, S. D. Merkhalev, E. I. Ostapenko, *Caractéristiques de l'isolement à haute tension sous pollution et à l'humidité*, C.I.G.R.E., 1974, Rap. 33—16.
26. P. J. Lambeth, J. S. T. Looms, W. J. Roberts, B. J. Drinkwater, *Essais de pollution naturelle d'isolateurs destinés à des réseaux de transport à ultra-haute tension*, C.I.G.R.E., 1974, Rap. 33—12.
27. M. Dobardzić, *Formes de décharges glissantes sous tensions de choc 1,2/50 μ s sur les surfaces de diélectriques solides pollués par le sable du Sahara*, Dissertation, Ecole Nat. Polyt. d'Alger, 1975.
28. G. Gruber, R. Kosztaluk, *Contribution to artificial pollution tests of long insulators strings*, Rap. Symposium Int. Haute Tension, Zürich 1975.
29. V. Palva, *Rapport d'activité du Comité d'études Nr. 33 de C.I.G.R.E.*, Electra, 1975, Nr. 40, p. 33.
30. Z. Pohl, *Izolacja wysokonapięciowa w warunkach zwiększonej upływności powierzchniowej (High-voltage insulation under polluted conditions)*, Prace Inst. Podstaw El. i Elektrotechnologii Politechniki Wrocławskiej, Nr. 10, 1975.
31. B. Heller, A. Veverka, *Elektrická pevnost (Rigidité diélectrique)*, Praha 1957.
32. G. Neumärker, *Vorentladungen auf der Oberfläche von Isolierungen*, Diss. T. U. Dresden, 1963.
33. E. Nasser, *Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics*, Wiley-Interscience, New York, 1971.
34. F. Rizk, A. El-Arabaty, A. El-Sarky, *Laboratory and field experiences with EHV transmission line insulators in the desert*, IEEE Trans. Power, App. Syst., 94/1975, Nr. 5, p. 1770.

J. L. JAKUBOWSKI, M. DOBARDZIC

PRZYCZYNEK DO METODOLOGII BADANIA IZOLATORÓW WYSOKIEGO NAPIĘCIA W WARUNKACH ZABRUDZENIOWYCH NA SAHARZE

Streszczenie

Artykuł związany jest z rozpoczęciem przez autorów badań dotyczących roli zabrudzenia izolatorów, zainstalowanych w Algierii na Saharze. Badania te objęły instalacje elektryczne w centrach naftowych

Hassi Messaoud (wysokość 142 m n.p.m., odległość 560 km na pd. od miasta Algieru) i In Amenas (wys. 561 m, odległość ok. 1000 km na pd. od Algieru).

Sahara to wielki obszar pustylny o wymiarach ok. 5700 km na 1500 do 2000 km. Autorzy omawiają złożone warunki klimatyczne i geologiczne tego obszaru, mające istotny wpływ na geometryczne, fizyczne i chemiczne własności osadów na izolatorach. Specjalną uwagę poświęcono roli skąpych i rzadkich opadów deszczu na pustyni (rys. 2), które praktycznie biorąc nie przyczyniają się do oczyszczania izolatorów. Większe znaczenie ma stosunkowo duża wilgotność powietrza (rys. 1) występująca głównie nocą. Wobec wielkich różnic temperatury w ciągu nocy wilgoć z powietrza osadza się jako rosa na izolatorach i może nasycić osady na nich. Tego rodzaju „ukryte” opady wilgoci zachodzą bardzo rzadko w rozpatrywanych przez autorów miejscowościach (Tablica 1), natomiast w innych częściach Sahary mogą być częstsze. Autorzy egipscy [19] sygnalizują np. w okolicach Kairu 150 dni w roku z rosą.

Czynnikiem bardzo istotnym, jeśli chodzi o mechanizm powstawania osadów, są wiatry pustynne, zwłaszcza wiatry piaszkowe, wiejące z wielkimi prędkościami przekraczającymi nawet 170 km/godz. (wiatr zwany w Algierii *simunem*).

Osady na izolatorach w wyżej wymienionych centrach naftowych mają głównie charakter naturalny, jednak składniki przemysłowe pod postacią sadzy ułatwiają powstawanie osadów naturalnych. W zależności od położenia izolatorów w przestrzeni (pionowe, poziome, ukośne) oraz od stopnia wystawienia ich na wiatr, osady te są symetryczne w stosunku do osi izolatora lub niesymetryczne, poza tym bywają pełne lub częściowe.

Osady na izolatorach, stwierdzone w Hassi Messaoud i In Amenas mają budowę luźną, zmienną, tym, że między ziarnkami osadu występuje przestrzeń wypełniona powietrzem. Nazwano je osadami przepuszczalnymi dla powietrza. W innych okolicach Sahary występują osady bardzo zwarte, silnie spójne z powierzchnią izolatorów. Nazwano je nieprzepuszczalnymi dla powietrza. Wysunięto hipotezę, że do ich powstania przyczyniają się silne wiatry, rzucające pył o dużej zawartości wapienia i gipsu, być może w stanie wilgotnym. Do zwiększenia adhezji osadów może się przyczynić również podziurkowanie emalii izolatorów przez wiatry piaszkowe.

Analiza chemiczna piasku na powierzchni gruntu w obu uwzględnionych w badaniach miejscowościach (Tabl. 2) nie wykazała dużych różnic składu. Natomiast skład osadów na izolatorach jest inny niż gruntu (Tabl. 3), co związane jest przede wszystkim ze średnicą ziaren pyłu unoszonych przez wiatry na różnych wysokościach nad ziemią. Ponadto pył ten może być przynoszony z wielkich odległości. Nie należy zapominać, że obie rozpatrywane miejscowości znajdują się tuż na zachód od wielkich „mórz piaskowych”: Wielkiego Ergu Wschodniego (600 × 500 km) oraz Edeyn d'Ubari (500 × 250 km). Niemniej wiatry wiejące z zachodu, z obszarów Sahary kamienistej, hamady, mogą przynosić materiał osadów różny od pochodzącego z dion piaszkowych. Jest znany fakt, że gorący wiatr Sirocco, wiejący z Sahary na północ, przerzuca pyły piaszkowe aż na szczyty Alp.

Należy wyraźnie podkreślić, że skład chemiczny osadów, zbadanych przez autorów, nie ma znaczenia ogólnego dla całej Sahary. Świadczą o tym choćby badania autorów egipskich [11] [15]. Poza tym na pewno w obszarach wielkich błotnych słonych jezior — szotów — należy się spodziewać w osadach dużych ilości gipsu i soli kamiennej. Świadczy o tym np. krystalizacja gipsu i soli na gałązkach roślin, zalanych silnie zmineralizowaną wodą szotu, po jej wyparowaniu (rys. 4).

Osady miarodajne, jeśli chodzi o zachowanie się izolatorów pod wpływem napięcia roboczego i przepięć, są to osady wytworzone *in situ*, w miejscu występowania kompleksowych warunków pustynnych. Autorzy omawiają trudności badania osadów *in situ* oraz wpływ na ich stan transportu do zwykle odległych laboratoriów badawczych. Stwierdzono, że osady kruche, przepuszczalne dla powietrza, nie nadają się do transportu.

Autorzy proponują zorganizowanie badań zabrudzeniowych na Saharze algierskiej, z uwzględnieniem formowania osadów *in situ*, a badania na miejscu lub w laboratorium, mieszczącym się w El Harrach pod Algierem. W przypadku osadów przepuszczalnych dla powietrza, nie dających się transportować, autorzy przeprowadzili serię badań we wzmiankowanym laboratorium, wytwarzając osady pół-naturalne, imitujące możliwie wiernie kształt, grubość, skład chemiczny i inne parametry osadów naturalnych. Osady pół-naturalne należy odróżniać od osadów sztucznych, tworzonych w laboratoriach głównie dla odtworzenia tylko jednego parametru osadów naturalnych, mianowicie ich przewodności powierzchniowej (należy tu np. metoda *flow on* [18]).

Oprócz badań na izolatorach wykonuje się pomiary na prostych modelach izolatorów. Takie pomiary mogą dostarczyć cennych informacji dotyczących mechanizmu zjawisk. Tak więc autorzy badali wyładowania ślizgowe na modelach typu walcowego i płaskiego (model Toeplera, rys. 5). Do układów przykładano napięcie udarowe $1,2/50 \mu s$, imitujące przepięcia atmosferyczne, z którymi na Saharze należy się liczyć (rys. 3). Wyniki badań ilustrują przykładowo trzy fotogramy (fotografie kontaktowe) wyładowań ślizgowych w układzie modelu Toeplera. Rys. 6 pokazuje wyładowanie w przypadku zmożenia powierzchni piasku przez kilka kropel wody (deszczu). Na rys. 7 mamy porównanie form wyładowań w przypadku warstwy osadu suchego i zmoczonego. Jak widać, obszary zmoczone grają rolę dodatkowych elektrod, połączonych wyładowaniem kanałowym z elektrodą główną. Rys. 8 jest specjalnie interesujący. Na powierzchni dielektryku czystego (bez osadu) umieszczono tutaj kroplę wody. Kropla ta, jako dodatkowa elektroda, jest źródłem nietypowych wyładowań typu iskier ślizgowych, w których zamiast silnie świecącego kanału lidera, występuje wyładowanie nitkowe, zakończone wyładowaniami snopiącymi (strimerami). Forma ta, jak się wydaje, nie została opisana w literaturze.

Przypadek zmożenia osadu przez pojedyncze krople wody ma pewne znaczenie praktyczne. Na Saharze padają mianowicie czasami deszcze, których opad paruje i w ogóle nie dochodzi do powierzchni ziemi, a często dochodzi pod postacią kilku kropel. Te deszcze szczątkowe mogą mieć jednak wpływ na zachowanie się izolacji.

J. L. JAKUBOWSKI, M. DOBARDŹIĆ

CONTRIBUTION TO METHODS OF HIGH VOLTAGE INSULATOR TESTING IN SAHARA POLLUTION CONDITIONS

Summary

The article presents the influence of Sahara's meteorological and geological conditions on geometrical, physical and chemical structure of deposits on insulators.

The settling of deposits both *in situ* (natural deposits) and in laboratory conditions (seminatural and artificial deposits) has been discussed. Further, specific features have been analysed of studies dealing with real contaminated insulators and with their simplified models. By way of example several test results are reported in the field of gliding discharges on Toepler type flat models covered with a layer of dry or moist sand.

J. L. JAKUBOWSKI, M. DOBARDŹIĆ

BEITRAG ZUR PRÜFUNGMETHODOLOGIE VON HOCHSPANNUNGSISOLATOREN BEI DEN VERSCHMUTZUNGSVERHÄLTNISSEN DER SAHARA

Zusammenfassung

In dem Artikel werden die Einflüsse der meteorologischen und geologischen Verhältnisse der Sahara auf die geometrische, physikalische und chemische Struktur der Fremdschichten an Isolatoren dargestellt.

Es wurde die Entstehung der Fremdschichten sowohl *in situ* (natürliche Ablagerungen), als auch in Laboratorien (halbnatürliche und künstliche Ablagerungen) erörtert. Dann wurden einer Analyse die spezifischen Untersuchungsbedingungen bei verunreinigten wirklichen Isolatoren und deren vereinfachten Modellen unterzogen. Als Beispiel wurden einige Prüfergebnisse im Bereich von Gleitentladungen an flachen Modellen Toepler-Typs angeführt, die mit einer trockenen bzw. feuchten Sandschicht bedeckt waren.

Я. Л. ЯКУБОВСКИЙ, М. ДОБАРДЖИЧЬ

К ВОПРОСУ О МЕТОДОЛОГИИ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОЛЯТОРОВ
ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЗАГРЯЗНЕНИЯ В САХАРЕ

Р е з ю м е

В статье представлено влияние метеорологических и геологических условий Сахары на геометрическую, физическую и химическую структуру загрязняющих осадков на изоляторах.

Обсуждено возникновение осадков в естественных и лабораторных условиях (осадки полусухие и искусственные). Проанализированы специфические свойства исследований загрязненных изоляторов и их упрощенных моделей. В качестве примера приведены результаты нескольких испытаний скользящих разрядов на плоских моделях типа Теплера покрытых слоем сухого или сырого песка.

Nowe możliwości technologii grubowarstwowej w zakresie rezystorów rutenianowych, przełączników, tranzystorów oraz przyrządów optoelektronicznych

WŁODZIMIERZ KALITA (RZESZÓW), ANDRZEJ KUSY (RZESZÓW)
STANISŁAW PASZCZYŃSKI (RZESZÓW)

Politechnika Rzeszowska

Otrzymano 28.9.1975

Dokonano analizy i oceny wyników prac badawczych w dziedzinie nowych materiałów rozszerzających obszar aplikacji techniki grubowarstwowej, zarówno poprzez zwiększenie różnorodności i poprawę właściwości elementów mikroukładów hybrydowych, jak też jej zastosowanie do innych przyrządów i układów elektronicznych. Przedstawiono wyniki badań dotyczące struktury i własności elektrycznych warstw rezystywnych na bazie związków rutenu, takich jak RuO_2 i $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$, z uwzględnieniem dodatkowych składników tlenkowych spełniających rolę modyfikatorów. Omówiono podstawowe problemy technologiczne, dotyczące elementów przełączających, w których fazę czynną stanowi VO_2 oraz ich parametry i charakterystyki elektryczne. Scharakteryzowano możliwości aplikacyjne techniki grubowarstwowej w przyrządach i układach optoelektronicznych. Przeanalizowano aktualny stan badań i perspektywiczne możliwości realizacji grubowarstwowych przyrządów aktywnych.

1. WSTĘP

Szybki rozwój grubowarstwowej techniki hybrydowej, który daje się zauważyć w ciągu ostatnich lat, inspiruje wzmożone badania nad wytworzeniem nowych elementów grubowarstwowych, zarówno biernych jak i czynnych. W badaniach tych można wyróżnić dwa podstawowe kierunki. W pierwszym z nich należy wymienić prace, które koncentrują się nad wykonaniem nowych elementów o nieliniowych charakterystykach prądowo-napięciowych, mogących spełniać rolę termistorów, warystorów a także przełączników. W drugim natomiast zmierza się do uzyskania grubowarstwowych elementów aktywnych o charakterystykach zbliżonych do tych, które cechują tranzystory polowe, czyli do uzyskania tranzystorów grubowarstwowych. Wspólnym celem tych badań jest zwiększenie technologiczności i poprawa jakości mikroukładów oraz obniżenie ich kosztów produkcji, które obecnie przy dużych seriach, rzędu setek tysięcy sztuk, są limitowane głównie kosztami dołączanych elementów aktywnych.

Prace nad otrzymaniem nowych kompozycji rezystywnych są prowadzone w sposób ciągły poczynając od połowy 1964 r., tzn. prawie jednocześnie z wykonaniem pierwszych rezystorów pallado-srebrnych. Jednakże dopiero na początku lat siedemdziesiątych można było w tej dziedzinie zanotować znaczny sukces. Było nim opracowanie past opartych na

przewodzących tlenkach rutenu [20] [21] [30] [38] [41]. Kompozycje te umożliwiają uzyskanie warstw o szerokim zakresie rezystancji na kwadrat ($1 \Omega \div 10 M\Omega$) i zadowalających parametrach elektrycznych, konkurujących z powodzeniem zarówno z rezystorami pallado-srebrnymi, jak również wysokostabilnymi rezystorami cienkowarstwowymi.

W przypadku badań dotyczących grubowarstwowych elementów biernych o charakterystykach nieliniowych znacznym osiągnięciem stało się ostatnio wytworzenie elementu przełączającego. Wykazuje on w temperaturze ok. 68°C skokową zmianę rezystancji o $3 \div 4$ rzędy wielkości [4] [34]. Materiałem, który jest odpowiedzialny za taką charakterystykę przełącznika grubowarstwowego, jest dwutlenek wanadu (VO_2). Przełączniki grubowarstwowe charakteryzujące się czasami przełączania rzędu $10 \mu\text{s}$, prądem progowym rzędu $2,5 \text{ mA}$ i praktycznie nieograniczoną wartością napięcia progowego (zależy ono tylko od długości elementu), stanowią w niektórych zastosowaniach równoprawną alternatywę przyrządów półprzewodnikowych.

Nieco odmienny obszar aplikacji techniki grubowarstwowej — szczególnie w zakresie takich elementów biernych, jak warstwy przewodzące i dielektryczne — stanowią przyrządy i układy optoelektroniczne. Uproszczenie technologii, polepszenie parametrów eksploatacyjnych oraz względy ekonomiczne warunkują tu dużą dynamikę wzrostu zastosowań drukowanych i wypalanych kompozycji. Tą techniką realizowane są we wszystkich trzech podstawowych rodzajach wskaźników cyfrowych (jarzeniowych, ciekłokrystalicznych oraz elektroluminescencyjnych) zarówno odpowiednie segmenty znaków cyfrowych, jak też ścieżki przewodzące połączeń wewnętrznych wraz z warstwami izolującymi skrzyżowania oraz uszczelnianie obudów. Interesujące perspektywy przed techniką grubowarstwową otwierają również funkcjonalnie układy optoelektroniczne.

Jak wynika z publikowanych danych [42] [45], w zakresie badań nad wykonaniem tranzystora grubowarstwowego skoncentrowano się na próbach wykonania struktury analogicznej do tej, jaką posiada w technice cienkowarstwowej tranzystor typu FET. Podejście takie wynika ze specyfiki technologii grubowarstwowej, która pozwala stosunkowo łatwo uzyskiwać struktury wielowarstwowe. Jak dotychczas badania te nie zostały zakończone pełnym powodzeniem z uwagi na szereg trudności natury materiałowej oraz technologicznej.

W niniejszej pracy dokonano przeglądu i oceny wyników badań prowadzonych w ciągu ostatnich lat nad wykonaniem wymienionych wyżej nowych elementów dla potrzeb mikroelektroniki grubowarstwowej opierając się zarówno na danych literaturowych, jak i na pracach własnych. Dokonano oceny dotychczasowych efektów tych prac oraz podano wnioski odnośnie możliwości dalszych badań.

2. GRUBOWARSTWOWE ELEMENTY REZYSTYWNE Z WYKORZYSTANIEM TLENKÓW RUTENU

2.1. Uwagi ogólne

Rezystory są jednymi z pierwszych elementów wykonywanych techniką grubowarstwową, które znalazły szybko szerokie zastosowanie w produkcji mikroukładów hybrydowych i potencjometrów. Początkowo były one wytwarzane głównie z kompozycji pallado-srebr-

nych opisanych po raz pierwszy przez Hoffmana [16]. Ich główne zalety w porównaniu z rezystorami cienkowarstwowymi polegały przede wszystkim na:

- możliwości uzyskiwania rezystancji na kwadrat ($R_{\square}$) w szerokim zakresie, od pojedynczych omów do megaomów,
- małych zmianach rezystancji w różnych warunkach wymuszających, szczególnie w wysokich temperaturach i przy dużej wilgotności,
- możliwości stosowania dużych gęstości mocy, rzędu $6 \div 10 \text{ W/cm}^2$,
- stosunkowo niskim koszcie wytwarzania.

W miarę upływu czasu oraz wzrostu wymagań odnośnie parametrów grubych warstw rezystywnych poszukiwano stale nowych materiałów wyjściowych, głównie spośród takich pierwiastków jak ruten, tal, osm, iryd i ich tlenków [2] [20] [38] [40] [41]. Szczególnie obiecujące okazały się tu tlenki rutenu, a mianowicie RuO_2 i $\text{Me}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$, gdzie Me jest metalem z grupy tal, bizmut, ołów [20] [29]. Tlenki te charakteryzują się konduktywnościami rzędu $10^2 \div 10^5 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ i nie podlegają praktycznie żadnym zmianom chemicznym aż do temperatury około 1000°C [2] [29]. Dzięki temu podczas wypalania kompozycji zawierających te związki rutenu, faza przewodząca nie ulega zmianom chemicznym i dlatego parametry procesu wypalania są w ich przypadku mniej krytyczne niż w przypadku systemu Pd-Ag. Początkowo wykonywano proste kompozycje złożone z proszków dwutlenku rutenu i szkliwa [2]. Najlepsze jak dotychczas własności uzyskano jednak opierając się na kompozycjach, w których fazą przewodzącą są ruteniany [14] [17] [29] [41].

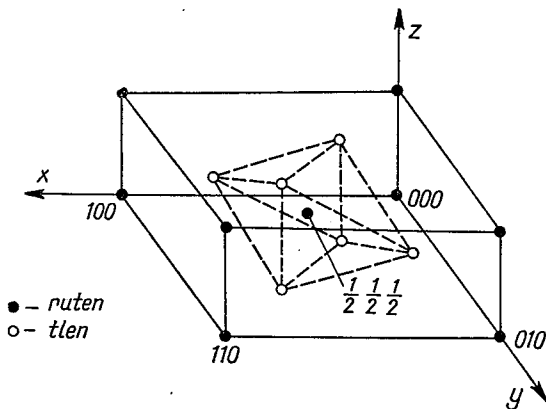
W zakładzie Automatyki i Elektroniki Politechniki Rzeszowskiej prowadzone są — począwszy od 1967 r. — badania technologicznych i strukturalnych uwarunkowań mechanizmu przewodnictwa rezystywnych warstw grubych, początkowo pallado-srebrnych [24] [25] [26] [27] a ostatnio również rutenowych [8] [9] [10] [21]. W zakresie tych ostatnich opracowano nową metodę otrzymywania proszku dwutlenku rutenu [9], który posłużył z kolei do uzyskania rutenianu bizmutu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$. Tlenki te zostały wykorzystane do wytwarzania past rutenowych.

2.2. Struktura kompozycji wyjściowej oraz finalnego elementu rezystywnego

Pierwsze kompozycje wykonano opierając się na proszkach RuO_2 , Bi_2O_3 , CdO oraz szkliwie ołowiowo-boro-krzemowym. Dla uzyskania większych rezystancji na kwadrat oparto się następnie na systemie $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7 + \text{CdO} + \text{szkliwo}$. Przeprowadzono badania rentgenograficzne tlenków RuO_2 i $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ wykorzystując dyfraktometr rentgenowski firmy Philips i stosując promieniowanie $\text{Cu}_{K\alpha}$.

W przypadku RuO_2 o strukturze rutyłu przedstawionej na rys. 1 rozkłady intensywności linii porównano z rozkładem podawanym przez kartotekę ASTM (tablica 1) [22]. Dyfraktogram wykonanego proszku $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ pokazano na rys. 2. W przypadku rutenianu bizmutu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ kartoteka ASTM dotychczas nie podaje rozkładów intensywności linii. W tym względzie posłużono się ostatnimi danymi publikowanymi przez Loana [28] na temat rutenianu talu, charakteryzującego się tą samą strukturą typu pyrochloru co $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$, należąca do grupy przestrzennej $\text{O}_h^7\text{—Fd}3\text{m}$ [31]. Ze względu na to, że tal i bizmut leżą

bardzo blisko siebie w układzie okresowym pierwiastków oraz z uwagi na znajomość substratów stosowanych do wykonania rutenianu bizmutu, możliwe jest oparcie się przy jego identyfikacji na podawanym w cytowanej wyżej pracy rozkładzie intensywności linii. W tych warunkach uzyskaną zgodność wspomnianych rozkładów można uznać za dowód tożsamości $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$. Ilustrację tego faktu stanowi tablica 2. Na podstawie systemów $\text{RuO}_2 + \text{Bi}_2\text{O}_3 + \text{CdO} + \text{szkliwo}$ oraz $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7 + \text{CdO} + \text{szkliwo}$ wykonano techniką opisaną w pracach [8] [21] kilka serii warstw rezystywnych, które poddano dalszym badaniom.



Rys. 1. Struktura RuO_2 ; przerywaną linią zaznaczono wielościan koordynacyjny

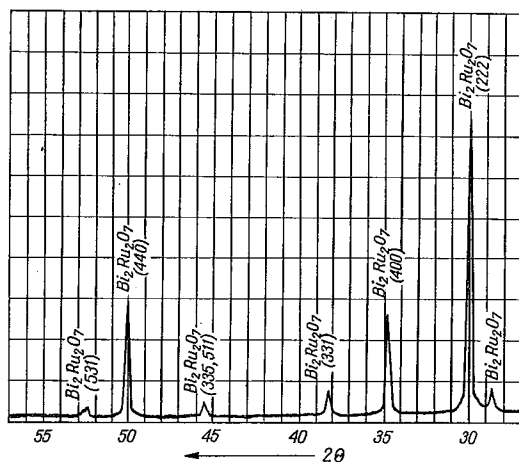
Tablica 1

Rozkłady intensywności linii dla wykonanego proszku RuO_2 i RuO_2 według Kartoteki A.S.T.M.

proszek RuO_2 (według autorów)		RuO_2 (według A.S.T.M.)	
d	I/I_0	d	I/I_0
3,18	100	3,17	100
2,56	80	2,55	50
2,25	17	2,24	10
1,69	53	1,69	30
1,59	13	1,59	10
1,42	8	1,42	10
1,39	10	1,39	10
1,35	10	1,35	10

Rentgenograficzna analiza fazowa warstw w systemie $\text{RuO}_2 + \text{Bi}_2\text{O}_3 + \text{CdO} + \text{szkliwo}$ wykazała, że w wypalonej warstwie występuje tylko jedna faza krystaliczna, a mianowicie dwutlenek rutenu RuO_2 . Wynika stąd, że Bi_2O_3 i CdO uległy stopnieniu ze szkliwem tworząc nową fazę izolującą.

Analogiczne badania przeprowadzone dla systemu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7 + \text{CdO} + \text{szkliwo}$ wykazały (rys. 3a i 3b), że CdO również podczas wypalania ulega stopieniu ze szkliwem, a końcowa struktura rezystywna jest typu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7 + \text{szkliwo}$.

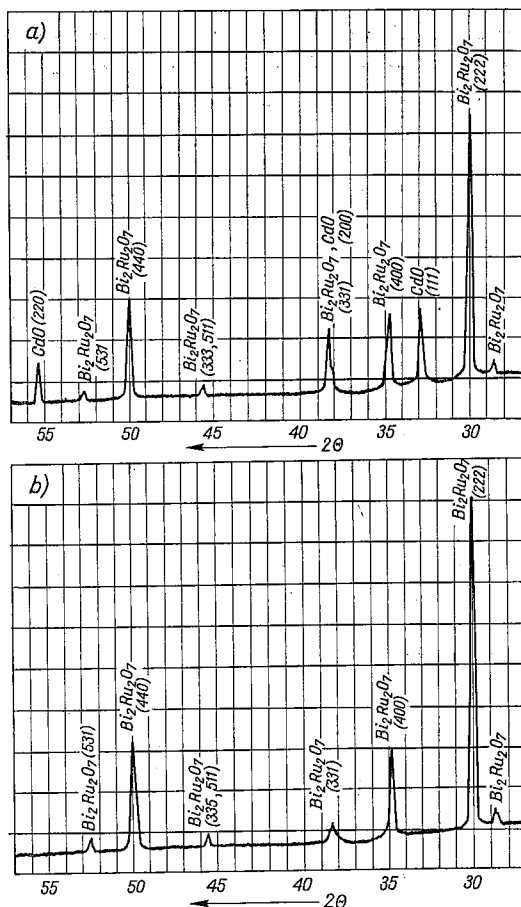


Rys. 2. Dyfraktogram otrzymanego rutenianu bizmutu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$

Tablica 2

Rozkłady intensywności linii dla wykonanego proszku $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ oraz rutenianu talu ($\text{Tl}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$) [28]

$\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$		$\text{Tl}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$	
d	I/I_0	d	I/I_0
2,97	100	2,95	100
2,57	30	2,55	70
2,36	7	2,34	25
1,98	2	1,97	15
1,82	37	1,81	70
1,74	2	1,73	13
1,55	29	1,540	65
1,486	8	1,478	30
1,340	1	1,334	7
1,288	3	1,277	20
1,182	10	1,171	28
1,152	7	1,140	30



Rys. 3. Dyfraktogramy badanych warstw typu $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7 + \text{CdO}$ + szklivo: a) przed wypaleniem, b) po wypaleniu

2.3. Pomiar i ocena podstawowych parametrów elektrycznych warstw rutenowych

Warstwy rezystywne otrzymane na osnovie kompozycji rutenowych charakteryzują się czarnym kolorem i posiadają gładką, błyszczącą powierzchnię. Niektóre parametry tych warstw podano, w przypadku kompozycji na bazie RuO_2 , w tablicy 3, natomiast w przypadku warstw otrzymanych na podstawie $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ w tablicy 4. Jak widać z tablic 3 i 4 warstwy rutenowe charakteryzują się dobrą stabilnością i małymi wartościami wskaźnika szumów prądowych oraz temperaturowych współczynników rezystancji, a jednocześnie pozwalają na uzyskanie stosunkowo dużych wartości rezystancji na kwadrat. Biorąc pod uwagę względnie małe koszty wytwarzania można stwierdzić, że mogą być one z powodzeniem stosowane w mikroukładach hybrydowych¹⁾.

¹⁾ Obecnie w Zakładzie Automatyki i Elektroniki Politechniki Rzeszowskiej prowadzone są prace nad zastosowaniem otrzymanych kompozycji do wykonywania potencjometrów o dużych wartościach rezystancji.

Tablica 3

Niektóre parametry warstw otrzymanych w oparciu o RuO_2

Nr serii	$R_{\square}/11,8 \mu\text{m}$ [k Ω]	d [μm]	k_{sz}^* [dB]	TWR $-40 \div 20^\circ\text{C}$ [$10^{-6}/^\circ\text{C}$]	TWR $20 \div 120^\circ\text{C}$ [$\cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$]	$\frac{\Delta R}{R}$ 5000 godz. w 150°C w pow.
1	1,193	6,2	-8,8	+84,1	+109	< 0,5
2	2,163	13,2	-26,2	+84,4	+112,1	< 0,5
3	7,227	12,1	-18,6	-71,3	-34,7	< 0,1
4	11,782	12,6	+1,1	-42,5	+30,5	< 0,3

*) Wskaźnik szumów prądowych k_{sz} jest zdefiniowany wzorem [24] [26]: $k_{sz} = 20 \log U_p/U$ [dB] w dekadzie częstotliwości gdzie U_p jest wartością skuteczną napięcia szumów prądowych w μV w zakresie jednej dekady częstotliwości, a U napięciem stałym przyłożonym do rezystora w V.

Pomiaru k_{sz} dokonywano miernikiem Quan Tech typ 315 B.

Tablica 4

Niektóre parametry warstw wykonanych w oparciu o $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$

Nr serii	$R_{\square}/11,8 \mu\text{m}$ [k Ω]	d [μm]	k_{sz} [dB]	TWR $-40 \div 20^\circ\text{C}$ [$10^{-6}/^\circ\text{C}$]	TWR $20 \div 120^\circ\text{C}$ [$10^{-6}/^\circ\text{C}$]
1	5,883	12,3	-10,2	-170	-29
2	7,089	11,7	-8,5	-179	-51
3	179,9	12,8	-4,2	-405	-264
4	268,8	15,1	-4,1	-498	-404

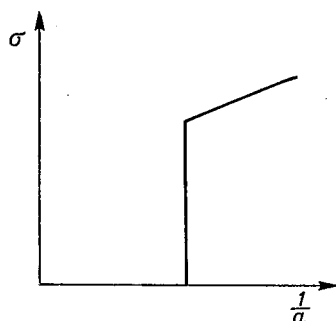
3. GRUBOWARSTWOWE ELEMENTY PRZELĄCZAJĄCE

3.1. Materiały wyjściowe i sposób wytwarzania

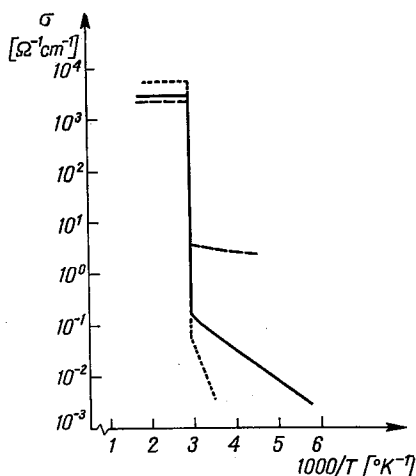
Jednym z najnowszych osiągnięć w dziedzinie grubowarstwowych elementów biernych o nieliniowych charakterystykach prądowo-napięciowych stało się wykonanie ostatnio przez Hoffmana i innych [1] [37] grubowarstwowego elementu przełączającego. Posiada on inną strukturę i działa na innej zasadzie niż elementy wykonane w oparciu o szkła przełączające, tzw. *owoniki* [35]. Struktura przełącznika grubowarstwowego jest analogiczna do struktury rezystora grubowarstwowego, z tym że rolę fazy czynnej pełni w nim dwutlenek wanadu VO_2 . Cechą charakterystyczną tej fazy jest to, że przy wzroście temperatury powyżej 68°C zmienia ona swą budowę krystaliczną z jednoskośnej na tetragonalną, wykazując jednocześnie przejście z przewodnictwa półprzewodnikowego do metalicznego i wzrost konduktywności o ok. 4 rzędy wielkości [4] [34]. Podobne zachowanie przy niższych temperaturach wykazują również tlenki VO , V_2O_3 , V_2O_5 , Fe_3O_4 i inne [19]. Dwutlenek

wanadu jest tu jednak najbardziej interesujący ze względu zarówno na temperaturę przejścia jak i rząd zmiany konduktywności i dlatego stanowi on ostatnio przedmiot wielu prac zarówno o charakterze podstawowym [4] [5] [19] [34] jak i typu aplikacyjnego [6] [7] [11] [12] [15] [28].

Dotychczas nie opracowano teorii mechanizmu przemiany w wymienionych tlenkach, a w szczególności w VO_2 . Uważa się, że mechanizm ten jest różny w różnych materiałach. Jedną z koncepcji jest tu teoria Motta [3]. Zgodnie z tą teorią, nagły wzrost koncentracji elektronów odpowiedzialny za skokową zmianę konduktywności (rys. 4) jest efektem rozrywania par ekscytonowych (spowodowanego nagłą zmianą objętości ciała stałego) oraz związanego z tym wzrostem ekranowania sił kolumbowskich odpowiedzialnych za istnienie par.



Rys. 4. Zależność konduktywności od stałej sieciowej a ilustrująca koncepcje wyjaśniania przejścia półprzewodnik-metal podaną przez Motta [3]



Rys. 5. Zależność konduktywności VO_2 od temperatury [4]

Na rys. 5 podano zależność konduktywności kilku próbek VO_2 od temperatury [4]. W każdej próbce VO_2 występuje w niewielkim lecz możliwym do wykrycia stopniu zjawisko histerezy. Różnica pomiędzy temperaturą, powyżej której zachodzi przejście półprzewodnik-metal oraz temperaturą, poniżej której występuje przejście odwrotne wynosi w przypadku VO_2 $1 \div 3 \text{ K}$ [1] [4]. Przypuszcza się, że jest to spowodowane naprężeniami wewnętrznymi, wywołanymi istnieniem domen w materiale w stanie półprzewodnikowym [4]. Temperatura przejścia zależy od ciśnienia i rośnie o około $0,08 \text{ K}$ przy jego wzroście o 1 kbar [4] [5].

W skład pasty do wytwarzania przełącznika grubowarstwowego (pasty przełącznikowej) wchodzi następujące materiały proszkowe [1] [33]:

- szkliwo wanadowe,
- metale szlachetne (Au, Ag, Pt, Pd i inne),
- bor,
- szkliwo ołowiowo-boro-krzemowe.

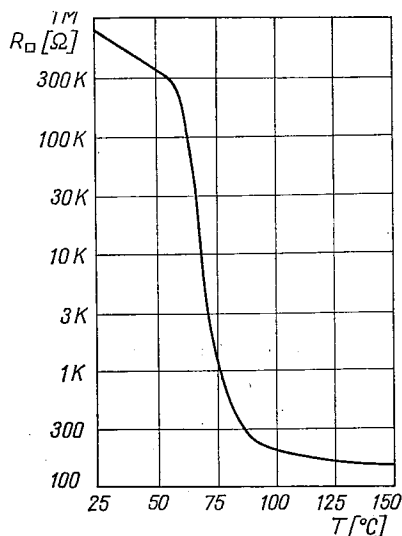
Szklivo wanadowe wykonywane jest przez stapianie w dokładnie kontrolowanych warunkach termiczno-utleniających pięciotlenku wanadu V_2O_5 oraz tlenków z grupy BaO , GeO_2 , SiO_2 [1]. Bor pełni rolę czynnika redukującego V_2O_5 do VO_2 . Dodatek proszków metali szlachetnych powoduje obniżenie rezystancji elementu. Stwarza to możliwość rozpraszania w nim większych mocy. Jeśli chodzi o szklivo ołowiowo-boro-krzemowe, to podobnie jak w przypadku innych elementów grubowarstwowych, spełnia ono rolę lepiszcza nieorganicznego. Wymienione proszki są zawieszone w postaci jednorodnej mieszaniny w nośniku organicznym, tworząc kompozycję o własnościach umożliwiającą jej sitodrukowanie. Po nadrukowaniu i wysuszeniu w temperaturze $100 \div 150^\circ C$ przez okres $10 \div 15$ min, warstwę wypala się przez 40 min w piecu przepływowym, przy czym czas wytrzymania w temperaturze szczytowej $760^\circ C$ powinien wynosić ok. 6 min. Możliwe są zmiany długości cyklu wypalania od 20 do 45 min i temperatury szczytowej od 700 do $780^\circ C$, jednakże najkorzystniejsze parametry uzyskuje się przy optymalnych warunkach wypalania. Jako elektrody stosuje się wypalone przed nadrukiem warstwy przełączającej konwencjonalne przewodniki typu Pd-Ag.

3.2. Charakterystyki, parametry i zastosowanie grubowarstwowych elementów przełączających

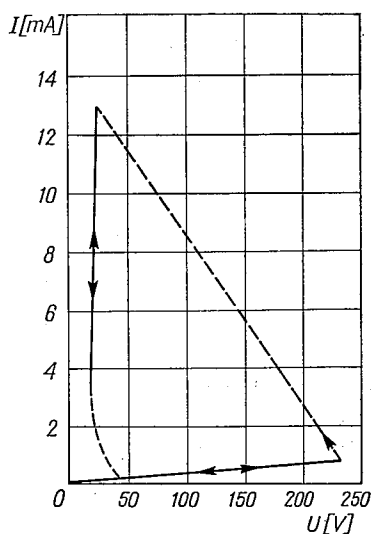
Podstawowymi zależnościami określającymi właściwości przełącznika grubowarstwowego są:

- charakterystyka temperaturowa rezystancji $R = f(T)$,
- charakterystyka prądowo-napięciowa $I = f(U)$.

Ich kształt zależy od szeregu czynników, takich jak skład pasty i parametry procesu wypalania, a także od rozmiarów warstwy. Zależność rezystancji od temperatury dla typowego



Rys. 6. Zależność rezystancji przełącznika grubowarstwowego od temperatury [37] [33]



Rys. 7. Charakterystyka prądowo-napięciowa przełącznika grubowarstwowego o rozmiarach poprzecznych $0,25 \times 0,5$ mm [33]

przełącznika grubowarstwowego o rozmiarach $0,25 \times 0,5 \times 0,025$ mm przedstawiono na rys. 6 [33] [37]. Stosunek rezystancji elementu przed przełączeniem do jego rezystancji po przełączeniu jest rzędu 10^3 . Z przebiegu charakterystyki prądowo-napięciowej elementu (rys. 7) widać, że natężenie prądu progowego, odpowiadającego przełączeniu jest w tym przypadku równe ok. 0,8 mA, a napięcie progowe wynosi ok. 225 V. Przełączenie elementu może być realizowane w dwojaki sposób, a mianowicie poprzez zwiększenie temperatury warstwy na skutek wzrostu temperatury otoczenia, albo poprzez zwiększenie wartości napięcia lub natężenia prądu powyżej wartości progowych. W pierwszym przypadku mówimy, że przełącznik jest aktywowany i przełączany termicznie, natomiast w drugim mówi się o aktywowaniu i przełączaniu prądowym albo napięciowym. Parametry progowe przełącznika grubowarstwowego określone są następującymi wzorami empirycznymi [33]:

$$U_p = k_1 l R_{\square}^{-1/2} \delta^{1/2} \text{ dla } T = \text{const}, \quad (1)$$

$$I_p = k_2 w R_{\square}^{-1/2} \delta^{1/2} \text{ dla } T = \text{const}, \quad (2)$$

gdzie:

U_p — napięcie progowe w woltach,

I_p — natężenie prądu progowego w amperach,

$k_1 = 6,4 \text{ V}\Omega^{1/2} \text{ mm}^{-3/2}$,

$k_2 = 6,4 \text{ A}\Omega^{-1/2} \text{ mm}^{-3/2}$,

l — długość elementu w milimetrach,

w — szerokość elementu w milimetrach,

δ — grubość warstwy po wypaleniu w milimetrach,

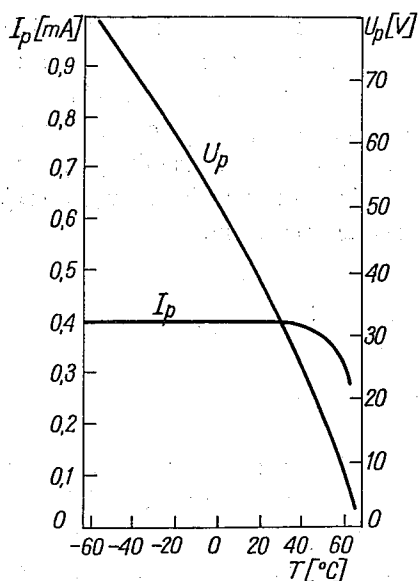
R — rezystancja na kwadrat elementu w omach,

T — temperatura otoczenia.

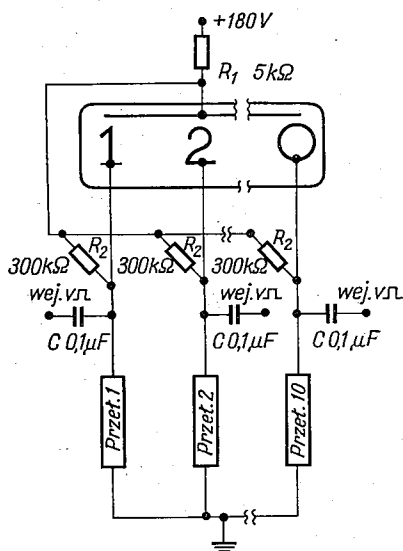
Dla typowych warstw przełączających napięcie progowe U_p zwiększa się o ok. 60 V przy wzroście długości warstwy o 100 μm . Zatem zarówno dolna jak i górna możliwa do uzyskania wartość U_p jest ograniczona tylko długością warstwy. Praktycznie wartość napięcia progowego może być regulowana w zakresie od ok. 60 V do kilkudziesięciu kV. Jak widać z zależności (2), przy ustalonych $R_{\square}$, δ i T natężenie prądu I_p zależy jedynie od szerokości elementu i wzrasta o ok. 0,2 mA przy zwiększeniu szerokości elementu o 100 μm . Aby zapewnić jednolitość przełączania całej objętości warstwy, jej szerokość nie powinna przekraczać ok. 1,25 mm. Powoduje to ograniczenie natężenia prądu progowego.

Na rys. 8 podano zależność U_p oraz I_p od temperatury otoczenia dla rozważanego tu typowego elementu przełączającego o rozmiarach $0,25 \times 0,5$ mm. Jak widać z rysunku natężenie prądu I_p praktycznie nie zależy od temperatury aż do około 60°C , natomiast U_p maleje w przybliżeniu liniowo ze wzrostem temperatury. Dopuszczalna moc, która może być rozproszona przez element przed przełączeniem, wynika z wartości U_p i I_p , natomiast po przełączeniu jest ograniczona w głównej mierze przez powierzchnię warstwy. I tak np. element o rozmiarach $2,5 \times 2,5$ mm może rozpraszać ok. 10 W mocy [33]. Zakłada się przy tym, że szybkość odprowadzania ciepła przez podłoże jest tak duża, że utrzymuje warstwę w temperaturze poniżej 550°C , a więc w temperaturze, w której nie następuje jeszcze zniszczenie przyrządu.

Parametrami, które charakteryzują przełącznik grubowarstwowy pod względem częstotliwościowym są czasy przełączania. Czasy te są złożonymi funkcjami rozmiarów elementu, przewodności cieplnej podłoża, temperatury otoczenia i parametrów impulsu wyzwalającego. Przykładowo, elementy o szerokości od 75 do 125 μm cechują się czasem włączania (czas przejścia ze stanu o dużej do stanu o małej wartości rezystancji) oraz czasem wyłączenia (czas przejścia od małej do stanu o dużej wartości rezystancji) równymi odpowiednio $1 \div 10 \mu\text{s}$. W celu zapewnienia jednoczesności przełączania w całej objętości elementu, jego szerokość nie powinna przekraczać około 1,25 mm [37]. W przeciwnym przypadku przełączanie może zachodzić początkowo w wąskim kanale, który rozpraszając pewną ilość



Rys. 8. Zależności napięcia progowego i prądu progowego przełącznika grubowarstwowego od temperatury o rozmiarach poprzecznych 0,25 $\times$ 0,5 mm [37]



Rys. 9. Układ sterowania zapłonem wskaźników jarzeniowych wykorzystujący przełączniki grubowarstwowe

mocy może doprowadzić w dalszej kolejności do przełączenia sąsiednich obszarów wydłużając przez to całkowity czas przełączania. Tego typu efekty nie występują w przypadku przełączania elementu wskutek wzrostu temperatury otoczenia. Elementy aktywne termicznie nie mają więc ograniczeń co do wielkości powierzchni warstwy czynnej.

Grubowarstwowe elementy przełączające wykorzystywane są w termostatach, temperaturowo wyzwalanych systemach zabezpieczających, regulatorach napięcia, układach sterowania zapłonem cyfrowych wskaźników jarzeniowych, systemach zabezpieczających czułe elementy półprzewodnikowe przed udarami napięciowymi, w układach wielowarstwowych — jako przekaźniki mocy współpracujące z rezystorami grubowarstwowymi, itp.

Na rys. 9 podano przykład zastosowania przełączników grubowarstwowych spełniających rolę elementów sterujących zapłonem cyfrowych wskaźników jarzeniowych [37].

Impuls podany poprzez kondensator C np. na katodę wskaźnika I powoduje przejście przełącznika I do stanu włączenia, co zwiększa napięcie pomiędzy anodą i katodą poważej napięcia zapłonu i zaświecenia wskaźnika I . Przy spowodowaniu w analogiczny sposób zaświecenia innego wskaźnika, wynikły stąd wzrost natężenia prądu płynącego przez rezystor R_1 zmniejszy na tyle napięcie na anodzie lampy, że wskaźnik I zgaśnie, a przełącznik I przejdzie do stanu wyłączenia. Opisany układ jest znacznie prostszy i tańszy od analogicznego układu z przyrządami półprzewodnikowymi.

Przełączniki grubowarstwowe pracujące w układach wielowarstwowych jako przełączniki mocy są sterowane ciepłem rozpraszającym w warstwie rezystywnej. Układ wielowarstwowy zawiera w tym przypadku trzy kolejno naniesione warstwy, a mianowicie dolną — rezystywną, środkową — dielektryczną o niewielkiej grubości i możliwie dużej przewodności cieplnej oraz górną — przełączającą. W celu uzyskania znacznych wzmocnień przełączanej mocy należy stosować układy połączonych kaskadowo stopni wielowarstwowych.

W układach zabezpieczających przełącznik grubowarstwowy pełni rolę elementu zwierającego wszystkie udary napięciowe niebezpieczne dla czułych przyrządów półprzewodnikowych. Szybkość przełączania rzędu mikrosekund jaką on zapewnia jest wystarczająca do zabezpieczenia elementu półprzewodnikowego przed zniszczeniem.

4. TECHNIKA GRUBOWARSTWOWA W PRZYRZĄDACH I UKŁADACH OPTOELEKTRONICZNYCH

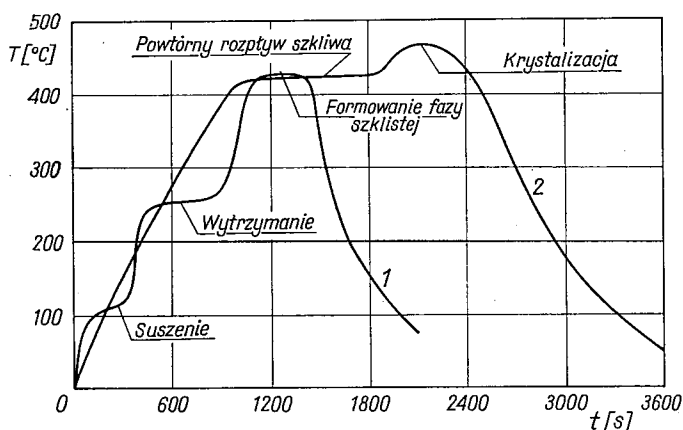
4.1. Wskaźniki cyfrowe

Aktualnie obserwuje się wzmogłą ekspansję materiałów przystosowanych do sitodruku i wypalania w urządzeniach optoelektronicznych, a przede wszystkim w dziedzinie wskaźników cyfrowych. Użycie tego rodzaju materiałów zwiększa zdecydowanie niezawodność i żywotność przyrządów i w tym względzie stanowią one konkurencyjną alternatywę dla coraz powszechniejszej aplikacji tworzyw sztucznych [36]. Opracowanie grubowarstwowych elementów przełączających może — przez zastosowanie ich w układach sterujących wskaźników, jak to przykładowo przedstawiono w rozdz. 3.2 — stanowić istotne wsparcie dla tej alternatywy, przez poważne ujednolicenie technologii wykonania tego rodzaju zespołów.

Obszar zastosowań materiałów grubowarstwowych obejmuje obecnie swoim zasięgiem wszystkie trzy podstawowe rodzaje wskaźników cyfrowych: jarzeniowe (panelowe), ciekłokrystaliczne i oparte na diodach elektroluminescencyjnych (LED). Konstrukcyjno-technologiczne problemy, charakterystyczne dla tych przyrządów, warunkują określone własności stosowanych tu materiałów grubowarstwowych, co doprowadziło do pewnego wyodrębnienia się grupy kompozycji przeznaczonych do kompleksowego zastosowania w tego rodzaju przyrządach. Służą one mianowicie do realizacji precyzyjnych i trwałych obudów, niektórych elementów znaków cyfrowych oraz połączeń wewnętrznych wskaźników. W skład tej grupy kompozycji wchodzi przede wszystkim materiały dielektryczne o małej wartości przenikalności elektrycznej (ϵ), przeznaczone do realizacji skrzyżowań warstw przewodzących, uszczelnienia obudów, wytwarzania warstw zapobiegających powstawaniu zbędnych refleksów oraz materiały przewodzące przystosowane do precyzyjnego sitodruku,

przy pomocy których realizowane są segmenty elektrod znaków cyfrowych, ścieżki przewodzące, a także warstwy metalizacyjne przy hermetyzacji niektórych rodzajów obudów.

Podstawową grupę materiałów techniki grubowarstwowej, stosowanych przy wytwarzaniu panelowych wskaźników jarzeniowych, stanowią kompozycje uszczelniające wytwarzane (w zasadzie) na osnowie szklivi krystalizujących, służące do hermetycznego łączenia płyt czołowych i podłożowych. Zawierają one materiały (korund, szklivo wapniowo-sodowe, forsteryt, kowar, stopy żelaza, niklu i kobaltu, itp.), efektem współdziałania których jest zapewnienie dobrych właściwości połączeń w aspekcie rozszerzalności cieplnej [43]; współczynnik rozszerzalności cieplnej warstw wykonanych z tych kompozycji wynosi $70 \div 90 \times 10^{-7}/K$.



Rys. 10. Obróbka termiczna past uszczelniających

1 — rozplyw wstepny, 2 — rozplyw powtorny i krystalizacja

Obróbka termiczna tego rodzaju past obejmuje zazwyczaj dwa cykle (rys. 10): rozplyw wstepny na powierzchniach łączonych (krzywa 1) oraz rozplyw powtorny i krystalizację w procesie uszczelniania (krzywa 2); przy doborze właściwego profilu temperatury cały proces może przebiegać w jednym cyklu. Rodzaj kompozycji używanych do wykonywania ścieżek przewodzących oraz segmentów katodowych i anod znaków cyfrowych jest uzależniony od materiału podłoża. W przypadku podłoży szklanych używane są niskotemperaturowe kompozycje srebrne; wymagają one jednak dodatkowego zabezpieczenia galwanicznie naniesioną warstwą niklu, przed tworzeniem się amalgamatu rtęci. Natomiast przy stosowaniu podłoży ceramicznych (forsteryt, korund), mogą być dla tych celów użyte kompozycje (wypalane w wyższej temperaturze), zawierające nikiel i jego stopy, molibden oraz wolfram, odporne na tworzenie się amalgamatów rtęci. Obróbka termiczna tego rodzaju kompozycji przebiega w atmosferze nieutleniającej (wodoru)²⁾.

Komplet kompozycji techniki grubowarstwowej, używanych przy wytwarzaniu wskaźników jarzeniowych, uzupełniają pasty dielektryczne, przeznaczone do pokrywania ścieżek przewodzących oraz wykonywania warstw wyrównawczych skrzyżowań. Są to zazwyczaj pasty na osnowie szkliva oraz szkliva i korundu.

²⁾ Do wypalania w atmosferze powietrza stosowane są pasty na osnowie Au.

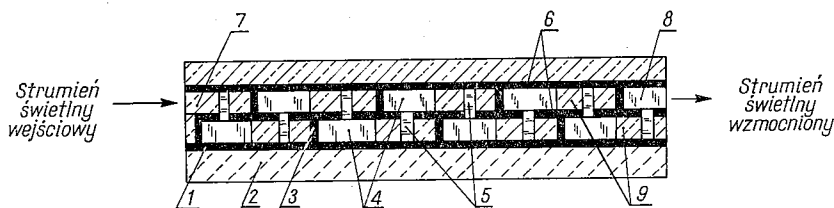
Wykorzystanie techniki sitodruku w procesie wytwarzania wskaźników ciekłokrystalicznych odnosi się do hermetyzacji obudów, tzn. łączenia płyt szklanych, nanoszenia warstw o kolorze czarnym, eliminujących zbędne refleksy, a także — w przypadku wskaźników pracujących w świetle odbitym — do wytwarzania warstw odbijających. Ten obszar aplikacji kompozycji grubowarstwowych stawia szczególnie wysokie wymagania materiałom przewodzącym. Najbardziej racjonalna technika uszczelniania obudowy polega na łączeniu płyt: czołowej i tylnej przy obecności substancji ciekłokrystalicznej, co w poważnym stopniu upraszcza technologię wytwarzania tego rodzaju wskaźników. Wymagana jest tu jednak bardzo wysoka precyzja przebiegu procesu obróbki termicznej. Wiąże się to z małą odpornością materiałów ciekłokrystalicznych na podwyższoną temperaturę; nie może ona przekraczać 100°C i to w odpowiednio krótkim czasie [43]. Uszczelnianie obudowy odbywa się dwuetapowo. W pierwszym etapie nanoszone są warstwy metaliczne (przewodzące) na obrzeża obydwóch łączonych płytek szklanych, przy wykorzystaniu niskotemperaturowych kompozycji na bazie Ag, Au lub Pt—Au. Drugi etap — po napełnieniu przestrzeni między płytkami substancją ciekłokrystaliczną — sprowadza się do szybkiego, powtórnego rozplywu naniesionej poprzednio kompozycji drogą lokalnego, selektywnego jej nagrzewania. Topniki używane w tego rodzaju kompozycjach uszczelniających nie mogą pozostawiać śladowej substancji o charakterze kwasowym, która powodowałaby znaczne ograniczenie żywotności warstw ciekłokrystalicznych. Te wymagania — przy jednocześnie dobrych własnościach czyszczących — spełniają starannie uformowane mieszaniny azeotropowe. Do nanoszenia cienkich metalicznych warstw refleksyjnych na tylne płytki szklane wskaźników pracujących w świetle odbitym stosowane są niskotemperaturowe kompozycje zwłaszcza na bazie Au, a także Ag, które muszą zapewnić tym warstwom właściwą apreturę. Uzupełniającymi materiałami, używanymi do zwiększenia kontrastowości i wyeliminowania zbędnych refleksów w tego rodzaju wskaźnikach, są niskotemperaturowe pasty dielektryczne typu pokryciowego lub uszczelniającego, nanoszone na czołową i tylną płytę wskaźnika.

Oddzielną grupę stanowią kompozycje używane przy wykonywaniu wskaźników typu LED. Są to głównie pasty na osnowie złota, przeznaczone do nanoszenia metodami precyzyjnego sitodruku, ścieżek przewodzących i metalizacji przeznaczonych do osadzania diodowych segmentów znaków cyfrowych. Kompozycjami uzupełniającymi są pasty lutownicze zawierające eutektyczne stopy złota, cyny i germanu. Wytwarzanie wielowarstwowej struktury precyzyjnych warstw przewodzących, niezbędnej do wykonania wskaźników wielocyfrowych, zwłaszcza hybrydowych, umożliwiają pasty dielektryczne, pokryciowe na bazie szklivi niekrystalicznych lub krystalicznych [33] [43], oraz pasty szklowo-ceramiczne przeznaczone do nanoszenia ścieżek wyrównawczych skrzyżowań. Tego rodzaju kompozycje charakteryzują się przenikalnością elektryczną około $10 \div 20$ i są wypalane w temperaturze $800 \div 1000^{\circ}\text{C}$.

4.2. Układy optoelektroniczne

Możliwość wykorzystania przy wytwarzaniu optoelektronicznych układów scalonych, kompozycji używanych w technice grubowarstwowej, z jednej strony jest uwarunkowana szczególną ich przydatnością w stosowanych tu technikach scalania, z drugiej — stawia tym

kompozycjom niezwykle wysokie wymagania, zarówno pod względem właściwości jak też techniki nanoszenia warstw. Tego rodzaju scalony układ optoelektroniczny ma strukturę wielowarstwową, zrealizowaną na podłożu ceramicznym lub szklanym. Warstwy szkliste tej struktury, nanoszone metodą precyzyjnego drukowania i wypalania, charakteryzujące się odpowiednimi wartościami współczynnika załamania i stanowiące materiał optycznie przewodzący, są przegradzane warstwami metalicznymi, które jednocześnie spełniają rolę optycznej izolacji i przewodników elektrycznych. Wewnątrz kanałów i komór utworzonych w tego rodzaju strukturze są umieszczone przyrządy elektroluminescencyjne i fotodetekcyjne. Konstrukcję takiej struktury zilustrowano (rys. 11) na przykładzie wzmacniacza optoelektronicznego [13]. Do wykonywania warstw spełniających rolę światłowodów, wykorzystywane są pasty na osnowie szkliv, zawierających SiO_2 ($55 \div 80\%$) i B_2O_3 ($20 \div 35\%$) oraz następujące składniki w ilości $0 \div 1\%$: Al_2O_3 , Na_2O , K_2O , ZrO_2 , MgO , BeO , CaO , Li_2O . Obróbka termiczna tych kompozycji przebiega wieloetapowo w atmosferze nieutle-



Rys. 11. Scalony wzmacniacz optoelektroniczny (przekrój)

1 — podstawowa warstwa metaliczna, 2 — podłoże, 3 — przegrady optycznie izolujące, 4 — przyrządy elektroluminescencyjne, 5 — przyrządy fotoelektryczne, 6 — kolejne warstwy metaliczne, 7, 8 — otwory wejściowy i wyjściowy, 9 — warstwy szkliv

niającej (wodór, azot), a parametry tego procesu muszą być ściśle kontrolowane w celu uniknięcia tworzenia się pęcherzyków, a także z uwagi na to, aby szczytowa temperatura nie przekraczała wartości, przy której następuje rozpływ szkliv; w trakcie obróbki cieplnej zachodzą jedynie procesy spiekania (wstępne i właściwe).

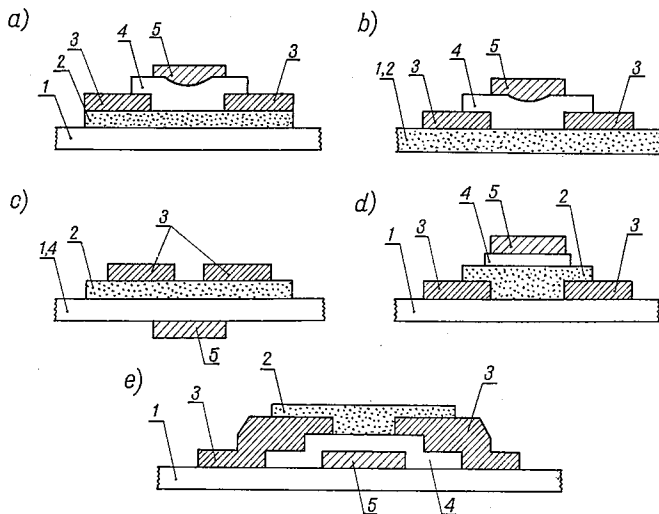
Warstwy metaliczne ($\text{Cu}-\text{Ni}-\text{Cu}$) są zazwyczaj wykonywane metodą naparowywania. Jednak możliwości techniki grubowarstwowej są tu znaczne, chociaż musi ona sprostać w tym względzie najwyższym wymaganiom, zarówno pod względem precyzji nanoszenia (rozmiary kanałów świetlnych wynoszą ok. $50 \times 50 \mu\text{m}$), jak też właściwości kompozycji zapewniających, w połączeniu z pierwszym warunkiem, wysoką refleksyjność przegród optycznie izolujących.

5. PRZEGLĄD BADAŃ NAD UZYSKANIEM TRANZYSTORA GRUBOWARSTWOWEGO

5.1. Technologia i struktura kilku wariantów tranzystorów grubowarstwowych

Prace nad uzyskaniem tranzystora grubowarstwowego rozpoczęto w Stanach Zjednoczonych w latach 1966—67, tj. w okresie, gdy można już było z powodzeniem wykonywać diody i tranzystory opierając się na naparowywaniu warstwy z półprzewodników polikrystalicznych [18]. Opracowano wtedy technologię polowego tranzystora cienkowarstwowego z izolowaną bramką. Technologia grubowarstwowa, zamiast naparowywania warstwy

półprzewodnikowej, oferowała w tym przypadku możliwość wykonania odpowiednich past, zawierających rozdrobnione materiały półprzewodnikowe, które po naniesieniu metodą sitodruku na izolujące podłoże i wypaleniu, dałyby polikrystaliczne warstwy półprzewodnikowe. Nakładając tą samą techniką następne warstwy o odpowiedniej konfiguracji, spełniające rolę drenu i źródła, izolatora bramki oraz bramki, spodziewano się, że uzyskany w ten sposób element analogiczny do tranzystora cienkowarstwowego, będzie posiadał również podobne do niego charakterystyki.



Rys. 12. Przekroje pięciu podstawowych wariantów struktury tranzystora grubowarstwowego

1 — podłoże, 2 — półprzewodnik, 3 — elektrody źródła i drenu, 4 — izolator-dielektryk, 5 — bramka

Tranzystor grubowarstwowy z uwagi na możliwość pewnego doboru układu warstw i kolejności ich nakładania oraz funkcji, które może pełnić dodatkowo podłoże, posiada dotychczas kilka wariantów struktur. Jak wynika z prac Shivorona i innych [42] oraz Willkina i innych [45], najbardziej korzystne ze względów technologicznych są struktury przedstawione schematycznie na rys. 12. Rysunki 12a i b przedstawiają struktury polarne, posiadające wszystkie warstwy z tej samej strony warstwy półprzewodnikowej; w przypadku wariantu b, warstwa półprzewodnikowa spełnia również rolę podłoża. Warianty c i d są strukturami naprzemiennymi z warstwą bramki oraz warstwami źródła i drenu usytuowanymi po przeciwnych stronach warstwy półprzewodnikowej, przy czym w strukturze c warstwę dielektryka stanowi podłoże. Wariant e cechuje się odwrótną kolejnością nakładania warstw w stosunku do wariantu d.

Wyboru materiałów na poszczególne warstwy dokonuje się z punktu widzenia uzyskania elementu aktywnego o możliwie najkorzystniejszych parametrach elektrycznych. Chodzi tu szczególnie o te parametry, które są odpowiedzialne za jego właściwości wzmacniające. W przypadku tranzystora polowego z izolowaną bramką parametrami takimi są konduktancja przejściowa (transkonduktancja) g_m , zdefiniowana wzorem:

$$g_m = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial U_{GS}} \right) \bigg|_{U_{DS} = \text{const}} \quad (3)$$

oraz częstotliwość graniczna f_T . W przypadku tego typu struktur można napisać następujące przybliżone zależności wiążące wymienione parametry z parametrami strukturalnymi elementu, tj. jego rozmiarami i własnościami użytych materiałów [32]:

$$g_m = \frac{\mu_e C_g U_{DS}}{L^2} \quad (4)$$

i

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_g}, \quad (5)$$

gdzie:

C_g — pojemność układu bramka-półprzewodnik,

μ_e — efektywna ruchliwość nośników w półprzewodniku,

L — długość kanału przewodzącego (odległość między drenem i źródłem).

Jak widać z zależności (4) i (5), aby wartości g_m i f_T były jak największe, należy dążyć do uzyskania dużych wartości ruchliwości μ_e półprzewodnika (co jest bardzo trudne w tego rodzaju warstwach polikrystalicznych) i stałej dielektrycznej ϵ izolatora bramki oraz możliwie małych grubości warstwy dielektryka i długości kanału L przy jednocześnie znacznej jego szerokości. W przypadku struktur typu a, d, e (rys. 12) najbardziej odpowiednim materiałem podłożowym okazał się alund o wysokiej czystości. Struktura typu c wymagająca podłoża o dużej stałej dielektrycznej była z powodzeniem wykonywana w oparciu o prasowane i spiekane płytki z BaTiO_3 , zaś w przypadku wariantu b zastosowano prasowanie i spiekanie płytki półprzewodnika CdS—CdSe o czystości 5 N i rezystancji na kwadrat około $10^3 \Omega$ [42].

Materiał warstwy półprzewodnika oprócz wyżej wymienianej dużej ruchliwości nośników powinien posiadać znaczną szerokość pasma zabronionego, aby można uzyskać duży zakres regulacji jego przewodności. Materiałami, które stosunkowo dobrze spełniają te wymagania i na bazie których otrzymali Willkin i inni [45] oraz Shivonen i inni [42] pasty o odpowiednich własnościach reologicznych były siarczki ZnS , PbS , CdS , selenek CdSe oraz CdS—CdSe . Jako domieszkę autorzy ci stosowali w paście dwuchlorek kadmu CdCl_2 . Spełnia on równocześnie rolę topnika i czynnika ułatwiającego łączenie się cząstek oraz wzrost ziaren w temperaturach znacznie niższych od punktu sublimacji wymienionych materiałów półprzewodnikowych. W przypadku CdS—CdSe temperatura wypalania wynosi ok. 570°C . Uzyskane warstwy półprzewodnikowe posiadały rezystancję na kwadrat w zakresie od 10^3 do $10^5 \Omega$.

Zagadnienie doboru materiałów na warstwy źródła i drenu to rozwiązywany od dawna w technologii elektronowej problem styku omowego o jak najmniejszej rezystancji. Technologia grubowarstwowa wymaga dodatkowo od tych materiałów, aby pasty z nich otrzymane posiadały bardzo dobre właściwości reologiczne, zapewniające dużą rozdzielczość linii przy małym rozplywie na brzegach rzędu $30 \div 50 \mu\text{m}$. Spośród szeregu materiałów jakie przebadali Shivonen i inni [42] najlepiej wymagania te spełniały amalgamat $90\% \text{Hg}$ i $10\% \text{In}$ oraz stop Sn—Ga ($5 \div 10\% \text{Sn}$). Styki te mimo dobrych parametrów elektrycznych ulegały łatwo uszkodzeniom mechanicznym, były niestabilne w czasie i wymagają jeszcze dopracowania.

Warstwa dielektryka, oprócz dużej wartości ε i małej grubości, powinna posiadać dobrą stabilność, gdyż od niej zależy głównie stabilność przyrządu. Poza tym w przypadku struktur typu a, b, d warstwa dielektryka jest nakładana na wykonaną już warstwę półprzewodnikową. Dlatego też obróbka cieplna powinna przebiegać w temperaturach możliwie jak najniższych i trwać jak najkrócej. Przebadano w tym zakresie szereg warstw cementowo-krzemianowych i warstw na bazie dielektryków organicznych, jednak charakteryzowały się one zbyt dużą niestabilnością, a ich stała dielektryczna silnie zależała od częstotliwości. W przypadku struktury typu e możliwe jest również stosowanie pasty kondensatorowej z BaTiO_3 ze względu na to, że warstwa półprzewodnikowa jest nanoszona jako ostatnia. Bardzo obiecujące wydaje się osadzanie warstwy SiO_2 poprzez pirolityczny rozkład SiH_4 (w temperaturze 400°C) oraz otrzymywanie warstwy CdF_2 poprzez reakcję powierzchni półprzewodnika z kwasem fluorowodorowym.

Materiał elektrody bramki powinien być dobrym przewodnikiem, nie reagującym z warstwą dielektryka o temperaturze nakładania nie wpływającej na uzyskane już elementy struktury tranzystora. Najprzydatniejsze okazały się tu niskotemperaturowe pasty konduktynne na bazie sproszkowanego srebra [42].

5.2. Właściwości elektryczne tranzystora grubowarstwowego

Właściwości elektryczne tranzystora grubowarstwowego można opisać na podstawie charakterystyk wyjściowych:

$$I_{DS} = f(U_{DS}) \Big|_{U_{GS} = \text{par}} \quad (6)$$

Przy pewnej wartości napięcia $U_{DS} = U_{DS_0}$ powinny one wykazywać typowe dla tranzystora polowego zjawisko nasycenia. Z przeprowadzonych przez Shivanena i innych [42] oraz Willkina i innych [45] pomiarów parametrów elektrycznych i charakterystyk (6) różnych typów struktur tranzystorów grubowarstwowych wynika, że w zależności od typu struktury można praktycznie zrealizować albo przyrządy, które posiadają stosunkowo dużą konduktancję przejściową rzędu 2 mA/V przy niewielkiej częstotliwości granicznej f_T rzędu 100 Hz , albo też wykazujące niewielką transkonduktancję rzędu $0,02 \text{ mA/V}$ przy wyższej częstotliwości granicznej; $f_T > 100 \text{ Hz}$. W przypadku większości otrzymanych struktur konduktancja przejściowa gwałtownie malała z częstotliwością. Jedynie struktury z podłożem w postaci BaTiO_3 pełniącym funkcję izolatora bramki wykazywały stałą wartość transkonduktancji do 1 kHz .

Generalnie stwierdzono poza tym, że charakterystyki (6) otrzymanych struktur można aproksymować równaniem w postaci [45]:

$$I_{DS} = A(U_{DS})^a \Big|_{U_{GS} = \text{par}} \quad (7)$$

gdzie: A i a — stałe, zależne od typu struktury, przy czym stała a jest zależna od rodzaju warstwy półprzewodnikowej i przyjmuje wartości w zakresie $1 \div 3$.

Nie stwierdzono występowania w tych charakterystykach zakresu nasycenia, co w przypadku tranzystora polowego zachodzi wówczas, gdy wpływ U_{DS} na koncentrację nośników w półprzewodniku jest z jakichś względów ograniczony. Wyjaśnienie tego zjawiska w od-

niesieniu do tranzystora grubowarstwowego pozwoli być może na odpowiednie ukierunkowanie badań dotyczących poprawy jego parametrów.

Badania niestabilności różnych struktur tranzystora grubowarstwowego z dielektrykiem nieorganicznym w zmiennych warunkach klimatycznych przez okres 12 miesięcy wykazywały zmiany w wartościach g_m nie przekraczające 50%. Transkonduktancja tranzystora grubowarstwowego wykazywała bardzo silną zależność od temperatury; w przypadku struktur z dielektrykiem organicznym następował 100-krotny wzrost g_m przy wzroście temperatury od 0°C do 50°C.

Przedstawione dane wskazują, że już w obecnej chwili, bez posługiwania się innymi technologiami, możliwe jest wykonanie polowego tranzystora grubowarstwowego. Jego parametry są na razie nie do zaakceptowania, za co w głównej mierze odpowiedzialna jest zbyt mało dopracowana technologia warstwy dielektryka — izolatora bramki. Jest to głównym powodem niekorzystnych zależności transkonduktancji od częstotliwości.

Opracowanie technologii tranzystora grubowarstwowego wymaga bardzo kosztownych badań (głównie materiałowych); osiągnięcie całkowitego sukcesu wydaje się być jednak realne. Istnieje bowiem jeszcze znaczna ilość materiałów nie przebadanych w tym zakresie. Tego typu grubowarstwowe przyrządy aktywne nie będą mogły raczej konkurować z innymi tranzystorami unipolarnymi. Jednakże wydaje się, że w perspektywie będzie możliwe pokrycie pewnego obszaru aplikacji, obejmującego część układów pracujących przy niskich i średnich częstotliwościach (np. sprzęt powszechnego użytku); obecnie mogą być już realizowane tranzystory grubowarstwowe o $f_T = 1$ MHz i $g_m = 0,5$ mA/V. Przy wykorzystaniu zaś wszystkich możliwości technologii grubowarstwowej, zwłaszcza w dziedzinie materiałów i sitodruku, realne będzie osiągnięcie struktur posiadających $f_T = 10$ MHz i $g_m = 10$ mA/V [45].

6. PODSUMOWANIE

Przedstawiona w pracy analiza najważniejszych kierunków rozwoju technologii grubowarstwowej wskazuje na ciągły wzrost zakresu jej możliwości, zarówno jeśli chodzi o różnorodność wykonywanych tą techniką elementów elektronicznych i stosowanych materiałów, jak również o ich parametry. Obserwuje się bowiem stałą poprawę parametrów roboczych elementów do tej pory już wykonywanych (rezystory), jak również próby wytworzenia nowych elementów, takich jak przełączniki, tranzystory itp. oraz skuteczną penetrację techniki grubowarstwowej w obszarze przyrządów i układów optoelektronicznych.

Elementy rezystywne — jak to wynika z zaprezentowanych w pracy efektów badań przeprowadzonych przez autorów nad warstwami rutenowymi — mogą aktualnie z powodzeniem zastępować precyzyjniejsze do niedawna elementy cienkowarstwowe, przy czym w odniesieniu do takich właściwości jak zakres rezystancji na kwadrat, dopuszczalna moc obciążenia oraz stabilność wyraźnie je przewyższają.

Jak wynika z przedstawionego przeglądu technologii, charakterystyk i zastosowań przełączników grubowarstwowych, mogą one w niektórych przypadkach zastępować wrażliwe na zmianę warunków otoczenia i drogie przyrządy półprzewodnikowe. Elementy te wykazują dużą odporność na przeciążenia i mogą pracować w wysokich temperaturach,

pełniąc funkcję przełączników aktywowanych termicznie lub prądowo. W Zakładzie Automatyki i Elektroniki Politechniki Rzeszowskiej są obecnie realizowane badania nad otrzymaniem past do wytwarzania przełączników i termistorów grubowarstwowych.

W pracy podano również analizę stanu badań nad wykonaniem grubowarstwowego elementu aktywnego. Mimo, że prace te nie zostały w zasadzie zakończone sukcesem, to jednak pozwoliły na ustalenie skali trudności, jakie trzeba będzie pokonać w dalszych badaniach, wytyczyły zasadnicze kierunki działania oraz dostarczyły wielu cennych informacji dotyczących nowych materiałów, nie stosowanych dotychczas w technologii grubowarstwowej. Szczególnie istotne są tu wyniki badań w zakresie otrzymywania polikrystalicznych warstw półprzewodnikowych metodą sitodruku i wypalania.

Rozprzestrzeniająca się aplikacja techniki grubowarstwowej w przyrządach i układach optoelektronicznych prowadzi, poza względami ekonomicznymi, do znacznego ujednoludnienia technologii zwiększenia trwałości i podniesienia ich walorów użytkowych. Charakterystyczne jest opracowywanie zestawów kompozycji, szczególnie dielektrycznych — izolacyjnych i przewodzących, którym stawiane są bardzo wysokie wymagania w dziedzinie rozszerzalności termicznej, apretury warstw, konduktywności, własności optycznych itp.

Wspólną cechą wszystkich zaprezentowanych w pracy kierunków rozwoju techniki grubowarstwowej jest dążność do uzupełnienia pewnej luki, jaką stwarzają ograniczenia szczególnie temperaturowo-energetyczne techniki półprzewodnikowych układów scalonych, a także do umożliwienia realizacji scalonych układów optoelektronicznych. Ten ostatni aspekt jest szczególnie godny podkreślenia z uwagi na kierunki perspektywicznego rozwoju mikroelektroniki.

LITERATURA

1. R. J. Amin, L. C. Hoffman, *Air fireable compositions containing vanadium oxide and boron and devices therefrom*, patent USA nr 3622523, November 1971.
2. H. C. Angus, P. E. Gainsbury, *Glaze resistors with ruthenium dioxide*, Electronic Components, January 1968.
3. J. G. Austin, N. F. Mott, *Metallic on nonmetallic behavior in transition metal-oxides*, Science, vol 168, nr 3927, 1970.
4. C. N. Berglund, H. J. Guggheim, *Electronic properties of VO_2 near the semiconductor — metal transition*, Physical Review, vol 185, nr 3, 1969.
5. C. N. Berglund, A. Jayaraman, *Hydrostatic — pressure dependence of the electronic properties of VO_2 near the semiconductor — metal transition temperature*, Physical Review, vol 185, nr 3, 15 September 1969.
6. P. F. Bongers, V. Enz, *A Bistable resistor on the basis of vanadium oxide*, Philips Res. Repts., 21, 1966.
7. R. G. Cope, A. W. Penn, *High-speed solid-state thermal switches based on vanadium dioxide*, Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D.), 1968, ser 2, vol 1.
8. W. Dudek, B. Fleszar, A. Kusy, S. Paszczyński, *Kompozycja rezystywna*, Zgłoszenie patentowe nr 116353, 5.11.1973.
9. W. Dudek, B. Fleszar, A. Kusy, S. Paszczyński, *Sposób otrzymywania proszku RuO_2* , Zgłoszenie patentowe nr 170345, 12.IV.1974.
10. W. Dudek, A. Kusy, S. Paszczyński, *Kompozycje rezystywne oparte na przewodzących tlenkach rutenu*, Materiały Sympozjum Mikroelektronicznej Techniki Grubowarstwowej, Rzeszów, listopad 1973.

11. H. Futaki, *A new type semiconductor (Critical temperature resistor)*, Japanese Journal of Applied Physics, vol 4, nr 1, January 1965.
12. H. Futaki, *Termistor composition containing vanadium dioxide*, patent USA, nr 3402131, September 1968.
13. B. Greenstein, P. R. Jr. Langston, B. Narken, B. Summers, *Method for making monolithic opto-electronic structure*, Patent USA, nr 3663194, May 1972.
14. D. L. Herbst, W. L. Dawson, *Cermet resistor composition and method of making same*, patent USA, nr 3573229, March 1971.
15. L. C. Hoffman, *Copper vanadium oxide compositions*, patent USA, nr 3516949, June 1970.
16. L. C. Hoffman, *Precision glaze resistor*, Ceramic Bulletin, vol 42, nr 9, 1963.
17. L. C. Hoffman, *Resistor composition containing pyrochlore-related oxide on noble metal*, Patent USA, nr 3553109, January 1973.
18. S. R. Hofstein, F. P. Heiman, *The silicon insulated — gate fields — effect transistor*, Proc. IEEE, vol 51, 1963.
19. G. J. Hyland, *Semiconductor metal phase transitions*, Journal of Solid State Chemistry 2, 1970.
20. G. S. Iles, *Ruthenium resistor glazes for thick film circuits*, The Radio and Electronic Engineer, November 1968.
21. W. Kalita, A. Kusy, S. Paszczyński, *Wybrane zagadnienia technologii mikroukładów grubowarstwowych*, Sprawozdania nr 03/74, 06/74 z realizacji prac badawczych, Rzeszów 1974.
22. Kartoteka A.S.T.M. — American Society for Testing Materials, nr 18—1139.
23. I. Kasanami, O. Kano, *Electro-conductive material containing PbO and RuO₂*, patent USA, nr 3778389, December 1973.
24. A. Kusy, *An investigation of the realations beetween the technological parameters, phase constitution and electrical characteristics of thick Pd-Ag resistive films*, Thin Solid Films, vol 17, nr 3, 1973.
25. A. Kusy, *Pomiary własności szumowych warstw rezystywnych Pd/PdO/Ag za pomocą miernika typu Quan Tech.*, Rozprawy Elektrotechniczne, vol. 20, nr 2, 1974.
26. A. Kusy, *Struktura i własności rezystywnych warstw grubych na bazie palladu i srebra*, Praca doktorska, Gdańsk 1972.
27. A. Kusy, S. Paszczyński, A. Wrona, *Nieliniowość napięciowa i szumy prądowe rezystywnych warstw grubych PdO/Pd-Ag*, Rozprawy Elektrotechniczne, vol 21, nr 2, 1975.
28. C. Kuźma, E. Kuźma, B. Schmidt, *Termistory o skokowej zmianie rezystancji*, PAK, nr 2, 1974.
29. P. R. Loan, *Conductive ternary oxides of ruthenium, and their use in thick film resistor glazes*, Ceramic Bulletin, vol 51, nr 3, 1972.
30. P. R. Loan, *Electronical resistor containing lead ruthenate*, Patent USA, nr 3682840, August 1972.
31. J. M. Longo, P. M. Racciah, J. B. Goodenough, *Pb₂M₂O_{7-x} (M = Ru, Ir, Re) — Preparation and properties of oxygen deficient pyrochlores*, Mat. Res. Bull, vol 4, 1969.
32. W. Marciniak, *Przyrządy półprzewodnikowe typu MIS*, WNT, Warszawa 1974.
33. Materiały firmy du Pont — „Electronic Materials”, TYOX thick film switch composition, 9253, A-84493, 2/73.
34. F. J. Morin, *Oxides which show a metal — to insulator transition at the Néel temperature*, Physical Review Letters, vol 3, nr 1, 1959.
35. R. G. Neale, *Device structure and fabrication techniques for amorphous semiconductor switching devices*, Journal of Non-Crystalline Solids, vol 2, 1970.
36. J. Nowacki, K. Szyszej, *Materiały z tworzyw sztucznych do elementów optoelektronicznych*, Prace ONPMP, nr 2, 1974.
37. F. K. Patterson, S. C. Thayer, L. C. Hoffman, and R. M. Rosenberg, *Thick-film switches perform semiconductor functions*, Electronic Engineering, February 1973.
38. S. Pizzini, G. Buzzanca, C. Mort, *Preparation structure and electronical properties of thick ruthenium dioxide films*, Material Reserch Bulletin, vol 7, 1972.
39. D. W. Roe, *Recent developments in thick film materials*, ISMM — Nordic Conference, Oslo, May 1973.

40. W. B. Rogers, R. D. Shannon, *Ceramic electronical resistors containing PdMO₂, where M is Co, Cr, Rh or Cr/Rh*, Patent USA, nr 3565682, February 1971.
41. K. E. Schubert, *Resistor compositions containing pyrochlore — related oxides and cadmium oxide*, patent USA, nr 3560410, February 1971.
42. Y. T. Shvonen, S. G. Parker, D. R. Boyd, *Printable insulated — gate field — effect transistors*, J. Electrochem. Soc.: Solid State Science, vol 114, nr 1, 1967.
43. J. S. Sidney, *Thick film materials for electro-optical applications*, Electronic Components Conference Washington, D.C., May 1972.
44. Taketa Yoshiaki, Haradome Miyoshi, *Thick film resistors with improved voltage stability*, IEEE Transactions on Parts, Hybrids and Packaging, vol PHP-10, no 1, 1974.
45. G. A. Willkin, R. J. Mytton, G. H. Olsen, *Thick film transistors*, Joint I.E.R.E. — IEE Conference on Thick Film Technology, London, April 1968.

W. KALITA, A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI

NEW POSSIBILITIES OF THICK FILM TECHNOLOGY IN RUTENATE RESISTORS, SWITCHES, TRANSISTORS AND OPTOELECTRONIC DEVICES

Summary

An analysis and estimation of the results of studies in the field of new materials which widen the application of thick film technology through broadening the variety and improving the properties of hybrid microcircuit elements has been carried out. The application of the new materials to various elements of electronic circuits has also been evaluated. The results of the investigations dealing with the structure and electric properties of resistive films on the basis of ruthen compounds such as RuO₂ and Bi₂Ru₂O₇ with other modifier oxide components have been presented. Fundamental technological problems dealing with switching devices with VO₂ as the active phase and with their parameters and characteristics have been discussed. A possibility of thick film technology applications to optoelectronic circuits and devices has been described. The present-day state of the investigations and future possibilities of the development of thick film active devices has been analysed.

W. KALITA, A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI

NOUVELLES POSSIBILITÉS D'APPLICATION DE LA TECHNIQUE DES COUCHES ÉPAISSES AUX RÉSISTORS À BASE DES COMPOSÉS DE RUTHÉNIUM, AUX COMMUTATEURS, AUX TRANSISTORS ET AUX APPAREILS OPTOÉLECTRONIQUES

Résumé

On a analysé et estimé les résultats des recherches du domaine de nouveaux matériaux qui ont élargi l'application de la technique des couches épaisses, en augmentant la diversité et les propriétés des éléments des micro-circuits hybrides et en même temps on a rendu possible son application aux autres appareils et circuits électroniques. On a présenté les résultats des recherches concernant la structure et les propriétés électriques des couches résistantes à base des composés de ruthénium, tels que RuO₂ et Bi₂Ru₂O₇, en prenant aussi en considération les composants additionnels d'oxydes, remplissant le rôle des modificateurs. On a examiné les fondamentaux problèmes technologiques concernant les éléments commutants avec VO₂ comme phase active ainsi que leurs paramètres et caractéristiques électriques. On a caractérisé les possibilités de l'application de la technique des couches épaisses dans les appareils et circuits optoélectroniques. On a analysé l'actuel état des recherches et les possibilités perspectives de la réalisation des dispositifs actifs à couches épaisses.

W. KALITA, A. KUSY, S. PASZCZYŃSKI

NEUE ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN DER DICKFILMTECHNOLOGIE AUF DEM GEBIET DER RUTHENIUMRESISTOREN, UMSCHALTUNGEN, TRANSISTOREN SOWIE OPTOELEKTRONISCHER ELEMENTE

Zusammenfassung

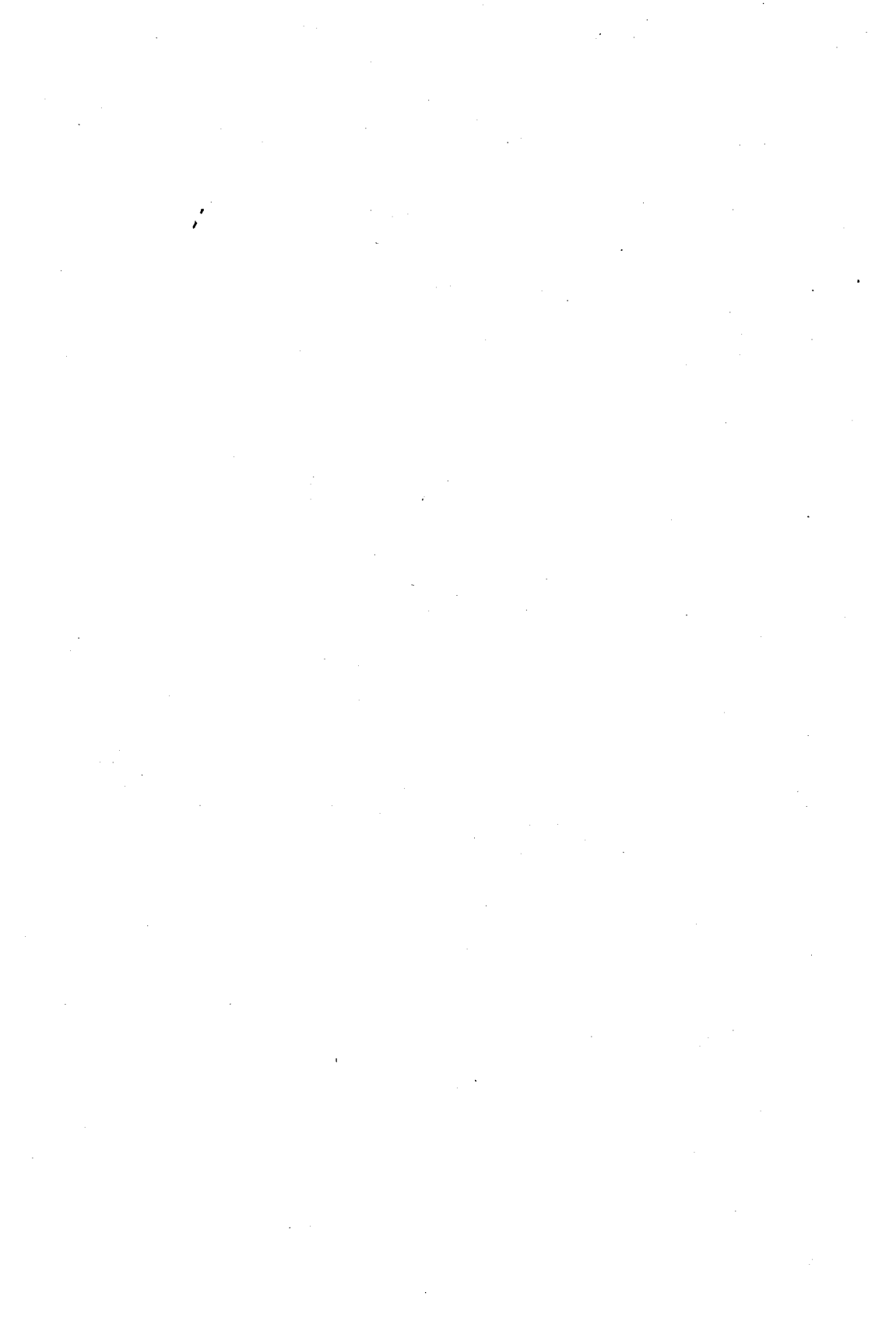
Man hat eine Analyse und Bewertung der Forschungsergebnisse auf dem Gebiet neuer den Anwendungsbereich der Dickfilmtechnik ausbreitender Stoffe ausgeführt. Dieses erfolgt sowohl durch die Ausbreitung der Verschiedenartigkeit und die Elementeigenschaften der Hybridschaltungen, als auch durch die Anwendung dieser Technik bei der Erzeugung anderer Geräte und elektronischer Schaltkreise. Man hat die Forschungsergebnisse über die Struktur und die elektrischen Eigenschaften der resistiven Schichte auf der Basis von Ruthenium-Verbindungen dargestellt, wie: RuO_2 und $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ unter Berücksichtigung zusätzlicher Oxid-Bestandteile, die die Rolle eines Modifizierungsmittels erfüllen. Es wurden technologische Grudfragen besprochen, die die Umschaltungselemente betreffen, in denen die aktive Phase von VO_2 dargestellt wird und auch ihre Parameter und elektrische Charakteristiken. Die Anwendungsmöglichkeiten der Dickfilmtechnik bei Geräten und optoelektronischen Systemen wurden charakterisiert. Der aktuelle Forschungsstand und die perspektivischen Realisationsmöglichkeiten aktiver Dickfilmelemente wurden analysiert.

В. Калита, А. Кусы, С. Пашчиньский

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ТОЛСТОПЛЕНОЧНОЙ ТЕХНОЛОГИИ В ОБЛАСТИ РЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ РУТЕНИЯ, ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ, ТРАНЗИСТОРОВ И ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ

Резюме

Проведен анализ и оценка результатов исследовательских работ в области новых материалов, расширяющих аппликацию техники толстых пленок, как путем повышения разнообразия и качества компонентов гибридных микросхем, так и путем ее применения к другим электронным приборам. Представлены результаты исследований структуры и электрических свойств резистивных пленок, основанных на соединениях рутения, как RuO_2 и $\text{Bi}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ с учетом добавочных окисных компонентов, исполняющих роль модификаторов. Обсуждаются основные технологические проблемы, касающиеся переключательных элементов, в которых VO_2 выступает в виде активной фазы, а также их свойства и электрические характеристики. Характеризуются возможности аппликации толстопленочной техники и оптоэлектронных приборах и системах. Анализируются современный этап исследований, а также перспективные возможности изготовления толстопленочных активных приборов.



Modelowanie charakterystyk statycznych tyrystora dla celów analizy numerycznej

ANDRZEJ NAPIERAŁSKI (ŁÓDŹ)

Instytut Elektroniki Politechniki Łódzkiej

BORYS WŁADYMIROWICZ KAŁMYKOW (CHARKÓW)

Politechnika w Charkowie

Otrzymano 18.7.1975

W artykule przedstawiono metody modelowania pracy statycznej tyrystora.

Zaproponowane zostały schematy zastępcze niezbędne przy prowadzeniu analizy i projektowaniu układów tyrystorowych z zastosowaniem maszyn cyfrowych. Szczególną uwagę zwrócono na modelowanie pracy tyrystorów małej mocy oraz tyrystorów wyłączalnych prądem bramki.

Korzystając z tranzystorowego modelu tyrystora małej mocy otrzymano wyrażenia matematyczne uzależniające prądy płynące w tyrystorze. Omówiono szczegółowo charakterystyki wejściowe i wyjściowe przyrządu i na podstawie tych rozważań przedstawiono schematy zastępcze tyrystora, diody przełączającej i tyrystora wyłączanego prądem bramki dla statycznego stanu pracy oraz ujęto je w formie tabelarycznej. Podano również quasiliniowy model tyrystora dla modelowania pracy statycznej z pięcioma przełącznikami modyfikującymi go do żądanej postaci. Uzupełniono podany w literaturze model tyrystora w postaci łącznika idealnego lub zmiennej rezystancji o podanie modelu dla diody przełączającej i tyrystora wyłączanego prądem bramki. Zaproponowano uniwersalny model tyrystora uwzględniający również zjawiska dynamiczne.

Wyniki rozważań teoretycznych zostały sprawdzone doświadczalnie dla tyrystorów małej mocy KY101, KY102 i KY201, a uzyskane wyniki potwierdziły w pełni słuszność proponowanych modeli.

1. WSTĘP

Istnieją dwie zasadnicze klasy modeli przyrządów półprzewodnikowych. Do pierwszej klasy należą modele, które odwzorowują właściwości rzeczywistych przyrządów poprzez odwzorowanie zjawisk fizycznych w nich występujących. Parametry i charakterystyki mierzone na zaciskach przyrządów są w tych modelach odwzorowane przez uzależnienie od parametrów technologicznych i wymiarów geometrycznych struktury. Pozwala to na przeprowadzenie analizy właściwości modelowanych przyrządów, której wyniki umożliwiają opracowanie technologiczne i konstrukcyjne optymalne pod względem uzyskania

parametrów statycznych, dynamicznych itp. Modele te są zatem wykorzystywane przez konstruktorów przyrządów półprzewodnikowych i obwodów scalonych.

Do drugiej klasy należą modele odzwierciedlające parametry i charakterystyki mierzone na zaciskach rzeczywistych przyrządów za pomocą prostych schematów zastępczych z możliwie najmniejszą ilością elementów, bez wyraźnej korelacji tych elementów ze zjawiskami fizycznymi i topologią struktury wewnętrznej modelowanego przyrządu. Tego rodzaju modele znajdują szerokie zastosowanie w metodach analizy i projektowania układów półprzewodnikowych z zastosowaniem maszyn cyfrowych.

Przedmiotem niniejszego artykułu jest model tyrystora należący do drugiej z wymienionych tu klas, a więc model, który by pozwolił na analizę układów elektronicznych zawierających obok innych przyrządów półprzewodnikowych również tyrystory.

W niniejszym artykule zaproponowano schematy zastępcze tyrystorów małej mocy konieczne przy prowadzeniu analizy i projektowaniu układów tyrystorowych z zastosowaniem maszyn cyfrowych. Autorzy zajmują się głównie statyką przyrządu, gdyż do tej pory [4, 13, 14] nie opracowano jeszcze pełnego modelu tyrystora dla użycia w maszynowej analizie obwodów.

W części 2 przedstawiono tranzystorowy model tyrystora w postaci prostych schematów blokowych, mogący znaleźć zastosowanie w teorii regulacji automatycznej.

Część 3 i 4 omawia charakterystyki wejściowe i wyjściowe przyrządu w celu określenia schematów zastępczych tyrystora w statycznych stanach pracy i wyprowadzeniu modelu quasiliniowego zaproponowanego w części 5. Model ten wyczerpuje wszystkie możliwe przypadki pracy statycznej, zarówno tyrystora jak też tyrystora wyłączalnego prądem bramki i diody przełączającej.

W części 6 przedstawiono modele tyrystora w postaci łącznika idealnego lub sterowanej rezystancji dla zastosowania w układach energoelektronicznych, w których nie ma sensu uwzględnianie spadków napięć na zaworach.

W części 7 zaproponowano model uwzględniający również dynamikę i oddający w pełni specyfikę pracy tyrystora. W Instytucie Elektroniki Politechniki Łódzkiej są prowadzone prace nad tym zagadnieniem i ich wyniki będą tematem następnych publikacji.

2. TRANZYSTOROWY MODEL TYRYSTORA MAŁEJ MOCY

Analizę procesów fizycznych zachodzących w strukturze tyrystora można przeprowadzić za pomocą dwutranzystorowego układu zastępczego. Przy badaniach właściwości przyrządów małej mocy mających małą powierzchnię złącz $p-n$ i ograniczeniu napięcia wstecznego do wartości mniejszej od napięcia przebiecia lawinowego, model struktury diody przełączającej można przedstawić jako nieliniowy czwórnik z równoległym dodatnim prądowym sprzężeniem zwrotnym (rys. 1a). Tranzystor T_1 , przez który realizowane jest dodatnie sprzężenie zwrotne, włączony jest w układzie wspólnej bazy, stąd współczynnik wzmocnienia obwodu sprzężenia zwrotnego $k_s = \alpha_1$.

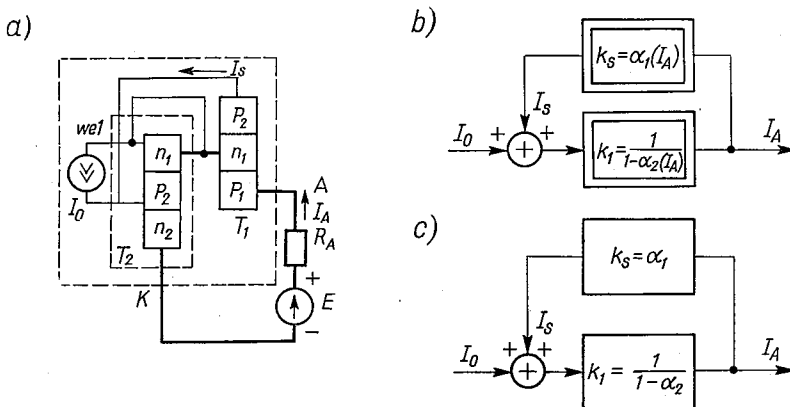
Tranzystor T_2 włączony jest w układzie wspólnego kolektora, więc współczynnik wzmocnienia czwornika względem wejścia I wynosi

$$k_1 = \frac{1}{1 - \alpha_2}.$$

Traktując czwórniki jako liniowe w otoczeniu danego punktu pracy, nieliniowy schemat struktury z rys. 1b upraszcza się do postaci pokazanej na rys. 1c. Na podstawie tego schematu można znaleźć wzajemną zależność pomiędzy prądami I_A oraz I_o

$$I_A = I_o \frac{k_1}{1 - k_s \cdot k_1} = \frac{I_o}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (1)$$

gdzie α_1 i α_2 — współczynniki wzmocnienia prądowego tranzystorów składowych T_1 i T_2 odpowiednio.



Rys. 1. Tranzystorowy model diody przełączającej

a) Model tranzystorowy b) Nieliniowy schemat blokowy, c) Liniowy schemat blokowy

Wartości współczynników wzmocnienia prądowego α_1 i α_2 składowych tranzystorów zależą przede wszystkim od płynącego przez nie prądu a także od doprowadzonego napięcia. Zależności te można zdjąć doświadczalnie metodą podaną przez W. Fulopa [3], lub aproksymować $\alpha = f(I_A)$ wzorem podanym przez L. J. Giacoletto [5]. Źródło prądu I_o charakteryzuje prąd upływu przez środkowe złącze tyrystora. Jest to suma prądów: cieplnego, pojemnościowego $\left(C \cdot \frac{du}{dt}\right)$, jonizacyjnego itp.

Przy analizie liniowej układu nie można wykazać mechanizmu załączania i wyłączania, gdyż kryterium przełączania systemu obwiedzionego dodatnim sprzężeniem zwrotnym jest dążenie ogólnego współczynnika wzmocnienia do nieskończoności, czyli $k_s k_1 \rightarrow 1$ lub $\alpha_1 + \alpha_2 \rightarrow 1$. Przy użyciu maszyny cyfrowej można wykonać analizę układu „punkt po punkcie” zmieniając na każdym kroku obliczeń wartości nieliniowych parametrów w funkcji zmieniającego się prądu anodowego i w ten sposób wykazać mechanizm załączania lub wyłączania.

Postępując analogicznie można zbudować model dla tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki. Na rys. 2a przedstawiono tranzystorowy model tych przyrządów, w którym dokonano rozdzielenia wejść dla każdego sygnału. Na wejście tranzystora T_2' włączonego w układzie wspólnego kolektora podawany jest sygnał I_o , a na wejście tranzystora T_2'' włączonego w układzie wspólnej bazy sygnał I_B . Rys. 2b przedstawia strukturalny

schemat tranzystorowego modelu tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki. Prąd I_A jest sumą prądów I'_A i I''_A

$$I_A = I'_A + I''_A, \quad (2)$$

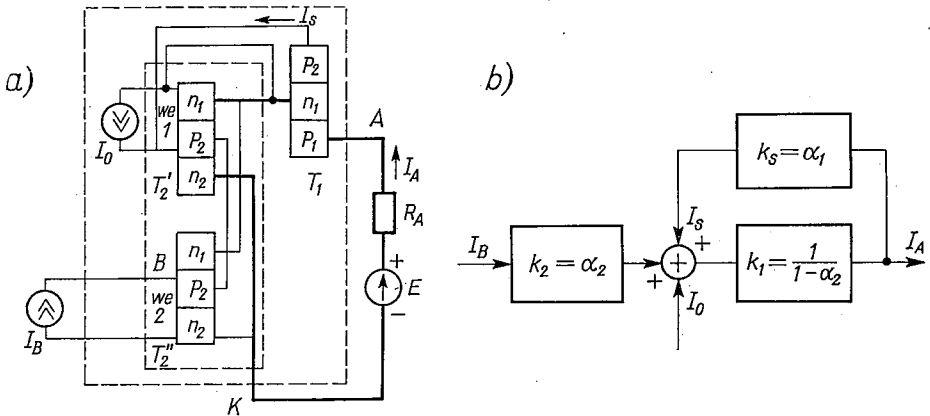
gdzie:

I'_A — prąd anodowy tyrystora spowodowany sygnałem,

I_o gdy $I_B = 0$ określony wzorem (1),

I''_A — prąd anodowy tyrystora spowodowany sygnałem wejściowym I_B przy $I_o = 0$

$$I''_A = I_B \cdot \frac{k_1 k_2}{1 - k_s k_1} = I_B \cdot \frac{\alpha_2}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (3)$$



Rys. 2. Tranzystorowy model tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki

a) Model tranzystorowy, b) Liniowy schemat blokowy

Stąd wyrażenie na prąd anodowy tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki ma postać:

$$I_A = I'_A + I''_A = \frac{I_o + I_B \cdot \alpha_2}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (4)$$

Normalnego tyrystora, o ile $I_A > I_{wyi}$ (I_H), nie można wyłączyć przez podanie ujemnego impulsu bramki. W przypadku tyrystorów wyłączalnych prądem bramki tyrystor można wyłączyć, jeżeli przez elektrodę sterującą przepuścić prąd o wielkości wystarczającej do obniżenia ogólnego współczynnika wzmocnienia $(\alpha_1 + \alpha_2)$ tranzystorów składowych do poziomu mniejszego od jedności. Wzór (4) będzie więc miał postać:

$$I_A = \frac{I_o - I_B \cdot \alpha_2}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (5)$$

Definiując wzmocnienie przy wyłączaniu G_{wyi} jako stosunek wyłączanego prądu obciążenia do wyłączającego prądu bramkowego mamy:

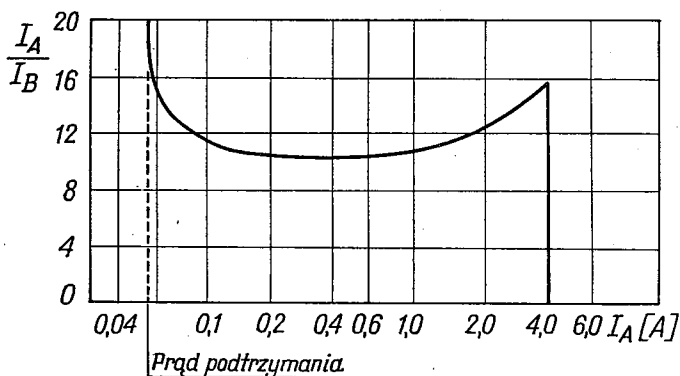
$$G_{wyi} = \frac{I_A}{I_B} = \frac{I_o - I_B \cdot \alpha_2}{I_B \cdot (1 - \alpha_1 - \alpha_2)}. \quad (6)$$

Z wyrażenia (6) wynika, że współczynnik G_{wyi} jest złożoną funkcją zależną nie tylko od współczynników α_1 i α_2 , ale także od sygnału źródła prądowego I_o . Zdjętą doświadczalnie

zależność współczynnika wzmocnienia przy wyłączaniu od prądu obciążenia dwuamperowego tyrystora [4] pokazano na rys. 3. Jeżeli tranzystor T_1 i T_2 znajduje się w stanie nasycenia, to na prąd I_o ma wpływ głównie temperatura struktury tyrystora. Pomijając źródło I_o (przy małych temperaturach struktury) można w przybliżeniu określić współczynnik wzmocnienia przy wyłączaniu jako:

$$G_{wył} \cong \frac{I_A''}{I_B} = \frac{\alpha_2}{(\alpha_1 + \alpha_2) - 1} \quad (7)$$

Zależność ta jest zgodna z podawaną w literaturze [4].



Rys. 3. Wykres zależności współczynnika wzmocnienia przy wyłączaniu od prądu obciążenia dwuamperowego tyrystora

Zaproponowane w tym punkcie modele tyrystora, diody przełączającej i tyrystora wyłączalnego prądem bramki w postaci schematów blokowych (rys. 1 i 2) ze względu na swoją prostotę mogą znaleźć zastosowanie w analizie obwodów zawierających wiele tyrystorów, jak również w teorii regulacji.

3. CHARAKTERYSTYKI WEJŚCIOWE TYRYSTORA

Charakterystyka wejściowa [4, 19] wyraża zależność pomiędzy prądem bramki I_B i napięciem w obwodzie bramki U_B . Na rys. 4 przedstawiono schemat (4a) oraz schemat zastępczy (4b) obwodu bramkowego, a także charakterystyki wejściowe (4c, d) tyrystora.

Przy braku prądu w obwodzie anodowym tyrystora ($I_A = 0$) charakterystyka wejściowa może być opisana równaniem szeregowego obwodu składającego się z oporności r_b oraz złącza $p-n$. Zgodnie ze schematem zastępczym (4b) związek pomiędzy prądem bramki I_B i napięciem na elektrodzie bramki można wyrazić wzorem:

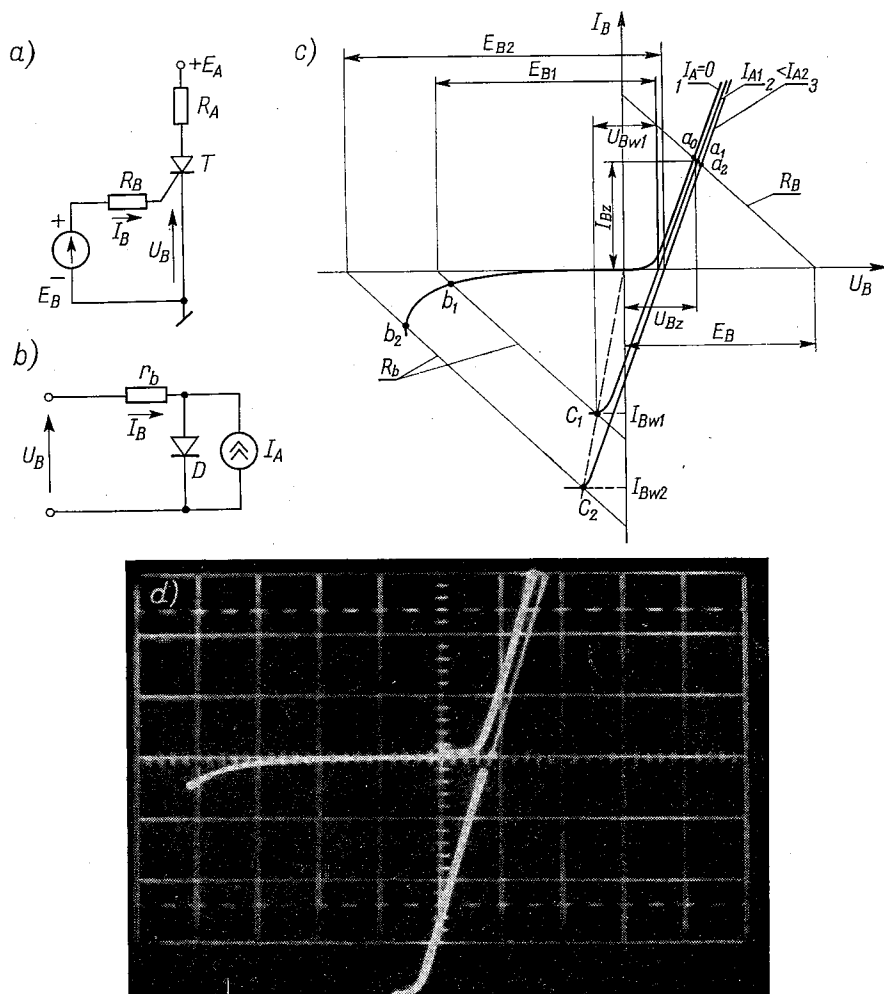
$$I_B = I_s \cdot \left[\exp \left(\frac{U_B - I_B \cdot r_b}{U_T} \right) - 1 \right] - I_A, \quad (8)$$

gdzie: I_s — prąd nasycenia złącza J_3 (rys. 10a),

r_b — szeregową rezystancja p — bazy,

$U_T = \frac{k \cdot T}{q}$ — potencjał termiczny.

Pierwszy człon wzoru (8) jest równaniem złącza J_3 , prąd I_A natomiast wymuszony jest przez obwód anodowy tyrystora. Na rys. 4c pokazano rodzinę charakterystyk wejściowych tyrystora. Krzywa 1 przedstawia charakterystykę wejściową przy braku prądu anodowego (tyrystor wyłączony). Jest ona taka sama jak charakterystyka rzeczywistej diody. Krzywe 2 i 3 są charakterystykami bramkowymi dla dodatnich wartości prądu anodowego (tyrystor załączony) I_{A1} i I_{A2} , gdzie $I_{A1} < I_{A2}$. Po załączeniu tyrystora punkt pracy a_0 określony przecięciem prostej obciążenia z charakterystyką bramkową przesuwa się w nowe położenie (a_1, a_2) zależne od wartości prądu anodowego (I_{A1}, I_{A2}). Wartość napięcia U_{Bz} i prądu I_{Bz} jest punktem wyzwolenia tyrystora.



Rys. 4. Charakterystyki wejściowe tyrystora

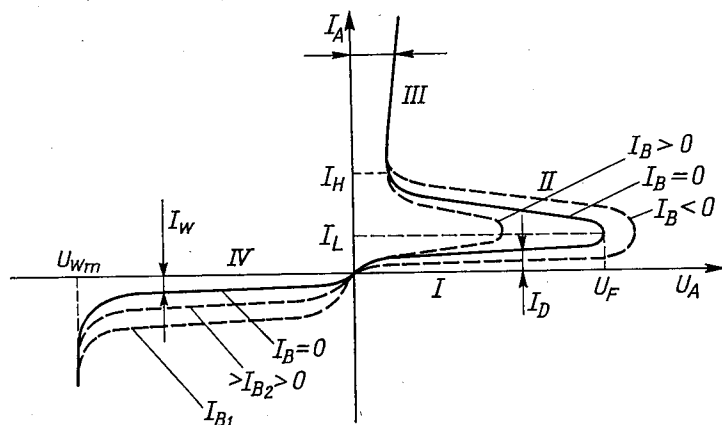
- a) Schemat obwodu wejściowego, b) Schemat zastępczy obwodu wejściowego, c) Charakterystyki wejściowe tyrystora KY101, d) Oscylogram charakterystyki wejściowej tyrystora KY101 (skala pozioma 1 V/cm, skala pionowa 3 mA/cm)

Normalny tyrystor po załączeniu nie może być wyłączony prądem bramki. Przy wyłączaniu tyrystora wyłączalnego prądem bramki po podaniu ujemnego sygnału na elektrodę sterującą (E_{B1}, E_{B2}) kompensuje się dodatnie napięcie na złączu J_3 i prosta pracy przechodzi

do IV ćwiartki. Jeżeli ujemny prąd w obwodzie bramki osiągnie wartość prądu wyłączenia (I_{Bw1} , I_{Bw2}), to punkt pracy przejdzie po prostej obciążenia z punktu (c_1 , c_2) do punktu (b_1 , b_2), tyrystor wyłączy ($I_A = 0$) i punkt pracy znajdzie się na ujemnej części charakterystyki I. Oporność wejściowa przyrządu przy wyłączaniu nie zmienia się, co widać z położenia punktów przełączania (c_1 , c_2), które są położone praktycznie na jednej prostej. Wielkość prądu wyłączenia I_{Bw} jest funkcją prądu anodowego tyrystora (rys. 3) i jest większa od wartości prądu załączania I_{Bz} .

4. CHARAKTERYSTYKI WYJŚCIOWE TYRYSTORA

Charakterystyki napięciowo-prądowe obwodu anodowego przyrządu $p-n-p-n$ pokazane są na rys. 5 i zostaną omówione w zakresie potrzebnym dla wyprowadzenia quasiliniowego modelu tyrystora przedstawionego w punkcie 5. Jeżeli do przyrządu nie doprowadzimy sygnału bramki ($I_B = 0$), to otrzymamy charakterystykę anodową diody przełączającej



Rys. 5. Charakterystyki napięciowo-prądowe tyrystora

(na rys. 5 zaznaczona linią ciągłą) odpowiadającą również tyrystorowi normalnemu i wyłączalnemu prądem bramki.

Na charakterystyce można wyróżnić cztery stany, z których trzy znajdują się w obszarze przepustowym:

- I — stabilny stan blokowania,
- II — niestabilny stan przełączania,
- III — stabilny stan przewodzenia,
- IV — stabilny stan zaworowy (w obszarze wstecznym).

Każdy z tych stanów pracy można opisać równaniem wiążącym fizyczne parametry tyrystora [1, 12]. Stan pracy I i II opisany jest równaniem (9)

$$U_A = U_{Bp} \cdot \sqrt[n]{1 - \frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \cdot I_A \pm \alpha_2 \cdot I_B + I_o}{I_A}}, \quad (9)$$

gdzie:

U_{Bp} — napięcie przebicia złącza sterowanego,

n — stała równa 3÷6 dla germanu lub 2÷4 dla krzemu.

Dla stanu III słuszne jest równanie (10)

$$U_A = U_T \cdot \ln \frac{I_A}{I_{E0} \cdot (\alpha_1 + \alpha_2 - 1)} + I_A \cdot r, \quad (10)$$

gdzie:

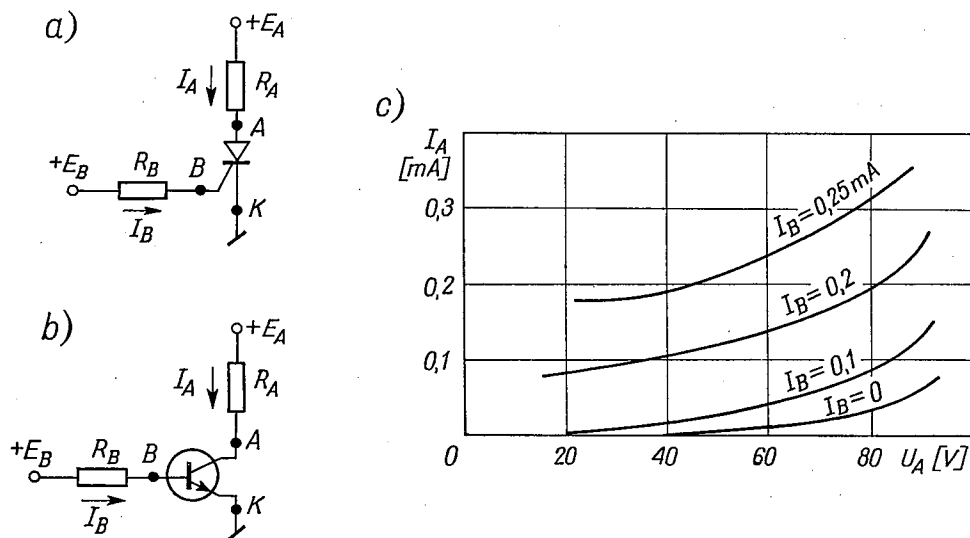
r — sumaryczna oporność materiału półprzewodnikowego,

I_{E0} — cieplny prąd złącz emiterowych J_1 i J_3 .

Wielkość prądu anodowego zależy od prądu doprowadzonego do bramki tylko w obszarze I i IV. W związku z tym w punktach 4.1, 4.2 i 4.3 rozpatrzono nieco dokładniej te obszary pracy.

4.1. Własności tyrystora w stanie blokowania przy zmianach prądu bramki

Analiza charakterystyki anodowej (rys. 5) prowadzi do wniosku, że zablokowany tyrystor ($I_B < I_{Bz}$) pracuje jak tranzystor krzemowy typu $n-p-n$ w układzie wspólnego emitera.

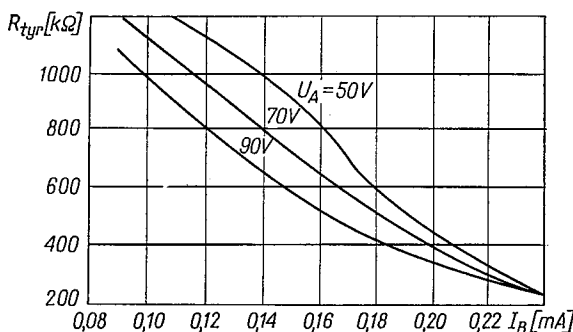


Rys. 6. Praca zatkanego tyrystora jako tranzystora $n-p-n$ w układzie wspólnego emitera

a) Schemat włączenia tyrystora, b) Analogia tranzystorowa tego sposobu pracy, c) Charakterystyki kolektorowe otrzymane eksperymentalnie dla tyrystorów KY101

Na rys. 6 pokazano schemat włączenia tyrystora (6a), analogię tranzystorową (6b) oraz zdjęte eksperymentalnie charakterystyki $I_A = f(U_B)$ przy $I_B = \text{const}$ dla tyrystorów KY101. Praktyczne wykorzystanie zablokowanego tyrystora w zastępstwie wysokonapięciowego tranzystora nie jest oczywiście celowe ze względu na jego niski współczynnik wzmocnienia prądowego (np. dla tyrystora KY101 $\beta \approx 2$). Ten sposób pracy może jednak znaleźć zastosowanie w układach pomiarowych i regulacyjnych, gdzie tyrystor

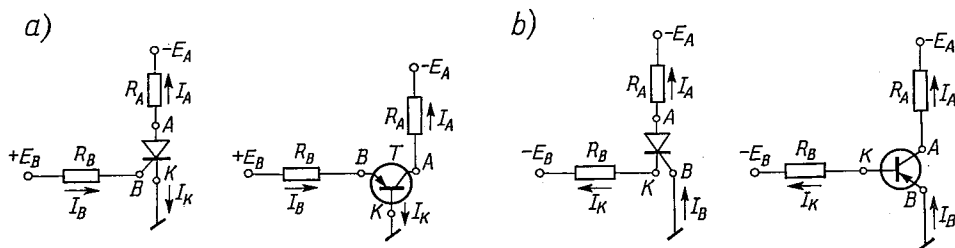
wykorzystany jest jako nieliniowa sterowana prądem rezystancja [21]. Zdjętą doświadczalnie zależność $R_{tyr} = f(I_B)$ przy $U_B = \text{const}$ dla tyrystorów KY101 pokazano na rys. 7.



Rys. 7. Zależność rezystancji dynamicznej tyrystora od prądu bramki otrzymana eksperymentalnie dla tyrystora KY101

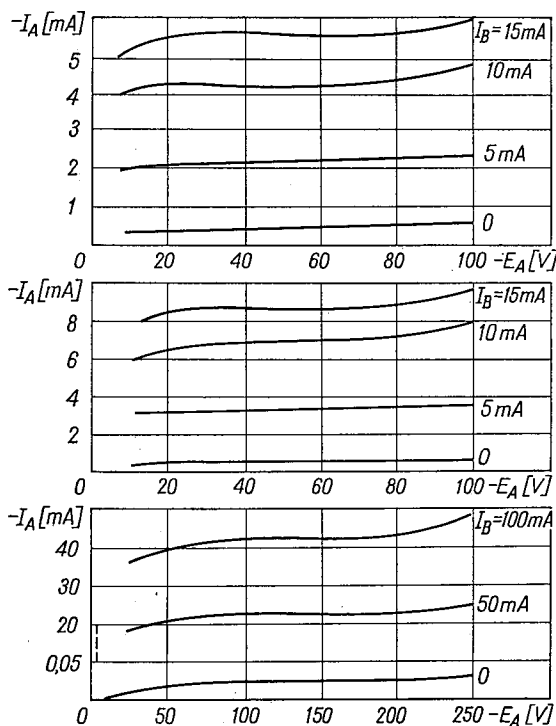
4.2. Praca tyrystora w charakterze tranzystora z oddaloną bazą

Dodatnie wystereowanie bramki tyrystora w okresie wstecznego spolaryzowania jego anody (obszar IV) powoduje przepustowe polaryzowanie złącza J_3 , w związku z czym całe napięcie wsteczne odkłada się na złączu J_1 i zaczyna ono spełniać funkcję złącza kolektorowego. Złącze J_3 spełnia natomiast rolę emitera i wstrzykuje elektrony do obszaru p_2 , które po przedyfundowaniu przez niego są zbierane przez złącze J_2 . Po zebraniu przez to złącze działają one jak wystereowanie bazy składowego tranzystora $p_2-n_1-p_1$ powodując wstrzykiwanie dziur z warstwy p_2 do n_1 , podobnie jak to zachodzi w tranzystorze z oddaloną bazą [4, 6, 8].



Rys. 8. Praca tyrystora w połączeniu tranzystorowym
a) w układzie ze wspólną bazą, b) w układzie ze wspólnym emiterem

Rys. 8 przedstawia tyrystor pracujący w charakterze tranzystora $p-n-p$ z oddaloną bazą, w którym bazą jest dolny obszar n (katoda). Na rys. 8a pokazano układ ze wspólną bazą, a na rys. 8b ze wspólnym emiterem. Rys. 9 przedstawia otrzymane eksperymentalnie charakterystyki tyrystorów KY101 i KY201 dla tego sposobu pracy tyrystora.



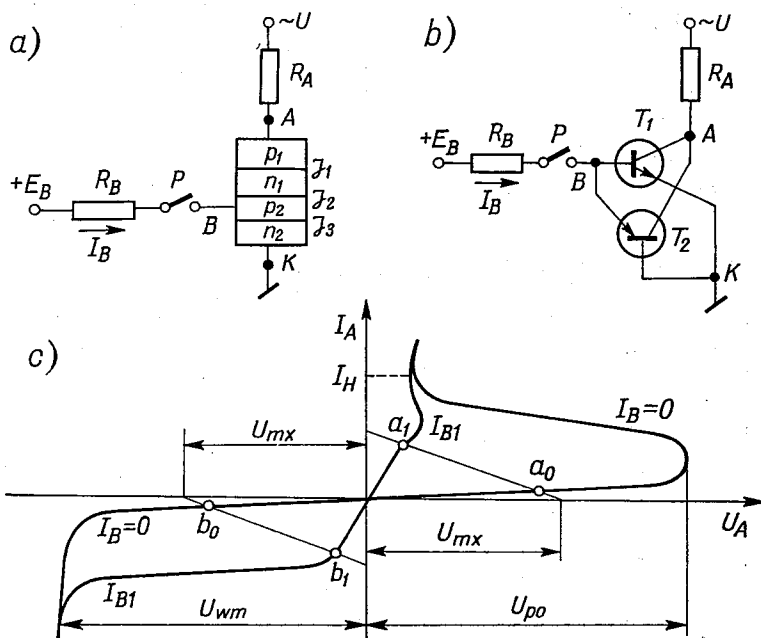
Rys. 9. Charakterystyki tyrystorów KY101 i KY201 pracujących w połączeniu tranzystorowym a) w układzie OB dla tyrystora KY101, b) w układzie OE dla tyrystora KY101, c) w układzie OE dla tyrystora KY201.

4.3. Praca tyrystora jako klucza małej mocy prądu przemiennego

Efekty tranzystorowy, który jak pokazano ma miejsce zarówno przy dodatniej jak i przy ujemnej polaryzacji anody, pozwala wykorzystać przyrząd $p-n-p-n$ jako klucz w obwodach prądu przemiennego z obciążeniem o dużej rezystancji [7].

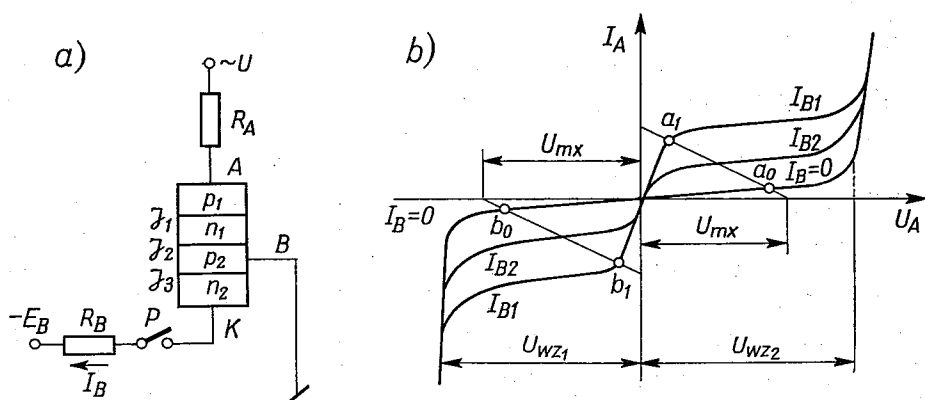
Na rys. 10 przedstawiono schemat włączenia tyrystora ze wspólną katodą (10a), analogię tranzystorową tego sposobu pracy (10b) i rodzinę charakterystyk wyjściowych (10c). Jeżeli $I_B = 0$ (otwarty wyłącznik), to tyrystor jest zatkany i jego punkt pracy znajduje się w położeniu a_0 w przypadku doprowadzenia dodatniego napięcia do anody, lub w punkcie b_0 przy doprowadzeniu napięcia ujemnego. Po doprowadzeniu prądu bramkowego (zamknięty wyłącznik) złącza J_2 i J_3 polaryzują się w kierunku przepustowym na skutek wstrzykiwanych do p bazy nośników większościowych, które dyfundują do złącza J_2 i J_3 . W wyniku tego oporność tyrystora zmniejsza się i jego punkt pracy znajdzie się w położeniu a_1 lub b_1 zależnie od polaryzacji napięcia zasilania.

Schemat włączenia tyrystora ze wspólną bramką oraz rodzinę charakterystyk wyjściowych pokazano na rys. 11 (a, b). Ten sposób pracy tyrystora wykorzystuje się w układach pamięci wewnętrznej. Po zdjęciu sygnału bramkowego klucz przechodzi w stan nieprzewodzenia, jeżeli nie przy dodatniej to przy ujemnej polaryzacji anodowej.



Rys. 10. Tyrystora jako klucze małej mocy prądu przemiennego

a) Schemat połączenia tyrystora z wspólną katodą, b) Analogia tranzystorowa tego sposobu pracy, c) Rodzina charakterystyk wyjściowych



Rys. 11. Tyrystora jako klucze małej mocy prądu przemiennego

a) Schemat połączenia tyrystora z wspólną bramką, b) Rodzina charakterystyk wyjściowych

5. QUASILINIOWY MODEL TYRYSTORA

Użycie maszyn cyfrowych do automatycznego projektowania układów elektronicznych wymaga dużego stopnia sformalizowania, który zapewnia zastosowanie metody schematów zastępczych. Dla dowolnego sposobu pracy przyrządu można znaleźć odpowiedni schemat zastępczy, a ich pełny zbiór staje się modelem przyrządu elektronicznego.

Ze względu na dużą nieliniowość charakterystyk wejściowych (rys. 4) i wyjściowych (rys. 5) schematy zastępcze znalezione zostaną dla poszczególnych odcinków charakterystyk, a następnie w oparciu o nie zbudowany zostanie quasiliniowy model tyrystora obejmujący również diodę przełączającą i tyrystor wyłączalny prądem bramki.

W tablicy 1 i na rys. 12 przedstawiono równoważne schematy zastępcze obejmujące wszystkie możliwe statyczne stany pracy tych przyrządów.

Tablica 1

Sposoby pracy statycznej tyrystora i odpowiadające im schematy zastępcze

Lp.	I_A	I_B	U_A	Stan pracy	Numer rysunku odpowiadającego schematu zastępczego
1	0	0	—	tyrystor wyłącz.	12a
2	0	—	—	„	12b
3	0	+	—	„	12c
4	0	0	+	„	12d
5	0	—	+	„	12e
6	0	+	+	„	12f
7	1	0	+	tyrystor załącz.	12g
8	1	—	+	„	12h
8'	1	—	+	„	12i
9	1	+	+	„	12j

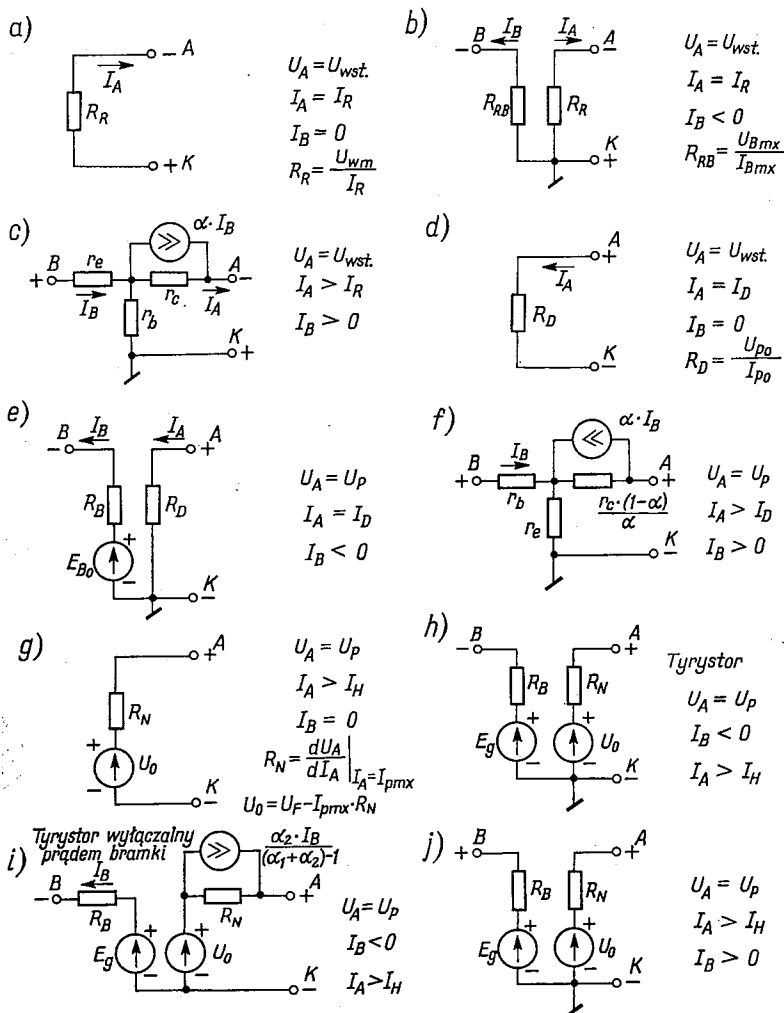
Rys. 12a przedstawia schemat zastępczy diody przełączającej tyrystora lub tyrystora wyłączalnego prądem bramki, jeżeli do przyrządu przyłożono napięcie wsteczne bez doprowadzenia sygnału do elektrody sterującej. Jeżeli do bramki (nie dotyczy diody przełączającej) przyłożyć napięcie ujemne, schemat zastępczy modyfikuje się do postaci z rys. 12b.

Na rys. 12c tyrystor (tyrystor wyłączalny prądem bramki) pracuje jako tranzystor z oddaloną bazą (p. 4.2), a więc jego schemat zastępczy jest taki sam jak schemat zastępczy Typu „T” tranzystora pracującego w układzie wspólnej bazy (rys. 8a). Bramka jest emitrem, anoda kolektorem a katoda bazą zastępczego tranzystora, którego statyczny współczynnik wzmocnienia znaleziony doświadczalnie dla tyrystorów KY101, KY102 i KY201 $\alpha \approx 0,6$ (przy $I_A = 8,3$ mA). Wartości rezystancji r_e , r_b i r_c są podobne jak dla niskonapięciowych tranzystorów krzemowych małej mocy. Rys. 12d przedstawia schemat zastępczy zablokowanej diody przełączającej lub tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki bez doprowadzenia sygnału do elektrody sterującej. W stanie pracy tyrystora (tyrystora wyłączalnego prądem bramki) przedstawionym na rys. 12e zwiększa się jego zdolność do blokowania napięcia w kierunku przewodzenia, a także rośnie jego odporność na efekt

$\frac{du}{dt}$. Rezystancja R_B jest w ogólnym przypadku wielkością nieliniową zależną od prądu płynącego przez złącze J_3 . Jeżeli prąd ten równy jest prądowi I_{Bz} (rys. 4), to można przyjąć, że R_B jest stałe i niezależne od prądu sterującego. Napięcie E_{B0} jest napięciem powstającym przy przepływie prądu blokowania i dla typowego tyrystora o powierzchni roboczej płytki półprzewodnikowej rzędu $0,13$ cm² i przy napięciach U_A rzędu kilkuset woltów $E_{B0} \approx 0,05$ V [4, 19].

Schemat zastępczy tyrystora (tyrystora wyłączalnego prądem bramki) z rys. 12f jest analogiczny do schematu zastępczego typu „T” tranzystora *n-p-n* (p. 4.1) pracującego w układzie wspólnego emitera. Bramka jest bazą, anoda kolektorem, a katoda emiterem.

Rys. 12g przedstawia schemat zastępczy diody przełączającej, tyrystora i tyrystora wyłączalnego prądem bramki, jeżeli przyrząd jest załączony i zdjęto sygnał wysterowania bramkowego.

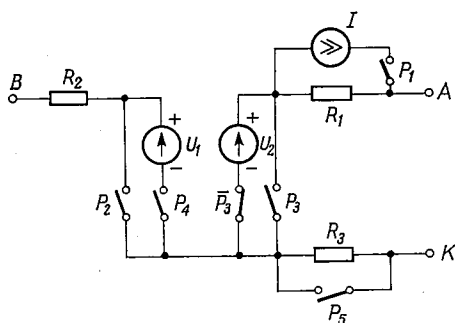


Rys. 12. Schematy zastępcze tyrystora dla statycznych stanów pracy

Rys. 12h dotyczy przypadku, gdy tyrystor jest załączony przy dodatnim napięciu anodowym i ujemnym sygnale bramki. Zwykły tyrystor, o ile $I_A > I_H$, nie może zostać wyłączony prądem bramki, natomiast podanie ujemnego sygnału bramkowego przy anodowym wyłączaniu tyrystora ma wpływ na zmniejszenie czasu wyłączania. Jest to istotne przy pracy tyrystora w zakresie wysokich częstotliwości. E_g jest SEM zależną od wielkości prądu anodowego i dla tyrystorów małej mocy wynosi $0,5 \div 1$ V. Dla tyrystora wyłączalnego

prądem bramki schemat zastępczy dla tego przypadku pokazano na rys. 12i. Jest on słuszny dla wartości prądu anodowego $I_A < I_{wyi\ max}$, gdyż jak widać z rys. 3 powyżej tej wartości prądu anodowego współczynnik wzmocnienia przy wyłączaniu G_{wyi} staje się równy zero i tyrystora nie można już wyłączyć sygnałem bramkowym.

Schemat zastępczy z rys. 12j jest słuszny, jeżeli rezystancja dynamiczna tyrystora (tyrystora wyłączalnego prądem bramki) jest mała i dodatnia (prąd anodowy jest większy od prądu załączenia I_L 2÷2,5 raza). W przypadku, gdy doprowadzony prąd bramki jest większy lub równy prądowi I_{Bz} (rys. 4), to wtedy podany schemat zastępczy jest słuszny dla dowolnych wartości prądu anodowego (również $I_A < I_H$).



Rys. 13. Quasiliniowy model tyrystora

Wszystkie podane schematy zastępcze mogą być otrzymane ze schematu przedstawionego na rys. 13. Na podstawie tablicy 2 dla danego stanu pracy przyrządu należy nadać wartości elementom R_1 , R_2 , R_3 , U_1 , U_2 , I oraz wartość 0 lub 1 przełącznikom $p_1 \div p_5$, które modyfikują ten schemat do odpowiedniej postaci. Liczby $p_1 \div p_5$ są liczbami Boolowskimi. Wartość 1 oznacza, że przełącznik jest zamknięty, a 0, że jest otwarty. Schemat z rys. 13 jest quasiliniowym modelem tyrystora, jak też tyrystora wyłączalnego i diody przełączającej wyczerpującym wszystkie możliwe przypadki pracy statycznej tych przyrządów. Różnica pomiędzy tyrystorem i tyrystorem wyłączalnym prądem bramki występuje tylko dla przypadku 8 (tablica 1, 2). Ponieważ zwykłego tyrystora po załączeniu nie można wyłączyć prądem bramki, słuszny dla niego jest schemat 12h (8) natomiast dla tyrystora wyłączalnego prądem bramki 12i (8'). Dioda przełączająca, ponieważ nie posiada elektrody sterującej, jest przypadkiem szczególnym modelu, gdyż może znajdować się tylko w stanie 1, 4 i 7 (tablica 1, 2) (rys. 12a, d, g).

6. MODEL TYRYSTORA W POSTACI ŁĄCZNIKA IDEALNEGO

W wielu układach tyrystorowych, w których procesy przełączania mogą być pominięte w analizie pracy układu, tyrystor można traktować jako „idealny” łącznik, który może znajdować się w jednym z trzech stanów pracy:

- zaworowym przy polaryzacji w kierunku wstecznym,
- zablokowania przy polaryzacji przepustowej,
- w stanie przewodzenia.

Wartości elementów schematu z rys. 13 w zależności od rodzaju pracy statycznej tyrystora

Tablica 2

Lp.	Rys. 13	p_1	p_2	p_3	p_4	p_5	R_1	R_2	R_3	U_1	U_2	I
1	a	0	0	1	0	1	R_R	—	—	—	—	—
2	b	0	1	1	0	1	R_R	R_{RB}	—	—	—	—
3	c	1	1	1	0	0	r_c	r_e	r_b	—	—	$\alpha \cdot I_B$
4	d	0	0	1	0	1	R_D	—	—	—	—	—
5	e	0	0	1	1	1	R_D	R_B	—	E_{B0}	—	—
6	f	1	1	1	0	0	$r_c(1-\alpha)$	r_b	r_e	—	—	$-\alpha \cdot I_B$
7	g	0	0	1	0	1	α	—	—	—	U_o	—
8	h	0	0	0	1	1	R_N	R_B	—	E_g	U_o	—
8'	i	1	0	0	1	1	R_N	R_B	—	E_g	U_o	$\frac{\alpha_2 \cdot I_B}{(\alpha_1 + \alpha_2) - 1}$
9	j	0	0	0	1	1	R_N	R_B	—	E_g	U_o	—

W przypadku analizy obwodów tyrystorowych przy użyciu maszyn cyfrowych przejście modelu tyrystora w postaci łącznika idealnego bardzo upraszcza analizę, która nawet przy tym założeniu jest w wielu przypadkach wystarczająco dokładna [18, 20].

W poprzednich pracach [2, 9, 18, 20] opracowano model tyrystora w postaci zmiennej Boolowskiej przyjmującej wartość 1 dla stanu włączenia i 0 dla stanu wyłączenia. W niniejszej pracy uzupełniono model o zbudowanie schematu blokowego dla tyrystora wyłączalnego prądem bramki i diody przełączającej. Ponieważ model łącznika idealnego dotyczy statycznego stanu pracy tyrystora, przy jego budowie poczyniono następujące założenia:

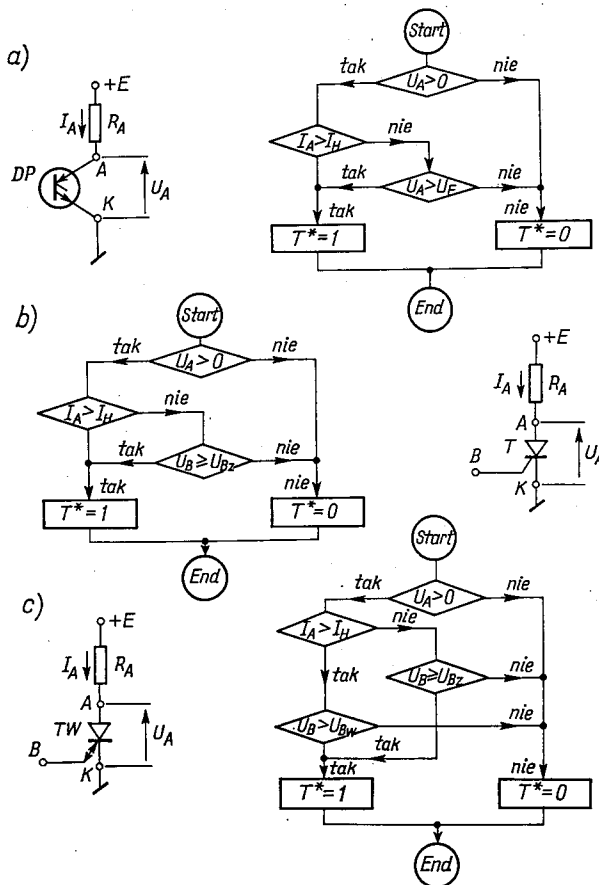
1. nie wzięto pod uwagę możliwości załączenia tyrystora efektem $\frac{du}{dt}$ lub $\frac{di}{dt}$,
2. gdy na tyrystorze panuje ujemne napięcie anodowe jest on wyłączony,
3. Wielkością wystarczającą do załączenia diody przełączającej jest przyłożenie do niej dodatniego napięcia anodowego wyższego od U_{po} ,
4. W celu załączenia tyrystora należy do elektrody bramki przyłożyć impuls napięcia o amplitudzie większej od napięcia przełączania U_{Bz} ,
5. tyrystor pozostaje załączony, kiedy na jego elektrodzie sterującej jest przyłożone napięcie U_{Bz} także wtedy, gdy prąd anodowy tyrystora jest mniejszy od prądu podtrzymania I_H ,
6. normalny tyrystor pozostaje w stanie załączenia, jeżeli jego prąd anodowy jest większy od prądu podtrzymania I_H przy dowolnych wartościach napięcia w obwodzie bramki co do wartości i kierunku,
7. tyrystor wyłączalny prądem bramki pozostaje w stanie włączenia, jeżeli jego prąd anodowy jest większy od prądu podtrzymania I_H , a napięcie na jego elektrodzie sterującej jest większe od napięcia zatkania U_{Bw} ,
8. wyłączenie dowolnego typu tyrystora zachodzi wtedy, gdy do tyrystora zostaje przyłożone ujemne napięcie anodowe lub jeżeli wartość prądu anodowego zmaleje poniżej prądu wyłączenia I_H (przy napięciu bramki poniżej napięcia załączenia U_{Bz}),
9. wyłączenie tyrystora wyłączalnego prądem bramki następuje również wtedy, gdy do elektrody sterującej zostanie przyłożone ujemne napięcie bramki o amplitudzie U_{Bw} .

Logiczne modele tyrystora pokazano na rys. 14. Stan logiczny przyrządu jest określony przez binarną zmienną T_{js}^* . Zmienna ta służy do forsowania napięcia (gdy tyrystor jest wyłączony) lub prądu (gdy jest załączony) na przyrządzie.

Po każdym kroku analizy numerycznej następuje sprawdzenie logicznych stanów przyrządu i znalezienie właściwego, zgodnie z modelem przedstawionym na rys. 14. Dla stanu przewodzenia zmienna Boolowska T^* przyjmuje wartość 1, a dla stanu zaporowego wartość 0.

Przedstawiony sposób modelowania tyrystora ma jednak poważną wadę. Ze względu na występowanie funkcji Boolowskich są trudności z automatycznym otrzymywaniem równań stanu. Znacznie wygodniej jest potraktować tyrystor jako rezystancję sterowaną w zależności od warunków pracy przyrządu. Modele tyrystora będą takie same jak na rys. 14, lecz zamiast 0 i 1 zmienna T_j^* przejmować będzie wartość dużej R_R lub małej R_N

rezystancji. Przyjęcie modelu w tej postaci sprawia, że równania stanu są niezmiennie dla dowolnego sposobu pracy układu, a zmieniają się tylko wartości rezystancji przedstawiającej tyrystor [18].



Rys. 14. Modele logiczne

a) Diody przełączającej, b) Tyrystora, c) Tyrystora wyłączalnego prądem bramki

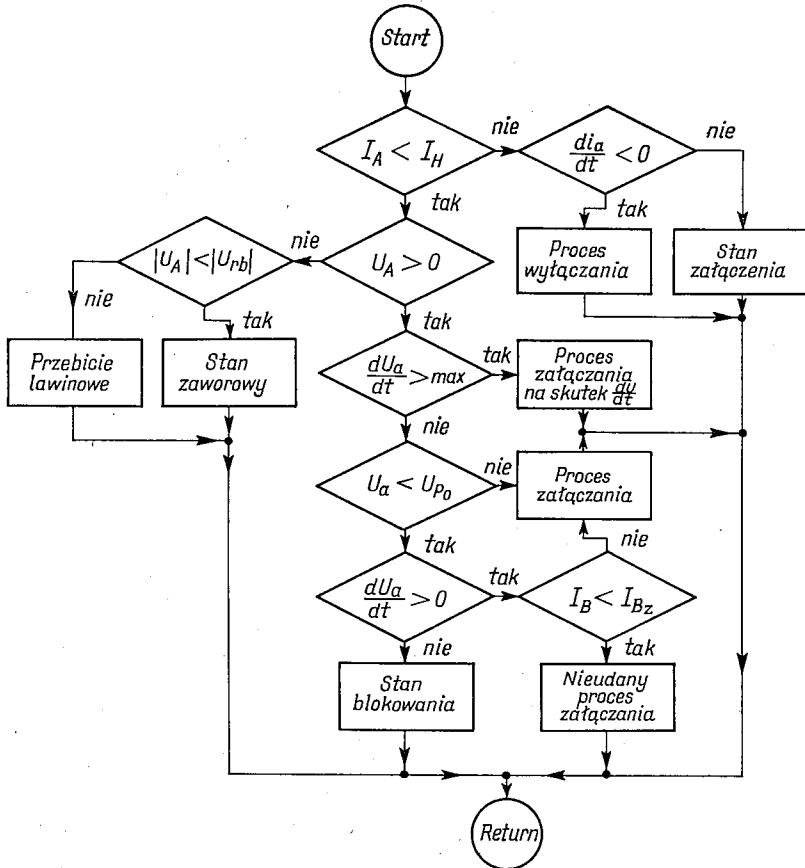
7. UNIWERSALNY MODEL TYRYSTORA

W poprzednich punktach zaproponowano modele tyrystora dla przeprowadzenia analizy w statycznych stanach pracy. Uwzględnienie również zjawisk dynamicznych prowadzi do bardzo rozbudowanego modelu pokazanego na rys. 15 [11, 18]. Przy każdym kolejnym kroku prowadzonej analizy układu program ten pozwala na stwierdzenie, w jakim stanie (obszarze charakterystyk) znajduje się tyrystor, a w przypadku warunków odpowiednich do zaistnienia procesu regeneracyjnego wywołany zostanie odpowiedni podprogram opisujący przebiegi przejściowe [17, 18].

W podprogramach tych tyrystor został odwzorowany za pomocą modelu dwutranzystorowego opisanego w pracach [10, 15], w których przyjęto za stałe parametry modelu,

a także w pracach [11, 16, 17, 18], w których uwzględniono nieliniowość tych parametrów. Pominiecie procesów przejściowych załączania i wyłączania upraszcza schemat do postaci podanej w punkcie 5 lub 6.

W programie przedstawionym na rys. 15 uwzględniono jedynie najistotniejsze procesy, jakie muszą być brane pod uwagę w układach tyrystorowych, a mianowicie warunki za-



Rys. 15. Uniwersalny model tyrystora

łączania, wyłączania, proces załączania du/dt oraz warunki statyczne. Jeżeli w projektowanym układzie zachodzi konieczność uwzględnienia innych jeszcze zjawisk, przedstawiony model może być łatwo uzupełniony i adoptowany do dowolnych warunków pracy.

8. ZAKOŃCZENIE

W pracy niniejszej przedyskutowano modele tyrystora, które są niezbędne w analizie układów tyrystorowych z zastosowaniem maszyn cyfrowych. Wyniki rozważań teoretycznych zostały sprawdzone doświadczalnie dla tyrystorów małej mocy KY101, KY102 i KY201 oraz BRY39, a uzyskane rezultaty potwierdziły w pełni słuszność proponowa-

nych modeli. Napisano również program na maszynę cyfrową Odra 1204 na obliczanie falownika szeregowego i falownika Maphama [18] przy użyciu modelu tyrystora w postaci zmiennej rezystancji przedstawionego w punkcie 6. Przebiegi otrzymane na podstawie analizy maszynowej wykazały dużą zgodność z układem rzeczywistym, w związku z czym dla układów energoelektronicznych małej i średniej częstotliwości model tyrystora podany w punkcie 6 wydaje się być zadawalająco dokładny. W przypadku analizy układów wysokiej częstotliwości należy jednak stosować model uniwersalny (p. 7). Przy obecnym stanie techniki obliczeniowej czas potrzebny do analizy układów przy użyciu tego modelu jest jednak bardzo długi. Na przykład obliczanie procesu załączania tyrystora [11, 17] na maszynie Odra 1204 trwało ok 30 min. Należy mieć nadzieję, że w miarę postępu elektronicznej techniki obliczeniowej przy użyciu uniwersalnego modelu tyrystora można będzie obliczyć układy zawierające nawet kilka tyrystorów w rozsądnie krótkim czasie. Prace nad tym modelem są w trakcie zakończenia i będą tematem następnych publikacji. Rozważania prowadzone w poprzednich punktach pozwalają dodatkowo na wyciągnięcie następujących wniosków.

1. Schematy zastępcze zaproponowane w rozdziale 2 pozwalają w unikalny sposób otrzymać wyrażenia matematyczne uzależniające prądy płynące w tyrystorze. Wyrażenia te pokrywają się w pełni ze znanymi z literatury.

2. Otrzymany zbiór schematów zastępczych dla statycznego stanu pracy (p. 5) i wyprowadzony na jego podstawie quasiliniowy model tyrystora pozwala na prowadzenie pełnej analizy pracy statycznej zarówno tyrystora, jak też tyrystora wyłączalnego prądem bramki i diody przełączającej.

3. Schematy blokowe przedstawione w rozdziale 6 pozwalają określić stan pracy tyrystora i są najodpowiedniejsze do użycia w analizie układów energoelektronicznych.

4. Przedstawiony na rys. 15 uniwersalny model tyrystora umożliwia przeprowadzenie analizy i projektowania układów tyrystorowych z uwzględnieniem stanów dynamicznych. Jego zastosowanie jest ograniczone tylko szybkością i pojemnością pamięci współczesnych maszyn cyfrowych.

LITERATURA

1. R. W. Bilikiinni, *Impulsyjne schemy na dynistorach i tyrystorach*, „Nauka” Moskwa, 1968.
2. W. C. Beattie, J. H. Parker, *Boolean — functional representation of the thyristor*, *Proceeding of IEE*, V. 118, 1971.
3. W. Fulop, *Three Terminal Measurements of Current Amplification Factors of Controlled Rectifiers*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, May 1963.
4. F. E. Gentry et al, *Semiconductor controlled rectifiers*, Printic Hall Inc., New Jersey 1964.
5. L. J. Giacoletto, *A model for d.c. characterization of bipolar transistors*, *International Journal of Electronics*, 1974, vol 36, No 6.
6. W. A. Grochow, *Tranzistornyj efekt w tyrystorach*, „Radiotechnika i elektronika”, 1967, t. 12, N°9.
7. W. A. Gorochow, M. B. Szedrdin, *Fizyckeskie osnovy primienienia tyrystorow w impulsnykh schemach*, „Sowieckoje radio” Moskwa 1972.
8. R. N. Hall, *Remote Bas Power Transistor*, *Sixth Anemal Electronics Components Proc.*, May 1955.

9. D. N. Htsui, W. Shepherd, *Method of digital computation of thyristor switching circuits*, Proc. of IEE, vol. 118, Aug. 1971.
10. Z. Korzec, *Zastosowanie maszyn cyfrowych do analizy i projektowania układów tyrystorowych*, Przegląd Elektrotechniczny, 1972, s. 485—488.
11. Z. Korzec, A. Napieralski, W. Pawlak, *Thyristor modeling for computer aided design* Communicated at Int. Conference Summer School on Circuit Theory, 1974, s. 264—270.
12. W. A. Kuzmin, *Wolt — Ampernaja charakterystyka poluprowodnikowo pribora s p-n-p-n strukturą wo wkluczeniom sostojani*, „Radiotekhnika i elektronika”, 1963, N°1.
13. W. A. Kuzmin, K. J. Senatorow, *Czterechstoinnye poluprowodnikowyje pribory*, „Energia”, Moskwa, 1967.
14. J. Luciński, *Układy tyrystorowe*, WNT, Warszawa 1972.
15. J. Mc Ghee, *Model trózzaciskowego łącznika p-n-p-n dla stanów przejściowych i jego zastosowanie do określenia procesu załączania*, P. E., 11/72, s. 408.
16. A. Napieralski, *Analiza układu tyrystorowego z obciążeniem indukcyjnym i diodą gaszącą przy użyciu maszyny cyfrowej*, Referat wygłoszony na V Ogólnopolskiej Konferencji „Zastosowanie maszyn cyfrowych w elektrotechnice”, Łódź 1973.
17. A. Napieralski, W. Pawlak, *Obliczanie procesu załączania tyrystora dla modelu dwutranzystorowego przy pomocy maszyny cyfrowej*, Referat wygłoszony na II Ogólnopolskim Sympozjum System — Modelowanie — Sterowanie”, Zakopane 1974.
18. A. Napieralski, W. Pawlak, *Modelowanie tyrystora na maszynie cyfrowej*, Praca nadesłana na konkurs PTETiS w Łodzi, 1975.
19. W. Pawelski, *Sterowanie tyrystorów*, WNT, Warszawa 1974.
20. G. N. Revanker et al., *Digital simulation for mode identification in thyristor circuits*, Proc. IEE vol. 120, No 2, February 1973, s. 269—272.
21. W. A. Skarżiena, A. A. Morozow, *Ustrojstwa automatyki na tyrystorach*, „Technika”, Kijów 1974.

A. NAPIERALSKI, B. W. KAŁMYKOW

MODELING STATIC CHARACTERISTICS OF A THYRISTOR FOR PURPOSES OF NUMERICAL ANALYSIS

Summary

The paper deals with a method of modeling the static operation of a thyristor.

Equivalent circuits were proposed necessary when carrying on the analysis and designing thyristor sets with the application of digital computers. Particular attention is paid to modeling the operation of small thyristors as well as GTO thyristors. General block circuit of the program allows monitoring the state of operation of the thyristor according to its static performance.

In every consecutive step of the analysis performed the described program permits to state in which state (extent of characteristics) the thyristor actually remains and in the case of conditions adequate to create the regeneration process a suitable subroutine is called out describing the transient phenomena.

Taking into account the transistor model of a small thyristor expressions are derived showing dependences between the currents flowing in a thyristor.

Detailed discussion of the input and output characteristics is carried through and on this basis equivalent circuits for thyristor, Shockley diode and GTO thyristor in static state are given and presented in a tabular form. A universal equivalent circuit given for modeling the static operation of a thyristor is provided with five connectors modifying it to a required form. The model of a thyristor known in technical literature as an ideal connector or varying resistance was completed with a model of Shockley diode and GTO thyristor.

Effects of theoretical considerations were experimentally tested for small thyristors KY101, KY102 and KY201, obtained results confirming fully the adequacy of described models.

A. NAPIERALSKI, B. W. KAŁMYKOW

MODELAGE DES CARACTÉRISTIQUES STATIQUES DES THYRISTORS PRÉVU POUR L'ANALYSE NUMÉRIQUE

Résumé

Dans l'article on a présenté les méthodes de modeler le travail statique du thyristor. Les circuits équivalents proposés sont indispensables pour analyser et projeter les systèmes aux thyristors à l'aide d'un calculateur numérique. Attention particulière est attachée au modelage du travail des thyristors à faible puissance ainsi qu'aux thyristors déclanchés par le courant du guichet.

Le schéma du bloc général du programme permet d'accorder l'état de travail du thyristor avec ses caractéristiques statiques. A chaque pas succesif de l'analyse du système, ce programme donne la possibilité de constater en quel état (pour quelles caractéristiques) se trouve le thyristor et, en cas des conditions favorables à créer l'action régénérante, il permet d'évoquer un sous-programme susceptible de décrire les phénomènes transitoires.

A l'aide d'un modèle transistorisé du thyristor à faible puissance, on a obtenu des expressions mathématiques pour les courants d'un thyristor. On a décrit d'une façon détaillée les caractéristiques d'entrée et de sortie de l'appareil et, à la base de ces considérations, on a présenté les circuits équivalents du thyristor, de la diode de Shockley et du thyristor GTO pour l'état statique du travail et on les a exprimé en forme de tableaux.

On a également proposé un circuit équivalent universel pour modeler l'action statique d'un thyristor muni de cinq coupleurs le modifiant à la forme nécessaire. On a complété le modèle du thyristor, connu dans les publications techniques en forme d'un coupleur idéal ou une résistance variable, par un modèle de la diode de Shockley et du thyristor déclanché par le courant du guichet.

Les résultats des considérations théoriques étaient vérifiés expérimentalement pour des thyristors à faible puissance KY101, KY102 et KY201 et les résultats obtenus ont confirmé complètement la justesse des modèles proposés.

A. NAPIERALSKI, B. W. KAŁMYKOW

MODELLIERUNG STATISCHER CHARAKTERISTIKEN VON THYRISTOREN FÜR ZWECKE EINER NUMERISCHEN ANALYSE

Zusammenfassung

Im Artikel sind die Methoden der Modellierung von Thyristoren im statischen Zustand dargestellt worden.

Die vorgeschlagenen Ersatzschaltungen sind für die Analyse und Projektierung von Thyristorsätzen unter Anwendung eines Digitalrechners unbedingt notwendig. Besondere Aufmerksamkeit wurde der Modellierung von kleinen Thyristoren geschenkt sowie den mit Torstrom auszuschaltenden Thyristoren,

An Hand eines Transistormodells eines Thyristors mit geringer Leistungsfähigkeit wurden mathematische Ausdrücke für die im Thyristor durchfließenden Strömungen erhalten. Die Eingangs- und Ausgangscharakteristiken der Vorrichtung wurden genau analysiert, und auf Grund dieser Erwägungen wurden Ersatzschemen für den Thyristor, die Umschaltungsdiode sowie den mit Torstrom auszuschaltenden Thyristor für die statische Arbeitsweise dargestellt, wonach diese Daten in tabularischer Form aufgenommen worden sind. Es wurde auch ein quasilineares Modell eines Thyristors zur Modellierung statischer Arbeit mit fünf modifizierenden Schaltern dargestellt. Das in der Fachliteratur auftretende Thyristormodell in Form einer idealen Verbindung bzw. einer veränderlichen Resistanz wurde durch Angabe eines Modells Arbeit mit fünf modifizierenden Schaltern dargestellt. Das in der Fachliteratur auftretende Thyristormodell für eine umschaltende Diode und eines mit Torstrom ausschaltbaren Thyristor ergänzt. Es wurde ein universales Thyristormodell vorgeschlagen, das auch dynamische Erscheinungen berücksichtigt.

Die Ergebnisse der theoretischen Erwägungen wurden praktisch für Thyristoren mit geringer Leistungsfähigkeit Typ KV101, KV102 und KV201 nachgeprüft, und die gewonnenen Resultate bestätigen durchaus die Richtigkeit der vorgeschlagenen Modelle.

А. НАПЕРАЛЬСКИ, Ъ. КАЛМЫКОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТИРИСТОРА ДЛЯ
ЦИФРОВОГО АНАЛИЗА

Р е з ю м е

В статье представлены методы моделирования работы тиристора в статическом режиме. Приведены эквивалентные схемы тиристорov необходимые для анализа и проектирования схем с тиристорами на ЦВМ. Большое внимание посвящается моделированию тиристорov малой мощности и тиристорov выключаемых током управляющего электрода. Представленная общая блок-схема программы дает возможность мониторинга состояния работы тиристора согласно со статическими характеристиками. На каждом шаге анализа схемы программа позволяет определить состояние тиристора, а при наступлении условий необходимых для регенеративного процесса включается подпрограмма описывающая переходные процессы. Путем использования транзисторной модели тиристора малой мощности получены математические зависимости связывающие токи тиристора. Подробно рассмотрены входные и выходные характеристики прибора и на этом основании получены эквивалентные схемы динистора и тиристора выключаемого током управляющего электрода, в статическом режиме работы. Представлена универсальная схема для моделирования работы тиристора в статическом режиме имеющая пять переключателей модифицирующих схему согласно желанному виду и математическая модель динистора и тиристора выключаемого током управляющего электрода. Теоретические результаты сравнены с полученными опытным путем для тиристорov КУ101, КУ102 и КУ201. Сравнение показывает правильность предлагаемой модели.

Przyrost temperatury obszaru czynnego laserów homozłączowych GaAs w stanie ustalonym

WŁODZIMIERZ NAKWASKI (ŁÓDŹ)

Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 3.10.1975

Artykuł omawia zagadnienia termiczne w laserze złączowym podczas pracy ciągłej w temperaturze pokojowej. Przeanalizowano w nim równanie przewodnictwa ciepła oraz warunki brzegowe i początkowy w obszarze lasera. Podano rozwiązanie zagadnienia ustalonego rozptyłu ciepła w laserze homozłączowym i porównano je z innymi zależnościami, znanymi z publikacji.

Wykaz oznaczeń

- a — grubość obszaru n -GaAs
- a_c — grubość kontaktu
- a_s — grubość warstwy półprzewodnika
- a_{zr} — zredukowana grubość półprzewodnika
- A — powierzchnia złącza
- $A^* = m_n^* - m_{nst}$
- b — odległość złącza od dolnej obudowy, $b = a + a_c$
- c — grubość obszaru p -GaAs
- C — pojemność cieplna GaAs na jednostkę objętości
- d — odległość złącza od górnej obudowy, $d = c + a_c$
- d_k — parametr o wymiarze długości i wartości tego samego rzędu co liniowe wymiary lasera — wzór (32)
- d' — grubość obszaru czynnego
- e — ładunek elektronu
- g — przestrzenna gęstość mocy źródeł ciepła w półprzewodniku
- g_a — przestrzenna gęstość mocy źródeł ciepła w warstwie czynnej
- g_c — przestrzenna gęstość mocy źródeł ciepła w materiale kontaktu
- g_n, g_p — przestrzenna gęstość mocy źródeł ciepła w GaAs typu n i p
- h — stała Plancka
- I — prąd zasilania

- j — gęstość prądu elektrycznego
 j_{th} — progowa gęstość prądu elektrycznego
 K — całkowita funkcja eliptyczna — wzór (11)
 L — długość rezonatora
 L_D — długość termicznej dyfuzji
 m_n, m_p — współczynniki, określające rozptyw ciepła wytworzonego w okolicach złącza — wzory (19—20)
 P — moc płaskiego źródła ciepła umiejscowionego w złączu
 q_{12} — gęstość strumienia ciepła, powstałego w źródłach 1 i 2
 q_{3a}, q_{3b}, q_{3c} — gęstości strumieni ciepła powstałych odpowiednio w źródłach 3a, 3b, 3c
 q_{3p}, q_{3n} — gęstości strumieni ciepła Joule'a, powstałego odpowiednio w GaAs typu p i n
 q_c — gęstość strumienia ciepła wpływającego z kontaktu do obudowy
 Q_c — oporność termiczna kontaktu
 Q_{HS} — termiczna oporność rozproszenia obudowy
 Q_T — termiczna oporność lasera złączeniowego
 Q_{TL} — termiczna oporność lasera homozłączeniowego z jednostronnym odprowadzeniem ciepła
 R_S — szeregową oporność elektryczną obszaru półprzewodnika
 t — czas
 T — temperatura
 T_L — parametr charakterystyczny konstrukcji lasera
 T_o — temperatura otoczenia
 U_j — napięcie polaryzujące złącze n - p
 W — szerokość rezonatora
 x, y, z — współrzędne położenia
 α — parametr materiałowy — wzór (39)
 γ — pewna funkcja (11) wprowadzona przez R. W. Keyesa [20]
 η_{ext} — zewnętrzna sprawność kwantowa
 η_{sp} — zewnętrzna sprawność kwantowa emisji spontanicznej
 η_{st} — przyrostowa zewnętrzna sprawność kwantowa emisji stymulowanej
 κ — dyfuzyjność cieplna GaAs
 κ_c — dyfuzyjność cieplna materiału kontaktów
 λ — współczynnik przewodności cieplnej GaAs
 λ_c — współczynnik przewodności cieplnej materiału kontaktów
 λ_{HS} — współczynnik przewodności cieplnej materiału obudowy
 ν — częstotliwość emitowanego promieniowania
 ϱ_a — rezystywność materiału kontaktów
 ϱ_s — rezystywność półprzewodnika
 ϱ_{HS} — rezystywność materiału obudowy
 ϱ_n, ϱ_p — rezystywność GaAs typu n i p

1. WPROWADZENIE

Zastosowanie laserów pozwoliło dokonać postępu w wielu gałęziach nauki i techniki. Pierwsze lasery gazowe i rubinowe zrewolucjonizowały współczesną optykę, dostarczając źródeł światła spójnego o małej rozbieżności wiązki promieniowania. Cechują się one jednak sporymi rozmiarami i wymagają znacznej mocy źródła zasilającego.

Skonstruowanie pierwszych laserów półprzewodnikowych było następnym krokiem naprzód. Miały one odegrać taką rolę w stosunku do innych laserów, jaką odegrały już tranzystory w stosunku do lamp próżniowych. Pierwsze publikacje zdawały się potwierdzać te nadzieje [1 ÷ 3]. Lasery złączowe, dzięki dużo większemu współczynnikowi wzmocnienia, miały mikroskopijne rozmiary [4 ÷ 5]. Poważnym natomiast ich mankamentem był fakt, iż akcję laserową uzyskiwano tylko w bardzo niskich temperaturach. Uporano się z tym dopiero w roku 1969, kiedy to skonstruowano pierwsze lasery heterozłączowe [6 ÷ 10].

Główną tego przyczyną była silna zależność prądu progowego lasera złączowego od temperatury, podawana w dwóch różnych postaciach:

1. potęgowej [10 ÷ 19]

$$j_{th}(T + \Delta T) = j_{th}(T) \left[1 + \frac{\Delta T}{T} \right]^n, \quad (1)$$

gdzie:

$j_{th}(T)$ — gęstość prądu progowego w temperaturze T ,

n — wykładnik potęgi, przyjmujący według większości autorów wartość 3 lub zmieniający się od 3/2 do 3;

2. wykładniczej [7], [20 ÷ 26]

$$j_{th}(T + \Delta T) = j_{th}(T) \exp \left(\frac{\Delta T}{T_L} \right), \quad (2)$$

gdzie T_L jest parametrem charakterystycznym danej konstrukcji, zmieniającym się w przedziale od 50 do 110 K [7], [23], [26].

Przepływ prądu przez złącze laserowe powoduje wytworzenie w nim znacznych ilości ciepła, czego wynikiem jest wzrost temperatury złącza i w konsekwencji zwiększenie prądu progowego, zgodnie z (1) lub (2). Jeśli przekroczy on w ten sposób wielkość prądu zasilającego, akcja laserowa nie zostanie osiągnięta. Opisuje to następujący układ równań [24]:

$$\begin{cases} j = j_{th} \\ j_{th} = j_{th}(T) \left[1 + \frac{\Delta T(j)}{T} \right]^n \end{cases} \quad \text{lub} \quad \begin{cases} j = j_{th} \\ j_{th} = j_{th}(T) \exp \left[\frac{\Delta T(j)}{T_L} \right] \end{cases}. \quad (3)$$

Rozwiązanie tego układu równań istnieje, jeżeli spełniona jest poniższa nierówność:

$$\left[\frac{\partial j_{th}(T)}{\partial T} \right]_{j=j_{th}} \leq 1 \quad (4)$$

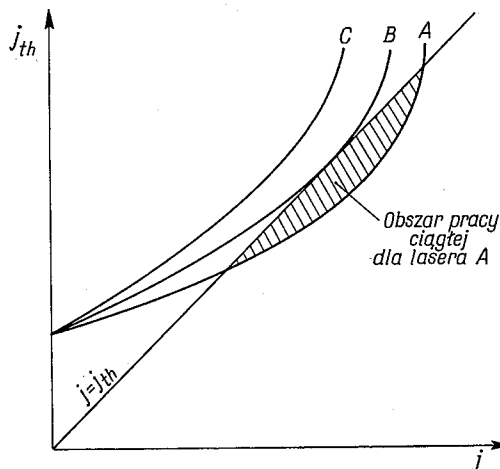
Ilustruje to rys. 1 [17], [20].

Dla wykreślenia rysunku 1 konieczna jest znajomość występującej we wzorze (3) zależności $\Delta T(j)$, czyli temperatury złącza. W tym celu należy rozpatrzyć zagadnienie roz-

plywu ciepła w obszarze lasera złączowego, a więc rozwiązać równanie przewodnictwa ciepła [27÷28]

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - \frac{\lambda}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -g, \quad (5)$$

gdzie: g — przestrzenna gęstość mocy źródeł ciepła, κ — dyfuzyjność cieplna, λ — współczynnik przewodności cieplnej, t — czas, przy określonych dla lasera złączowego warunkach początkowych i brzegowych.



Rys. 1. Zależność gęstości prądu progowego j_{th} od prądu zasilającego dla trzech hipotetycznych laserów A, B i C

Zaznaczono obszar pracy ciągłej dla lasera A. Laser B może się wzbudzić tylko w jednym punkcie charakterystyki, a laser C nie wzbudzi się nigdy [17], [20].

Zagadnienie to dla lasera homozłączowego GaAs było rozwiązywane przez wielu autorów. Ograniczali się oni jednak w zasadzie do rozpatrzenia pracy lasera w niskich temperaturach. Było to zrozumiałe, gdyż w ówczesnym czasie można było uzyskać pracę ciągłą laserów złączowych tylko w takich warunkach [29]. Najwyższa osiągnięta temperatura otoczenia podczas pracy ciągłej laserów homozłączowych wynosiła 202,5 K [30].

Otrzymanie laserów heterozłączowych umożliwiło dokonanie dużego postępu w tej dziedzinie. Obecnie lasery pracują w sposób ciągły w temperaturach otoczenia znacznie przewyższających temperaturę pokojową [25], [31÷32].

Należy więc przeanalizować zagadnienie rozplywu ciepła w laserze złączowym w nowych warunkach, a więc zakładając temperaturę otoczenia równą pokojowej. W niniejszej pracy rozpatrzono działanie lasera homozłączowego GaAs. Następna publikacja będzie dotyczyć lasera heterozłączowego (AlGa)As — GaAs.

Jak łatwo można przewidzieć, otrzymane wartości ustalonej temperatury złącza lasera będą znacznie przewyższać dopuszczalną temperaturę pracy. Będą one jednak przydatne przy porównaniu z analogicznymi wartościami w przypadku laserów heterozłączowych.

Ponieważ zagadnienie to dla niskich temperatur otoczenia rozwiązano już w wielu

publikacjach, w rozdziale 4 przeanalizowano wartość błędu, jaki się popełnia podczas stosowania tych rozwiązań w przypadku pokojowej temperatury otoczenia.

2. ŹRÓDŁA CIEPŁA W LASERZE ZŁĄCZOWYM

Istnieje kilka podstawowych źródeł ciepła w laserze złączowym [11], [16], [24], [33 ÷ 36]:

1. rekombinacja niepromienista nośników ładunku,
2. reabsorpcja promieniowania w obszarze lasera,
3. ciepło Joule'a, wytwarzane podczas przepływu prądu elektrycznego przez:
 - a) półprzewodnik,
 - b) kontakty,
 - c) obudowę.

Gęstość strumienia ciepła q_{12} powstałego w źródłach 1) i 2) można przedstawić w następującej postaci:

$$q_{12} = U_j j \left(1 - \eta_{ext} \frac{h\nu}{eU_j} \right) \simeq U_j j (1 - \eta_{ext}), \quad (6)$$

gdzie: U_j — spadek napięcia na złączu n - p , j — gęstość prądu przepływającego przez złącze, η_{ext} — zewnętrzna sprawność kwantowa, h — stała Plancka, ν — częstość emitowanego promieniowania, e — ładunek elektronu.

Źródło ciepła, opisane w punkcie 1), jest umiejscowione w obszarze czynnym lasera złączowego, natomiast ciepło określone w punkcie 2) jest wytwarzane w obszarze czynnym i najbliższym jego sąsiedztwie, w tzw. wnęce rezonansowej. Grubość obszaru czynnego jest określona wartością drogi dyfuzji nośników mniejszościowych (elektronów) w materiale typu p [37]. W zależności od poziomu domieszkowania tego obszaru i rodzaju domieszek długość drogi dyfuzji elektronów mieści się w granicach $2 \div 7 \mu\text{m}$ [38 ÷ 42]. Wartość ta jest znacznie mniejsza od grubości otaczających warstw i można z dobrym przybliżeniem przyjąć, że strumień ciepła o gęstości q_{12} jest wytwarzany przez źródło płaskie. Wpływ grubości obszaru na wartość temperatury złącza został przeanalizowany przez C. H. Goocha [43].

Dla gęstości prądu j większej od gęstości progowej j_{th} można, w celu dokładniejszego określenia q_{12} , osobno rozpatrywać promieniowanie spontaniczne i stymulowane. Wówczas [34]:

$$q_{12} = U_j [(j - j_{th})(1 - \eta_{st}) + j_{th}(1 - \eta_{sp})] \quad \text{dla } j > j_{th}, \quad (7)$$

gdzie: η_{st} — przyrostowa zewnętrzna sprawność kwantowa emisji stymulowanej, η_{sp} — zewnętrzna sprawność kwantowa emisji spontanicznej.

Uwzględniając w tej zależności fakt, że dla laserów złączowych GaAs zewnętrzna sprawność kwantowa emisji spontanicznej w temperaturze pokojowej przyjmuje bardzo małe wartości (ca 0,1% [44]), otrzymujemy ostatecznie:

$$q_{12} \simeq U_j [j(1 - \eta_{st}) + j_{th}\eta_{st}] \quad \text{dla } j > j_{th}. \quad (8)$$

Gęstości strumieni ciepła q_{3a} i q_{3b} , pochodzące odpowiednio ze źródeł 3a i 3b, są wyrażone następującymi zależnościami:

$$q_{3a} = j^2 \rho_s a_s, \quad (9a)$$

$$q_{3b} = j^2 \rho_c a_c, \quad (9b)$$

gdzie:

ϱ_s — elektryczna rezystywność półprzewodnika,

ϱ_c — elektryczna rezystywność materiału kontaktu,

a_s i a_c — grubości odpowiednio warstwy półprzewodnika i kontaktu.

Najtrudniej jest wyznaczyć gęstość strumienia ciepła q_{3c} , wytworzonego w elektrycznej rezystancji obudowy. Problem ten został rozwiązany przez R. W. Keyesa [20] (rozdział 4.2). Według niego strumień q_{3c} można opisać zależnością:

$$q_{3c} = \frac{\varrho_{HS} j^2}{2\gamma} L, \quad (10)$$

gdzie:

ϱ_{HS} — elektryczna rezystywność materiału obudowy,

$$\gamma = 2\pi^{1/2} \left[\frac{W}{L} K \left(1 - \frac{W^2}{L^2} \right) \right]^{-1}, \quad (11)$$

K — pewna całkowita funkcja eliptyczna, wprowadzona przez R. W. Keyesa [20], który podał również wykres $\gamma = f(W/L)$, (W i L — szerokość i długość rezonatora).

3. WARUNKI BRZEGOWE I WARUNEK POCZĄTKOWY RÓWNIANIA PRZEWODNICTWA CIEPLNEGO DLA LASERA ZŁĄCZOWEGO

Do rozwiązania równania przewodnictwa cieplnego (5) dla lasera złączowego konieczna jest znajomość warunku początkowego i warunków brzegowych. Dokładne ich określenie jest trudne, niezbędne jest więc dokonanie pewnych upraszczających założeń. Pomocny w tym będzie cieplny schemat zastępczy lasera homozłączowego, który w przypadku jednostronnego odprowadzenia ciepła przedstawiono na rys. 2, a dla dwustronnego — na rys. 3. Ponieważ wymiary obudowy są znacznie większe od liniowych wymiarów lasera, można z dobrym przybliżeniem przyjąć ją za obszar półnieskończony, co zostało na obu rysunkach schematycznie zaznaczone.

Podstawowym założeniem upraszczającym jest przyjęcie izotropowości i jednorodności stosowanych w laserze złączowym materiałów. Wówczas równanie (5) przekształci się do postaci:

$$\frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\kappa(T)} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{\lambda(T)} g(x, y, z, t). \quad (12)$$

Ciepło wytworzone w laserze złączowym jest odprowadzane do otoczenia trzema różnymi drogami:

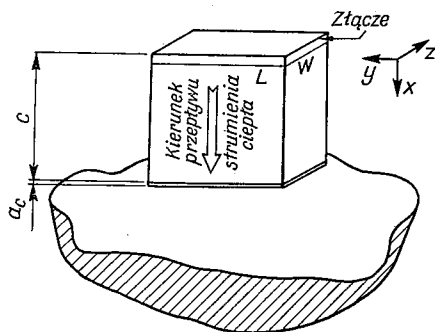
- 1) strumień ciepła pochodzącego ze złącza i obszaru lasera dopływa do kontaktów i jest przekazywany do obudowy,
- 2) cząsteczki powietrza otaczającego laser przyjmują ciepło od jego powierzchni bocznych zgodnie z prawem Newtona [27],
- 3) boczne ścianki lasera emitują promieniowanie temperaturowe.

Zjawisko przekazywania ciepła przez styk do obudowy jest na tyle intensywne, że

odprowadzenie ciepła przez ścianki boczne można z bardzo dobrym przybliżeniem pominąć. Równa się to przyjęciu ścianek bocznych jako termicznie izolowanych. Założenie to prowadzi do znacznego uproszczenia zagadnienia, ponieważ ze względu na symetrię równanie (12) redukuje się do postaci jednowymiarowej:

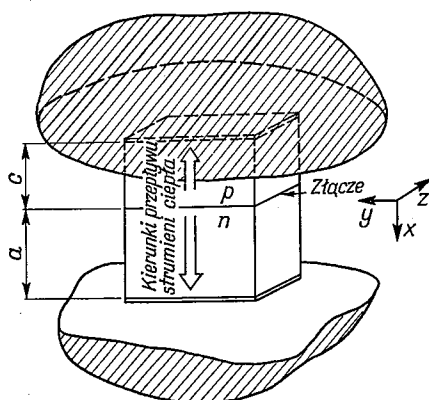
$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\kappa(T)} \frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{\lambda(T)} g(x, t). \quad (13)$$

Ze względu na założoną powyżej jednorodność materiałów stosowanych w laserze, zakładając jednocześnie stałość przepływającego prądu, można przyjąć dla czasów $t > 0$



Rys. 2. Ciepły schemat zastępczy lasera homozłączowego w przypadku jednostronnego odprowadzenia ciepła

Zaznaczono wymiary przyrządu oraz kierunek przepływu strumienia ciepła



Rys. 3. Ciepły schemat zastępczy lasera homozłączowego w przypadku dwustronnego odprowadzenia ciepła

a i c — grubości warstw n i p GaAs

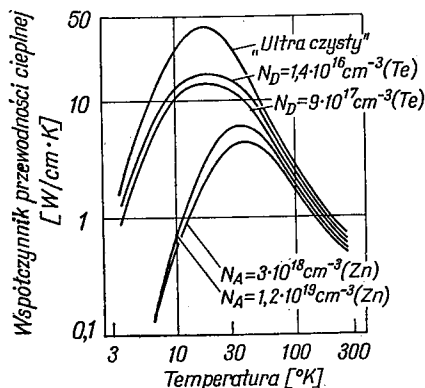
wartość przestrzennej gęstości mocy g źródeł ciepła jako stałą, niezależną od czasu i współrzędnej. Otrzymane w efekcie nieliniowe równanie różniczkowe drugiego rzędu ma następującą postać:

$$\lambda(T) \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = -g, \quad (14)$$

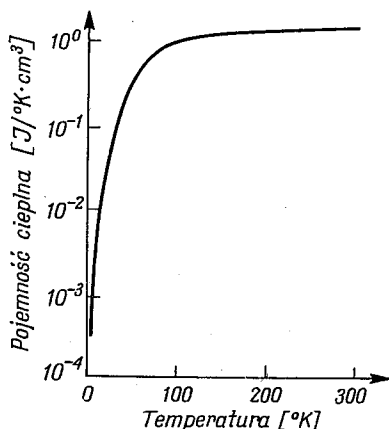
gdzie przez $C(T) = \frac{\lambda(T)}{\kappa(T)}$ oznaczono pojemność cieplną.

Zależność współczynnika przewodności cieplnej $\lambda(T)$ oraz pojemności cieplnej $C(T)$ od temperatury przedstawiono na rys. 4 i 5. W temperaturze pokojowej pojemność cieplna GaAs prawie się nie zmienia. Zakładając mały przedział zmienności temperatury przyjmujemy również $\lambda(T) = \text{const}$. Nakłada to pewne ograniczenia na zakres stosowalności wyprowadzonych wzorów.

Punkt zerowy współrzędnej x umieszczamy w złączu. Stąd temperatura złącza będzie oznaczona przez $T(x = 0, t)$.



Rys. 4. Zależność współczynnika przewodności cieplnej GaAs od temperatury [45]



Rys. 5. Zależność pojemności cieplnej GaAs od temperatury [15]

Przyjmujemy, że przed włączeniem zasilania cały obszar lasera znajdował się w temperaturze otoczenia T_o , tzn.

$$T(x, t = 0) = T_o. \quad (15)$$

Wygodniej dla dalszych rozważań będzie przesunąć punkt zerowy skali temperaturowej i przyjąć umownie temperaturę otoczenia równą zero

$$T(x, t = 0) = 0. \quad (15a)$$

Od strony złącza w obszar półprzewodnika wpływa strumień ciepła powstałego w procesach niepromienistej rekombinacji i reabsorpcji w obszarze czynnym i jego najbliższym sąsiedztwie o gęstości:

$$q_{12} = U_j j (1 - \eta_{ext}) \quad (16)$$

W celu uniknięcia zbędnych założeń dotyczących wartości gęstości prądu progowego zastosowano tutaj wzór (6), a nie wzór (8).

Pierwszy warunek brzegowy będzie więc miał postać:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = q_{12} = U_j j (1 - \eta_{ext}). \quad (17)$$

Znak „-” wynika z przyjętego zwrotu osi x , przeciwnego do zwrotu normalnej do powierzchni $x = 0$, względem której obliczono pochodną [27].

Drugi warunek brzegowy wyznaczamy, przyjmując, że zewnętrzna powierzchnia obudowy znajduje się w temperaturze otoczenia:

$$T(x = \infty, t) = 0. \quad (18)$$

Jest to równe założeniu nieskończenie wielkiej pojemności cieplnej obudowy w warunkach określonych dla pracy lasera złączowego.

Jeśli potrafimy obliczyć spadek temperatury w obudowie i kontaktach $\vartheta_o(t)$, wówczas otrzymamy powyższy warunek w prostszej postaci:

$$T(x = a, t) = \vartheta_o(t). \quad (18a)$$

Rozwiązując równanie przewodnictwa ciepła (14) z warunkiem początkowym (15a) oraz z warunkami brzegowymi (17) i (18a) otrzymujemy funkcję $T(x, t)$, określającą temperaturę w każdym punkcie $x \in \langle 0, a \rangle$ półprzewodnika w czasie $t \geq 0$ dla przypadku pokazanego na rys. 2, tzn. z jednostronnym odprowadzeniem ciepła. Aby tego samego dokonać dla lasera z dwustronnym odprowadzeniem, trzeba zmodyfikować warunki brzegowe. Należy określić stosunek obu, płynących w przeciwnych kierunkach, strumieni ciepła wytworzonego w złączu, a więc wartości współczynników m_n i m_p , wprowadzonych po raz pierwszy przez B. Mrozewicza [46]:

$$q_{12} = m_n q_{12} + m_p q_{12} = m_n U_{jj}(1 - \eta_{ext}) + m_p U_{jj}(1 - \eta_{ext}), \quad (19)$$

gdzie $m_n + m_p = 1$.

Problem ten można znacznie uprościć, umiejscawiając złącze dokładnie w połowie grubości półprzewodnika:

$$a = c = \frac{a_s}{2}, \quad (21)$$

zakładając jednocześnie identyczność własności termicznych i elektrycznych dla obu podobszarów lasera, tzn. dyfuzyjności cieplnej κ , współczynnika przewodności cieplnej λ i rezystywności elektrycznej ρ oraz jednakowe kontakty i obudowy. Jest to tzw. laser symetryczny, dla którego

$$m_n = m_p = \frac{1}{2}. \quad (22)$$

Części tych założeń uniknął S. Mayburg [13], sprowadzając przypadek dwustronnego odprowadzenia ciepła do przypadku jednostronnego ze zredukowaną grubością półprzewodnika a_{zr} :

$$a_{zr} = \frac{a \cdot c}{a + c}. \quad (23)$$

Słuszność wprowadzenia zredukowanej grubości a_{zr} jest wątpliwa, ponieważ, jak wynika z analizy przeprowadzonej przez B. Mrozewicza [24], [46], wartości współczynników m_n i m_p nie są dokładnie odwrotnie proporcjonalne do grubości obszarów n i p .

Założeń tych można uniknąć, wykorzystując fakt, że spadek temperatury w każdej chwili t na drodze od złącza przez górne kontakty do zewnętrznej powierzchni górnej

obudowy musi być taki sam jak spadek temperatury na drodze od złącza przez dolne kontakty do zewnętrznej powierzchni dolnej obudowy, ponieważ powierzchnia obudowy, jak to założyliśmy, znajduje się w temperaturze otoczenia. Dzielimy więc zagadnienie dwustronnego odpływu ciepła na dwa zagadnienia z jednostronnym odpływem, które rozwiązujemy, traktując dla każdego punktu czasowego t współczynniki m_n i m_p jako stałe parametry. Otrzymane rozwiązania oznaczamy przez $T_1(x, t, m_n)$ i $T_2(x, t, m_p)$. Dzięki omówionej powyżej równości spadków temperatury można napisać:

$$\begin{cases} \Delta T_1(m_n, t) = \Delta T_2(m_p, t), \\ m_n + m_p = 1, \end{cases} \quad \text{dla każdego } t \geq 0, \quad (24)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \Delta T_1(m_n, t) &= T_1(x = 0, t, m_n) - T_1(x = +\infty, t, m_n), \\ \Delta T_2(m_p, t) &= T_2(x = 0, t, m_p) - T_2(x = -\infty, t, m_p). \end{aligned}$$

Rozwiązując dla kolejnych wartości t układ równań (24) z dwiema niewiadomymi m_n i m_p otrzymujemy przebieg w funkcji czasu temperatury złącza lasera z dwustronnym odprowadzeniem ciepła bez zakładania wartości współczynników m_n i m_p .

4. ROZWIĄZANIA RÓWNAŃ PRZEWODNICTWA CIEPLNEGO DLA LASERA HOMOZŁĄCZOWEGO

Rozdział niniejszy jest przeglądem znanych rozwiązań równania przewodnictwa cieplnego dla lasera homozłączowego. Należy przy tym pamiętać, że rozwiązania te, jak to już zaznaczono na wstępie, otrzymywano dla laserów pracujących w bardzo niskich temperaturach otoczenia. Dlatego wartości liczbowe ustalonej temperatury złącza lasera, znajdującego się w temperaturze pokojowej, obliczone według tych rozwiązań, różnią się znacznie od wartości najpewniejszej, otrzymanej z zależności (47) lub (48). Porównanie to ma na celu wskazanie, które z czynników nieistotnych w niskich temperaturach nie mogą być pominięte w pokojowej temperaturze otoczenia.

4.1. Rozwiązanie zagadnienia grzania adiabatycznego

Stosunkowo najłatwiej rozwiązać równanie (14) dla przypadku grzania adiabatycznego, tzn. przyjmując, że nie ma wymiany ciepła między obszarem podgrzewanym a jego otoczeniem. Założenie takie jest prawdziwe tylko dla bardzo krótkiego odcinka czasu, według R. F. Brooma [11] dla $t \leq 40$ ns. Wówczas bowiem droga termicznej dyfuzji L_D :

$$L_D = \sqrt{\kappa t} \quad (25)$$

wynosi około $1 \mu\text{m}$ przy grubości obszaru czynnego $2 \div 7 \mu\text{m}$.

Dyfuzyjność cieplna GaAs w temperaturze 300 K jest równa $0,271 \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ [15].

Powyższe założenie eliminuje z równania (14) wyraz opisujący cieplną dyfuzję i w efekcie otrzymujemy:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = g_a. \quad (26)$$

Rozwiązanie tego równania, przy warunku początkowym $T(t = 0) = 0$, jest następujące [11], [15], [35]:

$$T(x = 0, t) = \frac{g_a t}{C}. \quad (27)$$

R. F. Broom [11] do przestrzennej gęstości mocy g_a włączył ciepło Joule'a, wytwarzane w obszarze czynnym o grubości d' :

$$g_a = \frac{U_j j (1 - \eta_{ext})}{d'} + j^2 \rho_s. \quad (28)$$

Stosując typowe dane liczbowe podane w Dodatku, ostatecznie otrzymujemy:

$$T_a(t) \simeq 5,347 \cdot 10^7 [\text{K/s}] \cdot t. \quad (29)$$

Wzór ten, jak to już wcześniej wspomniano, opisuje temperaturę złącza tylko dla bardzo krótkich odcinków czasu ($t \leq 40$ ns).

4.2. Obliczanie spadku temperatury w obudowie

Dla określenia spadku temperatury w obudowie R. W. Keyes [20] wprowadził pojęcie termicznej oporności rozproszenia obudowy Q_{HS} (*the thermal spreading resistance*). Jest to oporność, przez którą przepływa strumień ciepła od kontaktu do półnieskończonego medium.

Wówczas:

$$\Delta T = Q_{HS} \cdot q_c \cdot L \cdot W, \quad (30)$$

gdzie: ΔT — spadek temperatury w obudowie, Q_{HS} — termiczna oporność rozproszenia obudowy, q_c — gęstość strumienia ciepła wpływającego do obudowy z kontaktu.

Obliczanie wartości termicznej oporności rozproszenia jest skomplikowane. Zwykle przedstawia się ją w postaci:

$$Q_{HS} = \frac{1}{2\lambda_{HS}d_k}, \quad (31)$$

gdzie: λ_{HS} współczynnik przewodności cieplnej materiału obudowy, d_k — parametr o wymiarze długości i wartości tego samego rzędu, co liniowe wymiary lasera.

Wartość parametru d_k dla prostokąta nie jest znana. Można jednak z dobrym przybliżeniem zastąpić go parametrem d_k dla elipsy o tej samej powierzchni i tym samym stosunku długości do szerokości co prostokąt.

Wówczas:

$$\frac{1}{d_k} = \frac{1}{\pi^{1/2}L} K \left(1 - \frac{W^2}{L^2} \right), \quad (32)$$

gdzie K jest pewną całkowitą funkcją eliptyczną o własnościach podanych np. przez E. Jahnkego i F. Emdego [47].

Zwykle zamiast parametru d_k używa się bezwymiarowej wielkości γ :

$$\gamma = \frac{2d_k}{W} = \frac{2\pi^{1/2}}{\frac{W}{L}K\left(1 - \frac{W^2}{L^2}\right)}, \quad (33)$$

której wykres podał R. W. Keyes [20] jako funkcję stosunku W/L .

Dla małych wartości stosunku W/L inną zależność na termiczną oporność rozproszenia w obudowie podali H. C. Torrey i Ch. A. Whitmer [48]:

$$Q_{HS} = \frac{\ln\left(4 \frac{L}{W}\right)}{2\pi\lambda_{HS}L}. \quad (34)$$

Wzory dla drugiego granicznego przypadku, dla koła, można znaleźć w pracy D. P. Kennedy'ego [49].

R. W. Keyes [20] w obliczeniach spadku temperatury w obudowie uwzględnił ciepło Joule'a, wytwarzane w czasie przepływu prądu przez elektryczną rezystancję obudowy. Pomiął natomiast strumień ciepła, pochodzący ze źródeł 3a i 3b (rozdział 2), a więc powstający w wyniku przepływu prądu elektrycznego przez szeregową rezystancję półprzewodnika i kontaktów. Ostatecznie cytowany autor otrzymał następującą zależność:

$$\Delta T = Q_{HS}jU_j(1 - \eta_{ext})LW + \frac{1}{2}Q_{HS}^2j^2L^2W^2\lambda_{HS}\varrho_{HS}. \quad (35)$$

Stosując typowe dane liczbowe podane w Dodatku otrzymano dla przypadku lasera z jednostronnym wpływem ciepła:

$$\Delta T_k \simeq 110 \text{ K}, \quad (36)$$

a dla lasera symetrycznego:

$$\Delta T_k \simeq 55 \text{ K}. \quad (36a)$$

Wpływ elektrycznej rezystancji obudowy jest pomijalny. Uwzględnienie jej daje wzrost temperatury równy ca 0,01 K.

4.3. Temperatura złącza lasera homozłączowego w stanie ustalonym

Dla bardzo długich odcinków czasu, tj. takich, dla których droga termicznej dyfuzji jest znacznie większa od linowych rozmiarów lasera:

$$L_D = \sqrt{\kappa t} \gg a, \quad (37)$$

można pominąć wpływ pojemności cieplnej. Wówczas równanie (14) zredukuje się do postaci:

$$\lambda(T) \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = -g. \quad (38)$$

Równanie to można rozwiązać, nie zakładając stałości współczynnika przewodności cieplnej $\lambda(T)$, a tylko uciekając się do aproksymacji (patrz rys. 5) dla wysokich temperatur przez związek:

$$\lambda(T) = \frac{\alpha}{T}, \quad (39)$$

gdzie $\alpha = 160 \text{ W/cm}$ [24], [36].

a) *Rozwiązanie podane przez S. Maybura* [13]

W obliczeniach temperatury złącza S. Mayburg uwzględnił tylko strumień ciepła powstającego w procesach niepromienistej rekombinacji i reabsorpcji, pomijając natomiast wpływ elektrycznych rezystancji półprzewodnika, kontaktów i obudowy oraz spadek temperatury w obudowie i kontaktach. Stąd według cytowanego autora temperatura złącza równa się:

$$T(x=0) = T_o \exp[U_{jj}(1-\eta_{ext})a/\alpha]. \quad (40)$$

Podstawiając dane liczbowe z Dodatku otrzymujemy dla przypadku jednostronnego odprowadzenia ciepła:

$$T_M \simeq 533 \text{ K}, \quad (41)$$

a dla lasera symetrycznego:

$$T_M \simeq 400 \text{ K}. \quad (41a)$$

b) *Rozwiązanie podane przez W. Susaki* [16]

W. Susaki w swoich rozważaniach uwzględnił wszystkie źródła ciepła omówione w rozdziale 2 z wyjątkiem 3c), tzn. ciepła Joule'a generowanego podczas przepływu prądu elektrycznego przez rezystancję obudowy. Jak obliczono jednak w rozdziale 4.2, wpływ tego czynnika na temperaturę złącza jest znikomy. Cytowany autor pominął w swych obliczeniach istnienie termicznej oporności kontaktów Q_c , ograniczając się do obliczenia spadku temperatury w obudowie przy przepływie sumarycznego strumienia ciepła przez oporność rozpraszania Q_{HS} .

Temperatura złącza według W. Susaki jest określona następującą zależnością:

$$\begin{aligned} T(x=0) &= \left\{ T_o + Q_{HS}WL \left[\frac{1}{2} q_{12} + q_{3a} + q_{3c} \right] \right\} \exp \left\{ \frac{a}{2\alpha} \left[q_{12} + q_{3a} \right] \right\} = \\ &= \left\{ T_o + \frac{L}{\lambda_{HS}\gamma} \left[\frac{1}{2} U_{jj}(1-\eta_{ext}) + j^2 \varrho_s a + j^2 \varrho_c a_c \right] \right\} \exp \left\{ \frac{a}{2\alpha} [U_{jj}(1-\eta_{ext}) + j^2 \varrho_s a] \right\} \end{aligned} \quad (42)$$

Zależność ta została wyprowadzona dla przypadku lasera cechującego się najmniejszą efektywnością odpływu ciepła, tzn. lasera symetrycznego. Dla lasera rzeczywistego, w którym złącze jest umieszczone bliżej jednego z kontaktów, proces odprowadzania ciepła będzie znacznie intensywniejszy, a temperatura złącza niższa.

Podstawiając do zależności (42) dane liczbowe podane w Dodatku, otrzymujemy:

$$T_s \simeq 750 \text{ K}. \quad (43)$$

Dominujący wkład mają tutaj strumienie q_{12} i q_{3a} , odpowiednio ca 70% i 30%. Wkład strumienia q_{3b} wynosi około 0,01% i jest pomijalny.

c) *Rozwiązanie podane przez B. Mrozewicza* [24], [36]

B. Mrozewicz przeanalizował wpływ wszystkich, podanych w rozdziale 2, źródeł ciepła na temperaturę złącza typowego lasera homozłączonego, znajdującego się w tem-

peraturze 77 K. Według tej analizy udział poszczególnych strumieni w strumieniu sumarycznym był następujący [36]:

$$q_{12} - 76\%, \quad q_{3a} - 1,7\%, \quad q_{3b} - 22,2\%, \quad q_{3c} - 0,1\%,$$

cytowany autor mógł więc, przy wyprowadzeniu wzoru na temperaturę złącza lasera półprzewodnikowego znajdującego się w temperaturze ciekłego azotu, pominąć z dobrym przybliżeniem istnienie strumienia q_{3a} . Wpływ tego strumienia był później rozpatrzony w pracy [24]. Pominięcie strumienia q_{3c} nie wpływało na istotne uproszczenie zagadnienia, dlatego został on w dalszych przekształceniach uwzględniony.

B. Mroziewicz rozpatrzył też, w przeciwieństwie do W. Susaki, spadek temperatury przy przepływie strumienia ciepłego przez termiczną oporność kontaktów Q_c :

$$Q_c = \frac{a_c}{\lambda_c L W}, \quad (44)$$

gdzie: a_c — grubość kontaktu, λ_c — współczynnik przewodności cieplnej materiału kontaktu.

Otrzymana zależność ma następującą postać [24], [36]:

$$\begin{aligned} T(x=0) &= \\ &= \left\{ T_o + \frac{1}{2} Q_c L W (q_{12} + q_{3b}) + Q_{HS} L W \left(\frac{1}{2} q_{12} + q_{3b} + \frac{1}{2} q_c \right) \right\} \exp \left[\frac{q_{12}}{2\alpha} a \right] = \\ &= \left\{ T_o + \frac{a_c}{2\lambda_c} [U_j j (1 - \eta_{ext}) + q_c a_c j^2] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{L}{\lambda_{HS} \gamma} \left[\frac{1}{2} U_j j (1 - \eta_{ext}) + q_c a_c j^2 + \frac{Q_{HS} L j^2}{4\gamma} \right] \right\} \exp \left[\frac{U_j j (1 - \eta_{ext}) a}{2\alpha} \right]. \quad (45) \end{aligned}$$

Podstawiając dane liczbowe podane w Dodatku, otrzymujemy temperaturę złącza typowego lasera symetrycznego w stanie ustalonym:

$$T_M = 646 \text{ K}. \quad (46)$$

Duża różnica między tą wartością temperatury a wartością (43) obliczoną według wzoru W. Susaki wynika z faktu pominięcia przez B. Mroziewicza strumienia q_{3a} . Udział tego strumienia, wynoszący w temperaturze 77 K około 1,7% [36], zwiększył się w temperaturze 300 K, jak wynika z obliczeń w punkcie b) rozdziału 4.3, do około 30%. Dlatego wzór B. Mroziewicza, choć najdokładniejszy ze znanych w temperaturze 77 K, jest obarczony dużym błędem w temperaturze pokojowej. Należy przy tym pamiętać, że także wzór W. Susaki [42] nie jest w tej temperaturze dokładny, gdyż pomija istnienie termicznej oporności kontaktów Q_c .

Porównując wzory W. Susaki (42) i B. Mroziewicza (45) można w sposób czysto formalny uzupełnić brakujące wyrazy. Otrzymamy wówczas:

$$\begin{aligned} T(x=0) &= \\ &= \left[T_o + Q_c L W \left(\frac{1}{2} q_{12} + q_{3a} + \frac{1}{2} q_{3b} \right) + Q_{HS} L W \left(\frac{1}{2} q_{12} + q_{3a} + q_{3b} + \frac{1}{2} q_{3c} \right) \right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \times \exp \left[\frac{a}{2\alpha} (q_{12} + q_{3a}) \right] = & \left\{ T_o + \frac{a_c}{\lambda_c} \left[\frac{1}{2} U_{jj} (1 - \eta_{ext}) + j^2 \varrho_s a + \frac{1}{2} j^2 \varrho_c a_c \right] + \right. \\ & + \frac{L}{\lambda_{HS} \gamma} \left[\frac{1}{2} U_{jj} (1 - \eta_{ext}) + j^2 \varrho_s a + j^2 \varrho_c a_c + \frac{\varrho_{HS} L j^2}{4\gamma} \right] \Bigg\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{a}{2\alpha} \left[(1 - \eta_{ext}) U_{jj} + j^2 \varrho_s a \right] \right\}. \quad (47) \end{aligned}$$

To długie wyrażenie można znacznie uprościć, pomijając strumienie q_{3b} i q_{3c} o znikomym wpływie na temperaturę złącza. Wówczas:

$$\begin{aligned} T(x=0) = & \\ = & \left\{ T_a + LW(Q_c + Q_{HS}) \left(\frac{1}{2} q_{12} + q_{3a} \right) \right\} \exp \left\{ \frac{a}{2\alpha} (q_{12} + q_{3a}) \right\} = \\ = & \left\{ T_o + \left[\frac{a_c}{\lambda_c} + \frac{L}{\lambda_{HS} \gamma} \right] \left[\frac{1}{2} U_{jj} (1 - \eta_{ext}) + j^2 \varrho_s a \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{a}{2\alpha} \left[(1 - \eta_{ext}) U_{jj} + j^2 \varrho_s a \right] \right\}. \quad (48) \end{aligned}$$

Podstawiając dane liczbowe z Dodatku, otrzymujemy:

$$T_D \simeq 782 \text{ K}. \quad (49)$$

Jest to temperatura hipotetycznego lasera symetrycznego, ponieważ wartość ta znacznie przewyższa dopuszczalną temperaturę pracy laserów i laser rzeczywisty nie osiągnąłby jej, ulegając już wcześniej zniszczeniu. Obliczono ją w celu porównania własności laserów homo- i heterozłączowych pracujących w sposób ciągły. Przy jej pomocy można również określić błąd, jaki się popełnia przy stosowaniu dla pracy w temperaturze pokojowej wzorów S. Mayburga (40), W. Susaki (42) i B. Mrozewicza (45), wyprowadzonych dla niskiej temperatury otoczenia.

5. TERMICZNA OPORNOŚĆ LASERÓW ZŁĄCZOWYCH

W przypadku pracy ciągłej w laserach złączowych powstanie po odpowiednio długim czasie pewien ustalony rozkład temperatury. Temperatura złącza lasera, podobnie jak to było dla innych przyrządów półprzewodnikowych [50 ÷ 52], będzie wtedy określona prostą zależnością [17, 20, 34, 53]:

$$T(x=0) = PQ_T, \quad (50)$$

gdzie:

P — moc płaskiego źródła ciepła umiejscowionego w złączu,

Q_T — termiczna oporność lasera złączowego, którą można traktować, z wyjątkiem pewnych szczególnych przypadków, jako stałą [52].

Oporność termiczna jednorodnej warstwy o grubości a i powierzchni A jest równa [54]:

$$Q_T = \frac{a}{A \cdot \lambda}, \quad (51)$$

gdzie λ — współczynnik przewodności termicznej materiału warstwy.

Całkowita oporność termiczna przyrządu składającego się z kilku warstw o opornościach Q_{Ti} , analogicznie do szeregowego połączenia rezystancji, równa się [54]:

$$Q_T = \sum_i Q_{Ti}. \quad (52)$$

Można więc stąd wyprowadzić wzór na oporność termiczną lasera złączowego z jednostronnym odprowadzeniem ciepła [55 ÷ 56]:

$$Q_{TL} = \sum_i \frac{a_i}{\lambda_i A} + Q_{HS}, \quad (53)$$

gdzie: a_i i λ_i oznaczają odpowiednio grubości i współczynniki przewodności termicznej kolejnych warstw na drodze od złącza do obudowy.

Termiczna oporność rozproszenia obudowy Q_{HS} jest podawana zazwyczaj w jednej z dwóch postaci:

1) H. C. Torrey'a i Ch. A. Whitmera [48]:

$$Q_{HS} = \frac{\ln(4L/W)}{2\pi\lambda_{HS}L} \quad (\text{dla } L \gg W), \quad (54)$$

gdzie: L i W oznaczają odpowiednie wymiary podstawy lasera, a λ_{HS} — współczynnik przewodności termicznej materiału obudowy;

zależność tę stosowali J. C. Dymant i L. A. D'Asaro [30], J. C. Dymant i inni [22], D. Pawlik i H. Meixner [55] oraz H. Meixner i R. Unger [56];

2) R. W. Keyesa [20] (patrz rozdział 4.2):

$$Q_{HS} = \frac{K(1 - W^2/L^2)}{2\pi^{1/2}\lambda_{HS}L} \quad (55)$$

gdzie K jest pewną całkową funkcją eliptyczną [40].

Ze wzoru tego oprócz autora korzystali M. H. Pilkuhn i H. S. Rupprecht [34], W. Susaki [16] oraz B. Mroziewicz [24].

Zagadnieniem termicznej oporności rozproszenia obudowy dla przyrządu z podstawą okrągłą zajął się D. P. Kennedy [49], a dla szczególnego przypadku obudowy diamentowej — R. L. Bernick [57] oraz ostatnio W. B. Joyce [58].

6. PODSUMOWANIE

Problem określenia temperatury złącza jest w procesie projektowania laserów półprzewodnikowych zagadnieniem niezwykle ważnym, ze względu na jej duży wpływ na szereg własności tych przyrządów. Był on rozwiązywany przez wielu autorów. Ograniczali się oni jednakże tylko do pracy lasera w niskich temperaturach, ponieważ w tym czasie tylko w takich warunkach można było uzyskać działanie ciągłe.

Lasery heterozłączowe pracują obecnie w temperaturach otoczenia znacznie przewyższających pokojową. Powstała więc konieczność ponownego przeanalizowania zagadnienia rozprzysy ciepła w tych nowych warunkach.

W niniejszej pracy rozpatrzono działanie lasera homozłączowego GaAs w celu porównania otrzymanych wyników z danymi, dotyczącymi laserów heterozłączowych, o których autor przygotowuje następną publikację.

Uzyskane w wyniku obliczeń wartości ustalonej temperatury złącza znacznie prze-

wyższą dopuszczalną temperaturę pracy laserów homozłączowych. Jest to zgodne z rzeczywistym stanem rzeczy, ponieważ dotychczas nie udało się osiągnąć ciągłej pracy tych laserów w temperaturze pokojowej, a maksymalna temperatura otoczenia podczas takiej pracy wynosiła 202,5 K [30].

W rozdziale 4 przeanalizowano znane dotychczas rozwiązania zagadnienia rozprężu ciepła w laserach złączowych, zwracając szczególną uwagę na wartość błędu, jaki się popełnia przy stosowaniu tych wzorów dla pracy w temperaturze pokojowej. Podano też rozwiązanie pełne, najogólniejsze, uwzględniające wszystkie źródła ciepła oraz wszystkie oporności termiczne w obszarze lasera.

Podziękowanie. Autor pragnie podziękować doc. dr hab. inż. Bohdanowi Mroziewiczowi za stałą pomoc podczas opracowywania zagadnień dotyczących termicznych własności laserów złączowych.

D o d a t e k

Wykaz wartości liczbowych stosowanych w obliczeniach

Oznaczenia	Wartość liczbowa	Jednostka	Literatura	U w a g i
a	$\begin{cases} 50 \\ 80 \end{cases}$	μm μm		dla lasera symetrycznego dla lasera niesymetrycznego
a_c	5	μm		
a_s	100	μm		
c	$\begin{cases} 50 \\ 20 \end{cases}$	μm μm		dla lasera symetrycznego dla lasera niesymetrycznego
C	1,73	J/K cm ³	[15]	
d'	4	μm	[11]	
j	30 000	A/cm ²	[23]	
L	300	μm		
$Q_c(\text{In})$	2,39	K/W		wzór (44)
$Q_{HS}(\text{Cu})$	12,5	K/W		wzór (31)
T_o	300	K		
U_j	1,43	V	[18]	
W	80	μm		
α	160	W/cm	[36]	
η_{ext}	0,15		[18]	
γ	2,5		[20]	$\gamma \left(1 - \frac{80^2}{300^2}\right) \approx \gamma(0,93)$
κ	0,271	cm ² /s	[15]	
$\kappa_c(\text{In})$	0,5145	cm ² /s	[59 ÷ 60]	$0,87/0,2323 \cdot 7,28 \approx 0,5145$
λ	0,47	W/cm K	[15]	
$\lambda_c(\text{In})$	0,87	W/cm K	[59]	
$\lambda_{HS}(\text{Cu})$	3,98	W/cm K	[61]	$0,95 \text{ cal s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1} \approx 3,98$ W/cm K
ϱ_n	$1,74 \cdot 10^{-3}$	$\Omega \text{ cm}$	[62]	dla $n = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
ϱ_p	$6,25 \cdot 10^{-3}$	$\Omega \text{ cm}$	[63]	dla $p = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
$\varrho_c(\text{In})$	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$\Omega \text{ cm}$	[59]	
$\varrho_{HS}(\text{Cu})$	$1,55 \cdot 10^{-6}$	$\Omega \text{ cm}$	[59]	

LITERATURA

1. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., G. Lasher, *Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions*, Appl. Phys. Lett., **1**, 3, 62—64, 1962.
2. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeigler, *Semiconductor maser of GaAs*, Appl. Phys. Lett., **1**, 4, 91—92, 1962.
3. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, *Coherent light emission from GaAs junctions*, Phys. Rev. Lett., **9**, 9, 366—368, 1962.
4. B. Mrozwicz, *Lasery półprzewodnikowe*, WNT, Warszawa 1967
5. L. A. D'Asaro, J. E. Ripper, *Junction lasers*, Physics Today, **42**, 3, 42—48, 1971.
6. M. B. Panish, I. Hayashi, S. Sumski, *A technique for the preparation of low-threshold room-temperature GaAs laser diode structures*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), QE-5, 4, 210—211, 1969.
7. I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, *A low-threshold room-temperature injection laser*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), QE-5, 4, 211—212, 1969.
8. H. Kressel, H. Nelson, *Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room-temperature*, RCA Review, **30**, 1, 106—113, 1969.
9. H. Nelson, H. Kressel, *Improved red and infrared light emitting $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ laser diodes using the close-confinement structure*, Appl. Phys. Lett., **15**, 1, 7—9, 1969.
10. Z. I. Alfërov, V. M. Andreev, E. L. Portnoj, M. K. Trukan, *Inžekcionnye lazery na osnove geteroperechodov v sisteme Al-As-GaAs s nizkim porogom generacii pri komnatnoj temperature*, Fiz. Tech. Poluprovod., **3**, 9, 1328—1332, 1969.
11. R. F. Broom, *Transient temperature distribution in diode lasers and the time duration of the output pulse at 300°K*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), QE-4, 4, 135—140, 1968.
12. K. Konnerth, *Junction heating in GaAs injection lasers*, Proc. IEEE, **53**, 4, 397—398, 1965.
13. S. Mayburg, *Temperature limitation on continuous operation of GaAs lasers*, J. appl. Phys., **34**, 11, 3417—3418, 1963.
14. W. E. Engeler, M. Garfinkel, *Temperature effects in coherent GaAs diodes*, J. appl. Phys., **34**, 9, 2746—2750, 1963.
15. W. E. Engeler, M. Garfinkel, *Thermal characteristics of GaAs laser junctions under high power pulsed conditions*, Solid-St. Electron., **8**, 7, 585—604, 1965.
16. W. Susaki, *Current dependence of junction temperature in cw operated GaAs laser diodes*, Jap. J. appl. Phys., **6**, 8, 977—981, 1967.
17. C. H. Gooch, *The thermal properties of gallium arsenide laser structures*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), QE-4, 4, 140—143, 1968.
18. C. H. Gooch, *The properties of gallium arsenide p-n junction lasers*, Gallium Arsenide Lasers, ed. C. H. Gooch, Wiley Interscience, London (New York) Sydney Toronto, 1969.
19. G. Lasher, F. Stern, *Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors*, Phys. Rev. **133**, 2A, A553-A563, 1964.
20. R. W. Keyes, *Thermal problems of the injection laser*, IBM J. Res. Develop., **9**, 4, 303—314, 1965.
21. R. W. Keyes, *Thermal problems of the pulsed injection laser*, IBM J. Res. Develop., **14**, 2, 158—167, 1970.
22. J. C. Dymont, J. E. Ripper, T. H. Zachos, *Optimum stripe width for continuous operation of GaAs junction lasers*, J. appl. Phys., **40**, 4, 1802—1808, 1969.
23. I. Hayashi, M. B. Panish, *GaAs- $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ heterostructure injection lasers which exhibit low thresholds at room temperature*, J. appl. Phys., **41**, 1, 150—163, 1970.
24. B. Mrozwicz, *Generacja promieniowania ciągłego w laserach złączowych*, Prace ITE, **5**, 6, 1972.
25. H. Kressel, H. F. Lockwood, F. Z. Hawrylo, *Large-optical-cavity (AlGa)As-GaAs heterojunction laser diode: Threshold and efficiency*, J. appl. Phys., **43**, 2, 561—567, 1972.
26. J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey 1971.
27. E. Kącki, *Termokineetyka*, WNT, Warszawa 1967.

28. H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford, 1959.
29. W. E. Howard, F. F. Fang, F. H. Dill, Jr., M. I. Nathan, *CW operation of a GaAs injection laser*, IBM J. Res. Develop., **7**, 1, 74—75, 1963.
30. J. C. Dymant, L. A. D'Asaro, *Continuous operation of GaAs junction lasers on diamond heat sinks at 200°K*, Appl. Phys. Lett., **11**, 9, 292—294, 1967.
31. J. E. Ripper, J. C. Dymant, L. A. D'Asaro, T. L. Paoli, *Stripe-geometry double heterostructure junction lasers: mode structure and cw operation above room temperature*, Appl. Phys. Lett., **18**, 4, 155—157, 1971.
32. M. B. Panish, H. C. Casey, Jr., S. Sumski, P. W. Foy, *Reduction of threshold current density in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructure lasers by separate optical and carrier confinement*, Appl. Phys. Lett., **22**, 11, 590—591, 1973.
33. G. J. Lasher, W. V. Smith, *Thermal limitations on the energy of a single injection laser light pulse*, IBM J. Res. Develop., **8**, 5, 532—536, 1964.
34. M. H. Pilkuhn, H. S. Rupprecht, *Junction heating of GaAs injection lasers during continuous operation*, IBM J. Res. Develop., **9**, 5—6, 400—404, 1965.
35. T. Gonda, H. Junker, M. F. Lamorte, *Time-resolved spectral output of pulsed GaAs lasers*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), **QE-1**, 4, 159—163, 1965.
36. B. Mroziewicz, *Warunki wzbudzenia lasera złączonego przy zasilaniu prądem stałym*, Prace ITE, **1**, 13, 1968.
37. A. E. Hichel, E. J. Walker, H. I. Nathan, *Determination of the active region in light-emitting GaAs diodes*, IBM J. Res. Develop., **7**, 1, 70—75, 1963.
38. Ž. I. Alfërov, V. M. Andreev, V. I. Murygin, V. I. Stremin, *Issledovanie getero-perechodov i p-n-perechodov v sisteme AlAs-GaAs s pomošč'ju rastrovogo elektronogo mikroskopa — mikroanalizatora*, Fiz. Tech. Poluprovod., **3**, 10, 1470—1477, 1969.
39. K. L. Ashley, F. H. Doerbeck, *Investigation of gallium arsenide emission diode characteristics with transistor structures*, J. appl. Phys., **42**, 11, 4493—4499, 1971.
40. L. W. James, G. A. Antypas, J. Edgecumbe, R. L. Moon, R. L. Bell, *Dependence on crystalline face of the band bending in Cs₂O — activated GaAs*, J. appl. Phys., **42**, 12, 4976—4980, 1971.
41. H. Schade, H. Nelson, H. Kressel, *Efficient photoemission from Ge-doped GaAs grown by liquid-phase epitaxy*, Appl. Phys. Lett., **18**, 4, 121—122, 1971.
42. M. Ettenberg, H. Kressel, S. L. Gilbert, *Minority carrier diffusion length and recombination lifetime in GaAs: Ge prepared by liquid-phase epitaxy*, J. appl. Phys., **44**, 2, 827—831, 1973.
43. C. H. Gooch, *Transient thermal effects in gallium arsenide injection lasers*, Physics Letters, **16**, 1, 5—6, 1965.
44. M. H. Pilkuhn, H. Rupprecht, *Optical and electrical properties of epitaxial and diffused GaAs injection laser*, J. appl. Phys., **38**, 1, 5—10, 1967.
45. R. O. Carlson, G. A. Slack, S. J. Silverman, *Thermal conductivity of GaAs and GaAs_{1-x}P_x laser semiconductors*, J. appl. Phys., **36**, 2, 505—507, 1965.
46. B. Mroziewicz, *Termiczne aspekty możliwości wzbudzenia lasera złączonego zasilanego prądem stałym*, Prace ITE, **1**, 32, 1968.
47. E. Jahnke, F. Emde, *Tables of functions*, Dover/New York, 1945.
48. H. C. Torrey, Ch. A. Whitmer, *Crystal Rectifiers*, Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York/London 1948, p. 427.
49. D. P. Kennedy, *Spreading resistance in cylindrical semiconductor devices*, J. appl. Phys., **31**, 8, 1490—1497, 1960.
50. B. Reich, *Measurement of transistors thermal resistance*, Proc. IRE, **45**, 6, 1958, 1204—1207.
51. P. R. Strickland, *The thermal equivalent circuit of transistor*, IBM J. Res. Develop., **3**, 1, 1959, 35—45.
52. C. Popescu, *Selfheating and thermal runaway phenomena in semiconductor devices*, Solid-State Electronics (Great Britain), **13**, 4, 1970, 441—450.

53. T. Tsukada, R. Ito, H. Nakashima, O. Nakada, *Mesa-stripe-geometry double-heterostructure injection lasers*, IEEE J. Quant. Electron. (New York), QE-9, 2, 1973, 356—361.
54. N. L. Potter, *An electrical analogue for heat flow problems in semiconductors*, Electronic Engineering, 31, 378, 1959, 454—457.
55. D. Pawlik, H. Meixner, *Doppel-Hetero-Strukturlaser für optische Nachrichtenübertragung*, Siemens. Forsch. u. Entwickl. Berichte, 2, 4, 1973, 210—217.
56. H. Meixner, R. Unger, *Optical method for determination of the thermal resistivity of laser diodes*, Siemens Forsch. u. Entwickl. Berichte, 3, 3, 1974, 190—194.
57. R. L. Bernick, *Temperature profile and thermal spreading resistance for a semiinfinite type-IIa-diamond heat sink*, Electr. Lett., 8, 7, 1972, 180—181.
58. W. B. Joyce, *Thermal resistance of heat sinks with temperature-dependent conductivity*, Solid-State Electronics (Great Britain), 18, 4, 1975, 321—322.
59. American Institute of Physics Handbook, Dwight E. Gray Coordinating Ed., Mc Graw — Hill Book Company, 1972.
60. M. Jeżewski, J. Kalisz, *Tablice wielkości fizycznych*, PWN, Warszawa 1957.
61. W. Wojtowicz, *Tablice matematyczno-fizyczne czterocyfrowe*, PZWS, Warszawa 1962.
62. L. R. Weisberg, J. R. Woolston, M. Glicksman, *Electron mobilities in gallium arsenide*, J. appl. Phys., 29, 10, 1514—1515, 1958.
63. C. H. Gooch, *Mobility in heavily doped gallium arsenide*, Phys. Lett., 14, 3, 183—184, 1965.

W. NAKWASKI

INCREASE IN TEMPERATURE OF GaAs HOMOJUNCTION LASERS ACTIVE LAYER IN STEADY STATE

Summary

There is discussed in this paper the thermal problem of injection laser during its continuous work at room temperature. The thermal conduction equation as well as boundary conditions and initial condition are analyzed. The solution of the problem of steady-state spreading of heat in a homojunction laser diode is given and compared to other solutions of that kind known in literature.

W. NAKWASKI

ACCROISSEMENT DE LA TEMPÉRATURE DE LA RÉGION ACTIVE DES LASERS HOMOJOINTS GaAs DANS LE RÉGIME ÉTABLI

Résumé

L'article décrit le problème thermique dans le laser homojoint pendant son travail continu à température ambiante. On a analysé l'équation de la conductibilité thermique ainsi que les conditions initiale et aux limites dans la région du laser. On a donné la résolution du problème de la répartition établie de la chaleur dans le laser homojoint et on l'a comparé avec les autres relations connues des publications.

W. NAKWASKI

TEMPERATURANSTIEG DES AKTIVEN BEREICHES VON HOMOVERBINDUNGSLASERN GaAs IM STATIONÄREN ZUSTAND

Zusammenfassung

Im Artikel werden die Thermoprobleme im Verbindungslaser bei kontinuierlicher Arbeit in Zimmertemperatur besprochen. Es wurden die Formel für die Wärmeleitfähigkeit sowie die Rand- und Anfangsbedingungen

ten im Bereich des Lasers analysiert. Die Lösung des Problems der stationären Wärmeausbreitung im Homoverbindungs-laser wurde angeführt und mit anderen Abhängigkeiten verglichen, die in der Fachliteratur bekannt sind.

В. НАКВАСКИ

НАГРЕВ АКТИВНОЙ ЗОНЫ АРСЕНИДО-ГАЛИЕВОГО ГОМОПЕРЕХОДНОГО
ЛАЗЕРА В УСТАНОВИВШЕМСЯ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Р е з ю м е

В статье описаны термические явления в инжекционном лазере во время непрерывной работы в комнатной температуре. Проанализированы уравнение теплопроводности, краевые условия и начальное условие. Приведено решение вопроса стационарного распределения тепла в гомопереходном лазере и сравнения с другими зависимостями, известными из технической литературы.

Analiza wpływu niedokładności pomiarów na błędy modelowania dwuzaciskowych elementów elektronicznych

JÓZEF STANCLIK (WROCŁAW)

Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej

Otrzymano 11.8.1975

W pracy rozpatrzono wpływ niedokładności pomiarów na błędy określenia wartości elementów schematu zastępczego dwójnika w trzech, najważniejszych w praktyce przypadkach modelowania. Sposób korzystania z wyprowadzonych zależności zilustrowano na przykładzie diody półprzewodnikowej.

1. WPROWADZENIE

Uniwersalne programy analizy sieci elektrycznych można stosować do projektowania układów elektronicznych pod warunkiem zastąpienia rzeczywistych elementów elektronicznych schematami zastępczymi, zbudowanymi z idealnych elementów strukturalnych sieci elektrycznych. Schematy takie nazywane będą modelami sieciowymi (lub krócej modelami), a czynności związane z ich uzyskaniem modelowaniem sieciowym (lub krócej modelowaniem) elementów elektronicznych.

Modelowanie sieciowe wykonywane jest na podstawie danych dotyczących właściwości elementu elektronicznego (charakterystyki, parametry). Dane te uzyskuje się najczęściej na drodze pomiarowej. Pojawiają się wówczas problemy związane z dokładnością modelowania:

- jakie błędy w określeniu wartości elementów schematu zastępczego są wynikiem niedokładności pomiarów,
- dla jakich wymuszeń należy wykonywać pomiary, aby przy znanej ich dokładności uzyskać najmniejsze błędy modelowania elementu elektronicznego,
- jaka powinna być dokładność pomiarów, aby uzyskać wymaganą dokładność modelowania.

W przypadku dwójnika zadanie modelowania sprowadza się do rozwiązania względem x równań [2, 7, 10]

$$y_i = f(x, w_i); \quad i \in \{1, 2, \dots, m\}, \quad (1)$$

lub

$$y_i = f(x, w_i, y_i); \quad i \in \{1, 2, \dots, m\}, \quad (2)$$

gdzie:

x — l -wymiarowy wektor parametrów modelu,

w_i — wielkość wejściowa (wymuszenie) zmierzona w i -tym pomiarze,

y_i — wielkość wyjściowa (odpowiedź) zmierzona w i -tym pomiarze.

Dla uzyskania jednoznaczności wyznaczania wektora $\mathbf{x}$ wystarczy (przy stosunkowo słabych założeniach o funkcji f) l różnych parami pomiarów wielkości wejściowej i wyjściowej. Granice zakresu zmian wielkości wejściowej w'_i oraz w''_i wynikają z wartości granicznych napięcia, prądu, mocy dwójnika, z możliwości zastosowanych przyrządów pomiarowych (zakresy pomiarowe) lub z innych przyczyn pośrednio wpływających na wyniki pomiarów (np. wpływ temperatury).

Dalsze rozważania dotyczyć będą szczególnego przypadku modelowania dwójnika, kiedy każdą ze składowych x_i wektora $\mathbf{x}$ wyznaczyć można niezależnie od innych z jednego pomiaru (tak jak parametr K_d modelu diody półprzewodnikowej — patrz p. 3), lub gdy znane są dokładne wartości wszystkich parametrów modelu oprócz jednego (np. przy weryfikacji modelu znanego z literatury).

Wielkości wejściowa w_i i wyjściowa y_i uzyskiwane są z pomiaru i obciążone błędami [3]:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta w_i}{w_i} &= \varphi(w_i), \\ \frac{\Delta y_i}{y_i} &= \psi(y_i).\end{aligned}\quad (3)$$

W dalszym ciągu jako $\varphi(w_i)$ i $\psi(y_i)$ będą rozumiane błędy przyrządów pomiarowych. Błędy metody można bowiem uwzględnić w wynikach pomiarów za pomocą odpowiednich poprawek.

Dla rozwiązania pierwszego problemu należy obliczyć wartość $\xi_i(w_i) = \left| \frac{\Delta x_i}{x_i} \right|$ dla danego wymuszenia w_i oraz $i \in \{1, \dots, l\}$. Odpowiedź na drugie pytanie wiąże się z badaniem funkcji $\xi_i(w_i)$, polegającym na poszukiwaniu w_i^* takiego, że

$$\xi_i(w_i^*) = \inf_{w'_i \leq w_i \leq w''_i} \{\xi_i(w_i)\}, \quad (4)$$

gdzie w'_i i w''_i są granicami przedziału zmian wielkości wejściowej.

Trzecie zagadnienie jest najtrudniejsze do rozwiązania. Dokładności przyrządów pomiarowych można dobierać metodą prób i błędów.

2. ANALIZA TEORETYCZNA

Wpływ błędów pomiarów na dokładność wyznaczenia parametrów modelu dwójnika należy zbadać dla trzech, najważniejszych w praktyce przypadków:

I. modelowanie, polegające na rozwiązaniu równań postaci (1), przy czym uzyskanie funkcji odwrotnej

$$x_i = g(\mathbf{x}', w, y), \quad i \in \{1, \dots, l\}, \quad (5)$$

gdzie $\mathbf{x}' = [x_1, x_2 \dots x_{i-1}, x_{i+1}, \dots x_l]^T$,

jest łatwe,

II. modelowanie, polegające na rozwiązaniu równań postaci (1), przy czym uzyskanie funkcji odwrotnej jest trudne,

III. modelowanie polegające na rozwiązaniu równań postaci (2).

Przypadki te zostaną rozpatrzone kolejno.

Przypadek I

Różniczka zupełna dx_i obliczona z równania (5), przy założeniu stałości składowych wektora $\mathbf{x}'$, wyraża się wzorem

$$dx_i = \frac{\partial g(\mathbf{x}', w_i, y_i)}{\partial w_i} dw_i + \frac{\partial g(\mathbf{x}', w_i, y_i)}{\partial y_i} dy_i. \quad (6)$$

Oznaczając

$$\frac{\partial g(\mathbf{x}', w_i, y_i)}{\partial w_i} = g'_{w_i}; \quad \frac{\partial g(\mathbf{x}', w_i, y_i)}{\partial y_i} = g'_{y_i}$$

oraz dzieląc równanie (6) obustronnie przez x_i , otrzymujemy

$$\frac{dx_i}{x_i} = \frac{1}{x_i} \cdot g'_{w_i} \cdot w_i \cdot \frac{dw_i}{w_i} + \frac{1}{x_i} \cdot g'_{y_i} \cdot y_i \cdot \frac{dy_i}{y_i}.$$

Przechodząc do przyrostów skończonych i korzystając z oznaczeń (3) i (4), mamy

$$\frac{\Delta x_i}{x_i} \approx \xi'_i(w_i) = \frac{1}{x_i} \cdot g'_{w_i} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) + \frac{1}{x_i} \cdot g'_{y_i} \cdot y_i \cdot \psi(y_i). \quad (7)$$

Największa wartość błędu wyznaczenia wartości elementu x_i modelu dwójnika uzależniona jest od błędów pomiarów za pomocą zależności

$$\left| \frac{\Delta x_i}{x_i} \right| \approx \xi_i(w_i) = \frac{1}{|x_i|} \{ |g'_{w_i} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i)| + |g'_{y_i} \cdot y_i \cdot \psi(y_i)| \}. \quad (8)$$

Badanie funkcji $\xi_i(w_i)$ jest kłopotliwe. Łatwiej jest znaleźć punkty w_{ij}^* , w których funkcja $\xi'_i(w_i)$ przyjmuje wartości ekstremalne, a następnie wybrać najmniejszą liczbę ze zbioru

$$\left\{ \lim_{w_i = w_{i1}'} |\xi'_i(w_i)|; \lim_{w_i = w_{i1}''} |\xi'_i(w_i)|; |\xi'_i(w_{i1}^*)|; |\xi'_i(w_{i2}^*)|; \dots |\xi'_i(w_{ij}^*)|; \dots \right\}.$$

Dalej należy określić wartość w_{ij}^* , odpowiadającą liczbie wybranej ze zbioru.

Warunkiem koniecznym ekstremum funkcji $\xi'_i(w_i)$ jest

$$\frac{\partial}{\partial w_i} \left(\frac{\Delta x_i}{x_i} \right) = 0.$$

W analizowanym przypadku obliczenie punktów ekstremalnych w_{ij}^* sprowadza się do rozwiązywania względem w_i układu równań

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{x_i} \left[g''_{w_i w_i} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) + g'_{w_i} \cdot \varphi(w_i) + g''_{w_i y_i} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) + g'_{w_i} \cdot w_i \cdot \varphi'_{w_i}(w_i) + \right. \\ \left. + g'_{y_i} \cdot f'_{w_i} \cdot \psi(y_i) + g'_{y_i} \cdot y_i \cdot f'_{w_i} \cdot \psi'_{y_i}(y_i) \right] = 0, \\ y_i = f(\mathbf{x}, w_i). \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Przypadek II

Dla obliczenia różniczki zupełnej tworzona jest funkcja

$$F(\mathbf{x}, w_i, y_i) = y_i - f(\mathbf{x}, w_i) = 0.$$

Różniczka zupełna tej funkcji

$$dF(\mathbf{x}, w_i, y_i) = \sum_{i=1}^l \frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial x_i} dx_i + \frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial w_i} dw_i + \frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial y_i} dy_i = 0,$$

przy czym:

$$\frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial x_i} = - \frac{\partial f(\mathbf{x}, w_i)}{\partial x_i} = -f'_{xi}, \quad i \in \{1, \dots, l\},$$

$$\frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial w_i} = - \frac{\partial f(\mathbf{x}, w_i)}{\partial w_i} = -f'_{wi},$$

$$\frac{\partial F(\mathbf{x}, w_i, y_i)}{\partial y_i} = 1.$$

Przy założeniu stałości składowych wektora $\mathbf{x}'$ można obliczyć dx_i jako

$$dx_i = \frac{1}{f'_{xi}} (dy_i - f'_{wi} \cdot dw_i).$$

Po podzieleniu przez x_i i przejściu do przyrostów skończonych

$$\frac{\Delta x_i}{x_i} \approx \xi'_i(w_i) = \frac{1}{x_i \cdot f'_{xi}} [y_i \cdot \psi(y_i) - w_i \cdot f'_{wi} \cdot \varphi(w_i)]. \quad (10)$$

Błąd $\xi_i(w_i)$ wyraża się zatem zależnością

$$\left| \frac{\Delta x_i}{x_i} \right| \approx \xi_i(w_i) = \frac{1}{|x_i \cdot f'_{xi}|} \{ |y_i \cdot \psi(y_i)| + |w_i \cdot f'_{wi} \cdot \varphi(w_i)| \}. \quad (11)$$

Punkty ekstremalne funkcji $\xi'_i(w_i)$ określa się w wyniku rozwiązania układu równań

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{x_i f'_{xi}} \left[\frac{f'_{xi w_i}}{f'_{xi}} \cdot w_i \cdot f'_{wi} \cdot \varphi(w_i) - \frac{f'_{xi w_i}}{f'_{xi}} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) + f'_{wi} \cdot \psi(y_i) + \right. \\ \left. + y_i \cdot \psi'_{yi}(y_i) \cdot f'_{wi} - w_i \cdot f'_{wi w_i} \cdot \varphi(w_i) - f'_{wi} \cdot \varphi_{wi}(w_i) - f'_{wi} \cdot w_i \cdot \varphi'_{wi}(w_i) \right] = 0, \\ y_i = f(\mathbf{x}, w_i). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Przypadek III

Błąd modelowania $\xi_i(w_i)$ uzyskuje się w podobny sposób jak w przypadku poprzednim

$$\left| \frac{\Delta x_i}{x_i} \right| \approx \xi_i(w_i) = \frac{1}{|x_i \cdot f'_{xi}|} \{ |(1 - f'_{yi}) \cdot y_i \cdot \psi(y_i)| + |w_i \cdot f'_{wi} \cdot \varphi(w_i)| \}. \quad (13)$$

Punkty ekstremalne funkcji $\xi'_i(w_i)$ obliczyć można jako rozwiązania układu równań

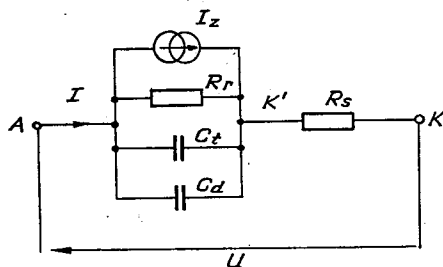
$$\begin{aligned} \frac{1}{x_i \cdot f'_{x_i}} \left[\frac{f''_{x_i w_i}}{f'_{x_i}} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) - \frac{f''_{x_i y_i}}{f'_{x_i}} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) + \frac{f''_{x_i w_i}}{f'_{x_i}} \cdot f'_{w_i} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) + \frac{f''_{x_i y_i}}{f'_{x_i}} \cdot f'_{w_i} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) + \right. \\ \left. + f'_{w_i} \cdot \psi(y_i) + \frac{f''_{x_i y_i}}{f'_{x_i}} \cdot \frac{(f'_{w_i})^2}{1 - f'_{y_i}} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) + f''_{y_i w_i} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) + y_i \cdot \psi'_{y_i}(y_i) \cdot f'_{w_i} - f''_{y_i y_i} \cdot \frac{f'_{w_i}}{1 - f'_{y_i}} \cdot y_i \cdot \psi(y_i) - \right. \\ \left. - f''_{w_i w_i} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) - f'_{w_i} \cdot \varphi(w_i) - f''_{w_i y_i} \cdot \frac{f'_{w_i}}{1 - f'_{y_i}} \cdot w_i \cdot \varphi(w_i) - f'_{w_i} \cdot w_i \cdot \varphi'_{w_i}(w_i) \right] = 0, \quad (14) \\ y_i = f(x, w_i, y_i). \end{aligned}$$

Analityczne rozwiązanie układów równań (9), (12) a szczególnie (14) jest na ogół trudne. Dlatego w praktyce często wygodniej jest znaleźć wykres funkcji $\xi_i(w_i)$ i na tej podstawie zlokalizować punkt, w którym funkcja $\xi_i(w_i)$ przyjmuje najmniejszą wartość.

Sposób korzystania z wyprowadzonych zależności zilustrowany zostanie za pomocą przykładu analizy wpływu błędów pomiarów na niedokładność wyznaczenia wartości elementów schematu zastępczego diody półprzewodnikowej.

3. PRZYKŁAD

Schemat zastępczy diody półprzewodnikowej przedstawiony jest na rys. 1 [1, 5, 6]. Nieliniowe elementy schematu (źródło prądowe, pojemność złączowa i pojemność dyfu-



Rys. 1. Schemat zastępczy diody półprzewodnikowej

zyjna) opisane są równaniami:

$$I_z = I_s \left[\exp \left(\frac{q}{MkT} U_{AK'} \right) - 1 \right], \quad (15)$$

$$C_t = \begin{cases} D \cdot (V_z - U_{AK'})^N & \text{dla } V_z - U_{AK'} > 0,1, \\ D \cdot (0,1)^N & \text{dla } V_z - U_{AK'} \leq 0,1, \end{cases} \quad (16)$$

$$C_d = K_d \cdot I_z, \quad (17)$$

gdzie:

q — ładunek elektronu,

k — stała Boltzmanna,

T — bezwzględna temperatura złącza,

zaś I_s , M , R_s , R_r , D , V_z , N i K_d — parametry modelu diody.

Na podstawie stałoprądowych pomiarów diody można wyznaczyć parametry I_s , M , R_s i R_r [6, 9]. Równanie diody, postaci

$$I = I_s \left\{ \exp \left[\frac{q}{MkT} (U_{AK} - I \cdot R_s) \right] - 1 \right\} + \frac{U_{AK} - I \cdot R_s}{R_s}, \quad (18)$$

odpowiada równaniu (2), w którym $y_i = I$, $w_i = U_{AK}$, zaś $\mathbf{x} = [I_s, M, R_s, R_r, D, V_z, N, K_d]^T$. W celu obliczenia błędów modelowania $\xi_i(w_i)$, $i \in \{1, 2, 3, 4\}$, wyrażenia na pochodne f'_{w_i} , f'_{y_i} , f'_{x_i} , oraz błędy woltomierza i amperomierza $\varphi(w_i)$ i $\psi(y_i)$ należy podstawić do zależności (13). Pochodne wyrażają się wzorami:

$$\begin{aligned} f'_{w_i} &= \frac{x_1}{x_2} \cdot \frac{q}{kT} \cdot \exp \left[\frac{q}{x_2 kT} (w_i - x_3 y_i) \right] + \frac{1}{x_4}; \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}, \\ f'_{y_i} &= -\frac{x_1 x_3}{x_2} \cdot \frac{q}{kT} \exp \left[\frac{q}{x_2 kT} (w_i - x_3 y_i) \right] - \frac{x_3}{x_4}; \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}, \\ f'_{x_1} &= \exp \left[\frac{q}{x_2 kT} (w_1 - x_3 y_1) \right] - 1, \\ f'_{x_2} &= -\frac{x_1}{x_2^2} \cdot \frac{q}{kT} \exp \left[\frac{q}{x_2 kT} (w_2 - x_3 y_2) \right] \cdot (w_2 - x_3 y_2), \\ f'_{x_3} &= -x_1 \cdot y_3 \cdot \exp \left[\frac{q}{x_2 kT} (w_3 - x_3 y_3) \right] \cdot \left(\frac{q}{x_2 kT} - \frac{1}{x_4} \right), \\ f'_{x_4} &= \frac{x_3 \cdot y_4 - w_4}{x_4^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

a funkcje (3) i (4) wzorami [3]

$$\begin{aligned} \varphi_i(w_i) &= \frac{\alpha_i}{w_i} + \beta_i, \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}, \\ \psi_i(y_i) &= \frac{\gamma_i}{y_i} + \delta_i, \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Odpowiednie błędy modelowania oblicza się, jako

$$\begin{aligned} \xi_1(w_1) &= \frac{1}{|x_1(E_1 - 1)|} \cdot \{|A_1 \cdot (\gamma_1 + \delta_1 y_1)| + |B_1 \cdot (\alpha_1 + \beta_1 w_1)|\}, \\ \xi_2(w_2) &= \left| \frac{x_2 kT}{x_1 q E_2 (w_2 - x_3 y_2)} \right| \cdot \{|A_2 \cdot (\gamma_2 + \delta_2 y_2)| + |B_2 \cdot (\alpha_2 + \beta_2 w_2)|\}, \\ \xi_3(w_3) &= \frac{1}{\left| \left(\frac{x_1}{x_2} \cdot \frac{q}{kT} \cdot E_3 + \frac{1}{x_4} \right) x_3 y_3 \right|} \cdot \{|A_3 \cdot (\gamma_3 + \delta_3 y_3)| + |B_3 \cdot (\alpha_3 + \beta_3 w_3)|\}, \\ \xi_4(w_4) &= \left| \frac{x_4}{x_3 \cdot y_4 - w_4} \right| \cdot \{|A_4 \cdot (\gamma_4 + \delta_4 y_4)| + |B_4 \cdot (\alpha_4 + \beta_4 w_4)|\}, \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} E_i &= \exp \left[\frac{q}{x_2 k T} (w_i - x_3 y_i) \right]; \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}, \\ A_i &= 1 + \frac{x_1 x_3}{x_2} \cdot \frac{q}{k T} \cdot E_i + \frac{x_3}{x_4}; \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}, \\ B_i &= \frac{x_1}{x_2} \cdot \frac{q}{k T} \cdot E_i + \frac{1}{x_4}; \quad i \in \{1, 2, 3, 4\}. \end{aligned}$$

Parametry D , V_z i N związane są z pojemnością C_t diody i napięciem $U_{AK'}$ za pomocą równania (16). Parametry te można zatem wyznaczyć na podstawie pomiarów pojemności spolaryzowanej zaporowo diody (przy polaryzacji zaporowej $U_{AK'} \approx U_{AK}$). Równanie (16) odpowiada równaniu (1), w którym $y_i = C_t$ i $w_i = U_{AK}$. Obliczanie funkcji $\xi_i(w_i)$ wykonuje się podobnie jak poprzednio.

Pochodne f'_{w_i} i f'_{x_i} wyrażają się wzorami:

$$\begin{aligned} f'_{w_i} &= -x_5 \cdot x_6 (x_6 - w_i)^{x_7}; \quad i \in \{5, 6, 7\}, \\ f'_{x_5} &= (x_6 - w_5)^{x_7}, \\ f'_{x_6} &= x_5 x_7 (x_6 - w_6)^{x_7} - 1, \\ f'_{x_7} &= x_5 \cdot \ln(x_6 - w_7) \cdot (x_6 - w_7)^{x_7} \end{aligned} \quad (22)$$

Błędy woltomierza i mostka pojemności opisują wzory:

$$\varphi_i(w_i) = \alpha_i/w_i + \beta_i, \quad i \in \{5, 6, 7\}; \quad \psi_i(y_i) = \gamma_i/y_i + \delta_i, \quad i \in \{5, 6, 7\}, \quad (23)$$

zaś błędy modelowania $\xi_5(w_5)$, $\xi_6(w_6)$ i $\xi_7(w_7)$ obliczyć można z zależności, wynikających z (11)

$$\begin{aligned} \xi_5(w_5) &= \left| \frac{x_7}{x_6 - w_5} (\alpha_5 + \beta_5 w_5) \right| + \left| \frac{\gamma_5}{y_5} + \delta_5 \right|, \\ \xi_6(w_6) &= \left| \frac{1}{x_6} (\alpha_6 + \beta_6 w_6) \right| + \left| \frac{x_6 - w_6}{x_6 x_7} \left(\frac{\gamma_6}{y_6} + \delta_6 \right) \right|, \\ \xi_7(w_7) &= \left| \frac{\alpha_7 + \beta_7 \cdot w_7}{(x_6 - w_7) \ln(x_6 - w_7)} \right| + \left| \frac{\gamma_7/y_7 + \delta_7}{x_7 \ln(x_6 - w_7)} \right|. \end{aligned} \quad (24)$$

Równanie (17) odpowiada równaniu (1), w którym $y_i = C_d$, $w_i = I$ (pomiar pojemności C_d wykonuje się dla diody spolaryzowanej w kierunku przewodzenia, dlatego $I \approx I_z$). W tym przypadku łatwo jest uzyskać funkcję odwrotną (5) i pochodne g'_{w_8} , g'_{y_8} , f'_{w_8} .

$$x_8 = \frac{y_8}{w_8}; \quad g'_{w_8} = -\frac{y_8}{w_8^2}; \quad g'_{y_8} = 1/w_8; \quad f'_{w_8} = x_8.$$

Funkcję błędu $\xi_8(w_8)$ oblicza się, jako

$$\xi_8(w_8) = \left| \frac{\alpha_8}{w_8} + \beta_8 \right| + \left| \frac{\gamma_8}{y_8} + \delta_8 \right|.$$

Ekstrema funkcji błędu oblicza się z równania (9)

$$\frac{\partial}{\partial w_8} [\xi'_8(w_8)] = \frac{\alpha_8}{w_8^2} - \frac{\gamma_8}{x_8 \cdot w_8^2} = 0,$$

stąd dla $w_8 \neq 0$ uzyskujemy związek parametrów przyrządów pomiarowych

$$\alpha_8 = \frac{\gamma_8}{x_8}. \quad (25)$$

Jak stąd widać, pomiar należy wykonać dla takiej wartości w_8 , aby wykorzystać w pełni zakres jednego z przyrządów pomiarowych (amperomierza lub mostka pojemności), podczas gdy drugi należy dobrać tak, aby była spełniona zależność (25).

Wobec złożoności wzorów (21) i (23) poszukiwanie punktów ekstremalnych na podstawie zależności (14) i (12) byłoby bardzo uciążliwe, tym bardziej, że określenie prądu diody przy danym napięciu wymaga rozwiązania równania uwikłanego (18). Punktów ekstremalnych poszukiwano na podstawie wykresów funkcji $\xi_i(w_i)$.

Rozwiązanie równania (18) i obliczenie wartości funkcji $\xi_i(w_i)$ dla wielu wartości napięcia na zaciskach diody związane jest z dużym nakładem pracy, dlatego obliczenia te zostały zautomatyzowane. Równanie (18) rozwiązane jest metodą Newtona [4]. Kolejne przybliżenie prądu diody oblicza się na podstawie poprzedniego według zależności

$$I^{(k+1)} = I^{(k)} - J^{-1}[\varphi(I^{(k)})] \cdot \varphi(I^{(k)}), \quad (26)$$

gdzie

$$\varphi(I^{(k)}) = I^{(k)} - I_s \left\{ \exp \left[\frac{q}{MkT} (U_{AK} - I^{(k)} \cdot R_s) \right] - 1 \right\} - \frac{U_{AK} - I^{(k)} R_s}{R_r}, \quad (27)$$

zaś

$$J[\varphi(I^{(k)})] = \frac{d\varphi(I)}{dI} \Big|_{I=I^{(k)}} = 1 + \frac{R_s}{R_r} + I_s \cdot \exp \left[\frac{q}{MkT} (U_{AK} - I^{(k)} R_s) \right] \cdot \frac{q R_s}{MkT}. \quad (28)$$

Punktem startowym procesu iteracyjnego jest wartość prądu diody idealnej przy danej wartości napięcia U_{AK}

$$I^{(0)} = I_s \left[\exp \left(\frac{q \cdot U_{AK}}{MkT} \right) - 1 \right]. \quad (29)$$

Proces iteracyjny zostaje zakończony, gdy

$$\varepsilon = \left| \frac{I^{(k)} - I^{(k-1)}}{I^{(k)}} \right| < 10^{-3}, \quad (30)$$

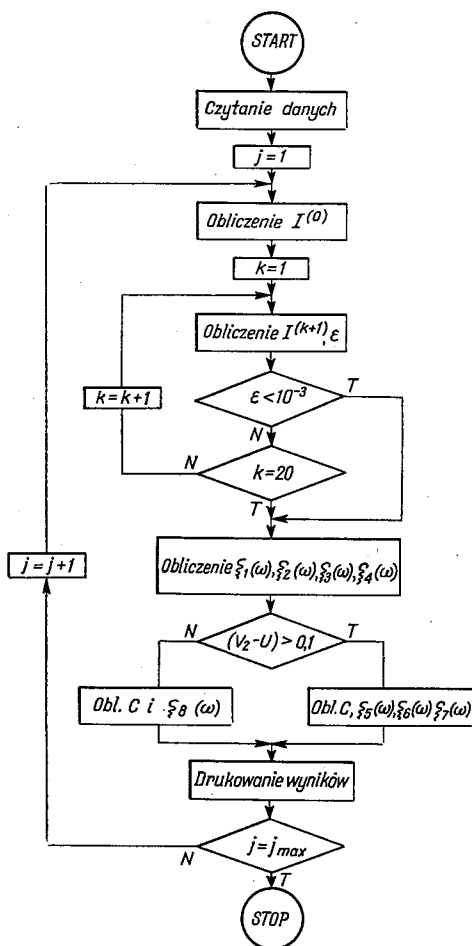
lub gdy liczba iteracji przekroczy 20.

Schemat blokowy programu realizującego obliczenia prądu diody (wzory (26) do (30)), pojemności diody (wzory (16) i (17)) oraz błędów modelowania $\xi_i(w_i)$; $i \in \{1, 2, \dots, 8\}$, w funkcji napięcia podany jest na rys. 2.

Program napisany został w języku FORTRAN 1900 i może być stosowany w maszynach cyfrowych ODRA serii 1300. Liczy on 80 instrukcji i zajmuje 4K słów pamięci operacyjnej. Wyniki obliczeń błędów modelowania, uzyskane za pomocą opracowanego programu, przedstawiono na rys. 3 ÷ 10. W obliczeniach posłużono się wartościami elementów modelu diody BAX 16, zamieszczonymi w [1].

Zależność błędów $\xi_1(U)$, $\xi_2(U)$ i $\xi_3(U)$ od napięcia na zaciskach diody przedstawiają rys. 3, 4 i 5. Jak widać błędy te osiągają najmniejsze wartości przy polaryzacji diody maksy-

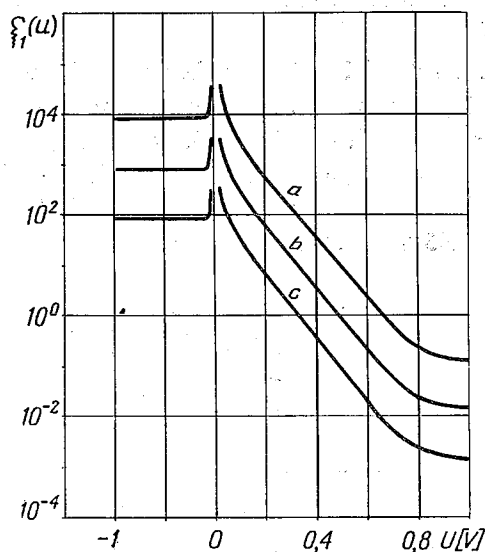
małym napięciem w kierunku przewodzenia. Wartości błędów maleją proporcjonalnie do zmniejszania wartości współczynników funkcji błędu (20). Jeżeli jako zadowalającą wartość błędu $\xi_i(U)$ przejmujemy 1%, to przy wartościach współczynników funkcji błędu woltomierza $\alpha_i = 10^{-4}V$ i $\beta_i = 10^{-4}$ oraz amperomierza $\gamma_i = 10^{-6}A$ i $\delta_i = 10^{-4}$, wartość taką można osiągnąć przy pomiarze wykonanym dla napięcia większego niż 0,64 V (przy określaniu I_s), 0,60 V (przy określaniu M) lub 0,95 V (przy określaniu R_s).



Rys. 2. Schemat blokowy programu obliczania prądu i pojemności diody oraz błędów modelowania w funkcji napięcia diody

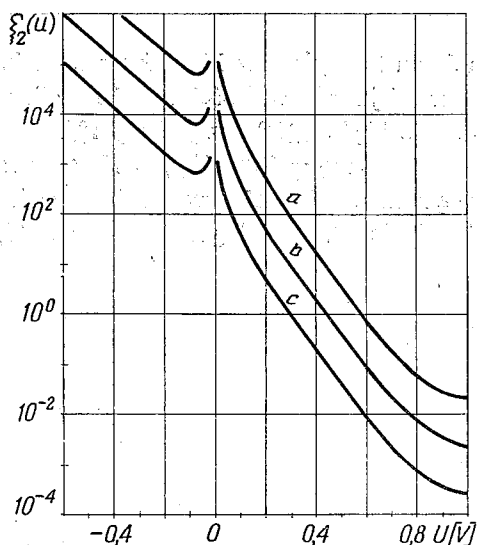
W przedstawionej w p. 2 analizie zakładano mały wpływ błędów obliczeń na niedokładność wyznaczenia parametrów dwójnika. Założenie to jest spełnione pod warunkiem dobrego uwarunkowania zadań obliczeniowych [4, 8]. Aby uzyskać dobre uwarunkowanie obliczeń związanych z modelowaniem diody, punkty pomiarowe powinny być możliwie odległe od siebie. Dlatego dla wyznaczenia parametrów M , I_s i R_s zalecane jest wykonanie pomiaru prądu diody przy napięciu 0,60; 0,80 i 1,00 V.

Z rys. 6, przedstawiającego zależność błędu $\xi_4(U)$ od napięcia na zaciskach diody, wynika, że błąd ten maleje ze wzrostem napięcia polaryzującego diodę zaporowo. Błąd



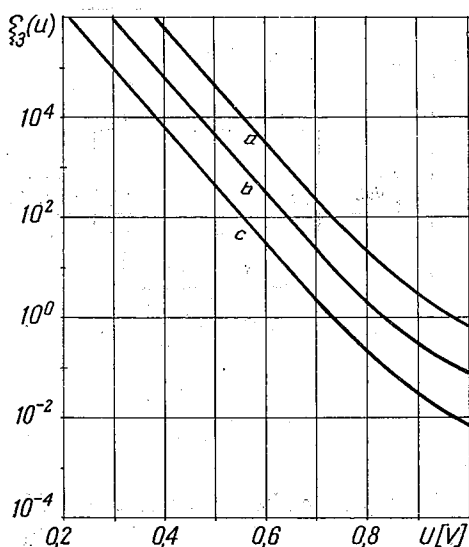
Rys. 3. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_1}{x_1} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-2}$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-4}$ A, $\delta = 10^{-2}$,
b — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-3}$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-5}$ A, $\delta = 10^{-3}$,
c — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-4}$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-6}$ A, $\delta = 10^{-4}$



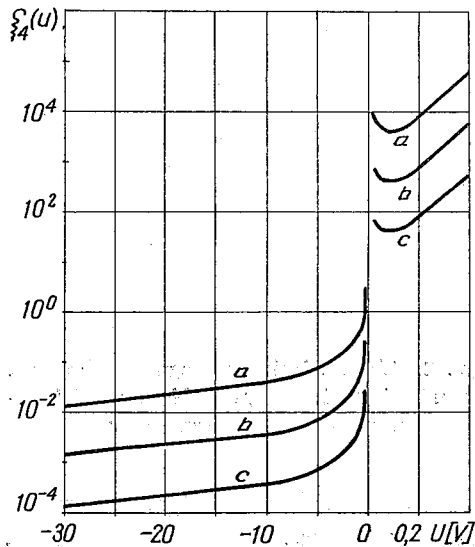
Rys. 4. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_2}{x_2} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-2}$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-4}$ A, $\delta = 10^{-2}$,
b — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-3}$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-5}$ A, $\delta = 10^{-3}$,
c — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-4}$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-6}$ A, $\delta = 10^{-4}$



Rys. 5. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_3}{x_3} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-2}$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-4}$ A, $\delta = 10^{-2}$,
b — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-3}$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-5}$ A, $\delta = 10^{-3}$,
c — parametry woltomierza $\alpha = 10^{-4}$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-6}$ A, $\delta = 10^{-4}$

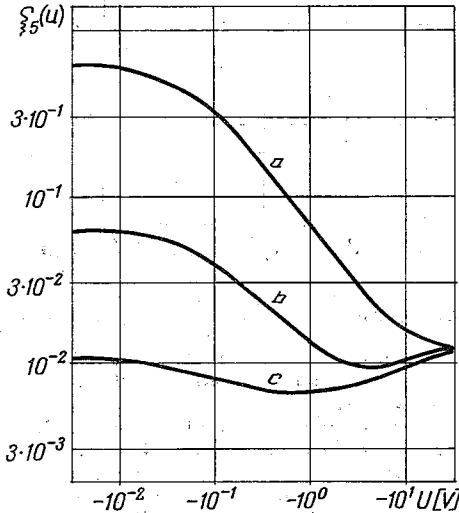


Rys. 6. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_4}{x_4} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 0,3$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-10}$ A, $\delta = 10^{-2}$,
b — parametry woltomierza $\alpha = 0,03$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-11}$ A, $\delta = 10^{-3}$,
c — parametry woltomierza $\alpha = 0,003$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry amperomierza $\gamma = 10^{-12}$ A, $\delta = 10^{-4}$

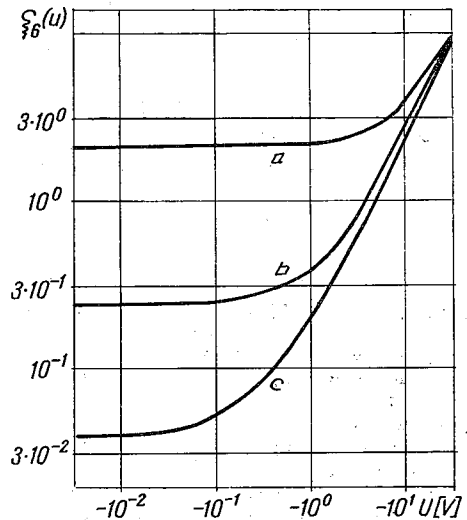
o wartości 1% osiągany jest przy parametrach funkcji błędu woltomierza $\alpha_4 = 0,03$ V i $\beta_4 = 10^{-3}$ oraz amperomierza $\gamma_4 = 10^{-11}$ A i $\delta_4 = 10^{-3}$ dla napięć mniejszych niż około $-3,5$ V. Dla takiego napięcia należy wykonać pomiar prądu w celu obliczenia parametru R , modelu diody.

Funkcje $\xi_5(U)$, $\xi_6(U)$ i $\xi_7(U)$ przedstawione są na rys. 7, 8 i 9. Najmniejsza wartość błędu $\xi_5(U)$ występuje dla napięcia z przedziału -1 V $< U < -0,5$ V i wynosi mniej niż 0,8%, najmniejsza wartość błędu $\xi_6(U)$ mniejsza od 4% występuje dla napięć większych niż -20 mV, zaś najmniejszy błąd $\xi_7(U)$ o wartości około 1,3% występuje przy napięciu



Rys. 7. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_5}{x_5} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 0,3$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- b — parametry woltomierza $\alpha = 0,03$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F, $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- c — parametry woltomierza $\alpha = 0,003$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$

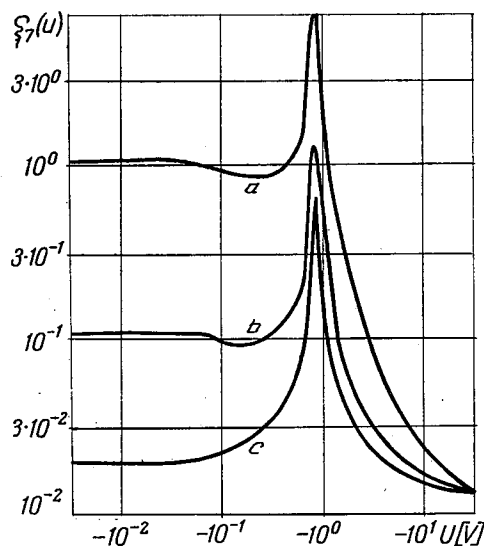


Rys. 8. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_6}{x_6} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 0,3$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- b — parametry woltomierza $\alpha = 0,03$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- c — parametry woltomierza $\alpha = 0,003$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$

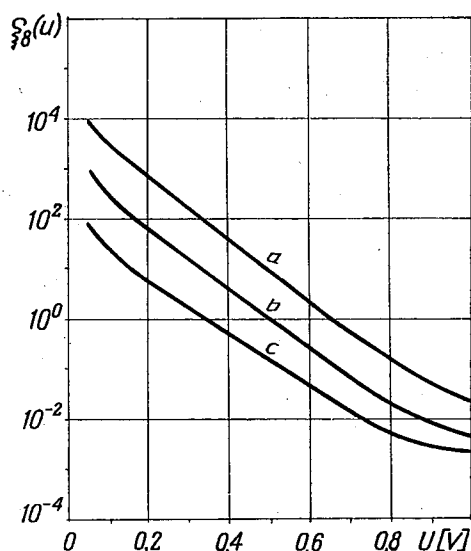
-30 V. Jak stąd wynika, aby określić parametry D , V_z i N należy wykonać pomiary pojemności diody przy napięciach -10 mV, $-0,7$ V oraz -30 V. Uzyskane wartości błędów (szczególnie $\xi_6(-10$ mV)) są znaczne, dlatego w celu ich zmniejszenia należy zwiększyć dokładność pomiarów (np. mierzyć napięcia $-0,7$ V, a szczególnie -10 mV woltomierzem na niższym zakresie pomiarowym).

Najmniejsza wartość błędu $\xi_8(U)$ (patrz rys. 10) występuje dla największej wartości napięcia polaryzującego diodę w kierunku przewodzenia. Wartość ta jest mniejsza od 0,5% dla krzywej b , a więc dla współczynników funkcji błędu amperomierza $\alpha_8 = 10^{-5}$ A i $\beta_8 = 10^{-3}$ oraz mostka pojemności $\gamma_8 = 10^{-12}$ F i $\delta_8 = 2 \times 10^{-3}$. W celu najdokładniejszego określenia parametru K_d modelu diody, należy zmierzyć jej pojemność przy napięciu 1 V.



Rys. 9. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_7}{x_7} \right|$ od napięcia diody

- a — parametry woltomierza $\alpha = 0,3$ V, $\beta = 10^{-2}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- b — parametry woltomierza $\alpha = 0,03$ V, $\beta = 10^{-3}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- c — parametry woltomierza $\alpha = 0,003$ V, $\beta = 10^{-4}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-14}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$



Rys. 10. Zależność błędu $\left| \frac{\Delta x_8}{x_8} \right|$ od prądu diody

- a — parametry amperomierza $\alpha = 10^{-4}$ A, $\beta = 10^{-2}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-12}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- b — parametry amperomierza $\alpha = 10^{-5}$ A, $\beta = 10^{-3}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-12}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$,
- c — parametry amperomierza $\alpha = 10^{-6}$ A, $\beta = 10^{-4}$,
parametry mostka pojemności $\gamma = 10^{-12}$ F,
 $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$

4. WNIOSKI

1. Pomiary stanowią integralną część procesu modelowania elementów elektronicznych.

2. Wyprowadzone zależności (8), (11) i (13) umożliwiają obliczenie błędów określenia wartości elementów modelu dwójnika, spowodowanych niedokładnością pomiarów.

3. Badanie funkcji (8), (11) i (13) lub zależności (9), (12) i (14) umożliwiają obliczenie takiej wartości wymuszenia w , przy której błędy modelowania są najmniejsze.

4. Zależności (8), (11) i (13) umożliwiają projektowanie systemu pomiarowego przez powtórzenie analizy (synteza iteracyjna).

5. Uzyskane w przykładzie, dotyczącym modelowania diody półprzewodnikowej, wskazówki pomiarowe są zgodne z sugestiami autorów poprzednich prac [6, 9] otrzymanymi na drodze intuicyjnej, ale potwierdzonymi eksperymentalnie.

6. W przykładzie założono stałość temperatury złącza diody. Aby ten warunek spełnić pomiary diody należy wykonywać metodami impulsowymi.

LITERATURA

1. R. W. Brown, *Component models for computer aided circuit design: part 3, diodes and FETs*, Electronic Components, Vol. 12, No. 9, 28 May 1971, pp. 607—610.
2. Z. Bubnicki, *Identyfikacja obiektów sterowania*, PWN, Warszawa 1974.
3. Z. Orzeszkowski, *Wybrane działy z teorii pomiaru*, Wyd. Polit. Wrocł., Wrocław 1969.
4. A. Ralston, *Wstęp do analizy numerycznej*, PWN, Warszawa 1971.
5. A. T. Rosiński, *Badanie modelu matematycznego diody dla prądu stałego przy zastosowaniu maszyny cyfrowej*, Archiwum Elektrotechniki, Vol. 19, Nr 4, 1970, ss. 801—808.
6. N. O. Sokal, J. J. Sierakowski, J. J. Sirola, *Diode model is analysed by computer*, Electronic Design, Vol. 15, No. 14, 5 July 1967, pp. 80—83.
7. J. Stanclik, *Modelowanie sieciowe elementów elektronicznych*, Komunikat D-8 ITA Pol. Wrocł., Wrocław 1974.
8. J. H. Wilkinson, *Błędy zaokrągleń w procesach algebraicznych*, PWN, Warszawa 1967.
9. B. Wolszczak, *Model tranzystora bipolarnego w programach analizy układów elektronicznych*, Elektronika, Vol. 13, Nr 7—8, lipiec-sierpień 1972, ss. 309—312.
10. Z. Żilka, *General approach to bipolar transistor modelling*, Proceedings of the SSCT-74, Prague, 1974, pp. 144—160.

J. STANCLIK

ANALYSIS OF TWO-TERMINAL ELECTRONIC COMPONENTS MODELING ERRORS
AFFECTED BY MEASUREMENT INACCURACY

Summary

The errors of electronic components value determination of two-terminal equivalent circuits affected by measurement inaccuracy have been investigated for three cases most important in the modeling practice. A semiconductor diode has been used as an example to illustrate the formulae derived.

J. STANCLIK

ANALYSE DE L'INFLUENCE DE L'INEXACTITUDE DES MESURES SUR LES ERREURS DU
MODELAGE DES ÉLÉMENTS ÉLECTRONIQUES BIBORNES

Résumé

Dans l'ouvrage est considérée l'influence de l'inexactitude des mesures sur les erreurs de la détermination des valeurs des éléments du circuit équivalent binaire en trois cas les plus importants dans la pratique. Le mode d'emploi des formules dérivées est illustré sur l'exemple d'une diode semi-conducteur.

J. STANCLIK

ANALYSE DER EINWIRKUNG DER MEßGENAUIGKEIT
AUF DIE MODELLIERUNGSFEHLER BEI ZWEIPOLIGEN ELEKTRISCHEN BAUELEMENTEN

Zusammenfassung

Es wurde der Einfluß der Meßgenauigkeit auf die Fehler der Wertbestimmung von Elementen der Ersatzschaltung eines Zweipols in drei in der Praxis wichtigsten Modellierungsfällen beschrieben. Die Anwendung der abgeleiteten Abhängigkeiten wurde an einem Beispiel einer Halbleiterdiode illustriert.

Ю. СТАНЦЛИК

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ НЕТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ НА ОШИБКИ
МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУХПОЛЮСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КОМПОНЕНТОВ

Резюме

В работе рассмотрено влияние неточности измерений на ошибки определения компонентов эквивалентной схемы двухполосника в трех, наиболее важных в практике случаях моделирования. Способ применения выведенных зависимостей иллюстрирован на примере полупроводникового диода.

Jednostopniowe generatory kwarcowe o trzech elementach reaktancyjnych

ADAM J. FIOK (WARSZAWA)

Instytut Radioelektroniki Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 23.7.1975

W pracy przedstawiono ogólne rozważania dotyczące jednostopniowych generatorów kwarcowych, w których rezonator kwarcowy zastępuje jedną z trzech reaktancji układu. Rozważania przeprowadzono dla idealizowanego elementu wzmacniającego, dla którego jedynym nierównym zeru elementem macierzy admitancji jest Y_{21} . Zastosowano zaproponowaną przez autora [3] metodę obliczania impedancji układu pobudzającego. Wykazano, że istnieje 6 układów generacyjnych należących do rozpatrywanej klasy. Trzech z nich autor nie znalazł w dostępnej literaturze.

1. WSTĘP

Zakres zastosowań generatorów kwarcowych w nowoczesnej aparaturze elektronicznej stale się rozszerza. Oprócz „klasycznych” układów generacyjnych (przede wszystkim „trójpunktowych”, jak np. układ z rezonatorem między elektrodą zbierającą¹⁾ i sterującą¹⁾ — dawniej „*a-s*”) stosuje się inne układy (np. układ z rezonatorem między elektrodami emitującymi¹⁾ dwóch elementów czynnych).

W układach pobudzających oprócz tranzystorów bi- i unipolarnych stosuje się diody tunelowe oraz analogowe i cyfrowe układy scalone. Rozwijają się również generatory kwarcowe przestrajane, modulowane i synchronizowane. W literaturze można w związku z tym znaleźć wiele propozycji dotyczących modyfikacji znanych układów generatorów kwarcowych, a także niektóre układy dotąd nie znane. Wydaje się w tej sytuacji celowe dokonanie pewnego uporządkowania możliwych układów generatorów kwarcowych.

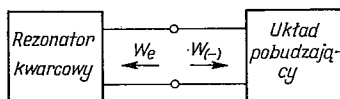
W pracy niniejszej dokonano próby uporządkowania jednej klasy układów generatorów kwarcowych, a mianowicie jednostopniowych układów z minimalną liczbą elementów reaktancyjnych. Klasa ta obejmuje „trójpunktowe” układy generacyjne (bez transformatora w. cz.) które są odmianami układu Colpittsa lub Hartleya.

¹⁾ Określenia te dotyczące odpowiadających sobie elektrod dowolnego trójkątnego elementu czynnego wprowadzone w pracy [7] są bardzo przydatne przy ogólnym rozważaniu układów generacyjnych

2. ZAŁOŻENIA I METODA ANALIZY

Cel pracy, jakim jest klasyfikacja pewnej grupy układów generacyjnych, pozwala na bardzo daleko idące uproszczenia. W pracy przyjęto, że elementy czynne są liniowe i bezreakcyjne, a jedynym nierównym zeru elementem ich macierzy admitancji jest nachylenie charakterystyki g_m . Pominęto również wpływ elementów związanych z polaryzacją elektrod napięciami stałymi. Uproszczenia tego rodzaju pozwalają łatwo uchwycić najistotniejsze właściwości układów, które przy dokładnej analizie uległyby zaciemnieniu. Ponadto ujęcie takie odpowiada pierwszemu przybliżeniu stosowanemu nieraz w praktyce przy wstępnym obliczaniu generatora. Często zresztą prawidłowo zaprojektowany układ rzeczywisty może mieć właściwości zbliżone do rozpatrywanego układu idealizowanego [2].

Wydaje się, że znana metoda analizy układów generacyjnych wykorzystująca koncepcję oporności ujemnej [4] dobrze nadaje się do analizy układów generatorów kwarcowych. Metoda ta zakłada, że układ generacyjny (rys. 1) można podzielić na dwa dwójniki:

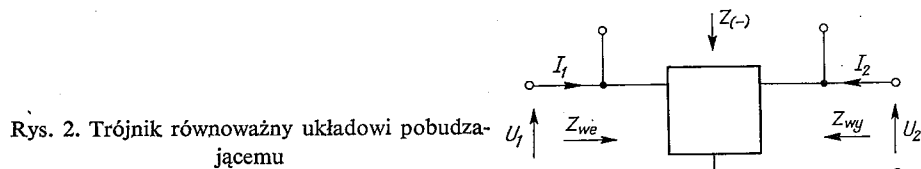


Rys. 1. Podział układu generacyjnego na dwa dwójniki

dwójnik bierny, którym jest sam rezonator kwarcowy oraz dwójnikowy (aktywny) układ pobudzający zawierający pozostałe elementy układu. Warunek drgań wyraża się oczywistym związkiem

$$W_e + W_{(-)} = 0, \quad (1)$$

gdzie przez W_e oznaczono immitancję rezonatora kwarcowego, a przez $W_{(-)}$ — immitancję układu pobudzającego „widzianą” przez rezonator. W przypadku generatora kwarcowego podejście takie pozwala często na znaczne uproszczenie i uogólnienie rozważań. Można np. zakładać, że w rozpatrywanym bardzo wąskim pasmie częstotliwości wokół częstotliwości generowanej f_g immitancja układu pobudzającego nie zależy od częstotliwości (a np. od amplitudy drgań lub napięcia zasilania), a immitancja rezonatora zależy tylko od częstotliwości. Łatwo jest również przeprowadzić porównanie układów pobudzających w przypadku zastosowania rezonatora kwarcowego o określonych parametrach.



Rys. 2. Trójkąt równoważny układowi pobudzającemu

Obliczenia immitancji $W_{(-)}$ można dość prosto dokonać wykorzystując wyprowadzony przez autora [3] związek między impedancją $Z_{(-)}$, a parametrami nieobciążonego trójkątowego wzmacniacza, jakim jest w rozpatrywanych w niniejszej pracy przypadkach układ pobudzający (rys. 2). Związek ten w postaci ogólnej (dla wzmacniacza bilateralnego) ma postać:

$$Z_{(-)} = Z_{we}(1 - K_1) + Z_{wy}(1 - K_2), \quad (2)$$

gdzie

$$Z_{we} = \frac{U_1}{I_1} \bigg|_{Y_L=0}, \quad (3)$$

$$K_1 = \frac{U_2}{U_1} \bigg|_{Y_L=0} \quad (4)$$

są odpowiednio impedancją wejściową i transmitancją napięciową (wzmocnieniem) wzmacniacza od wejścia do nieobciążonego wyjścia, a

$$Z_{wy} = \frac{U_2}{I_2} \bigg|_{Y_G=0}, \quad (5)$$

$$K_2 = \frac{U_1}{U_2} \bigg|_{Y_G=0} \quad (6)$$

są odpowiednio impedancją wyjściową i transmitancją napięciową wzmacniacza od wyjścia do nieobciążonego wejścia. Rozpatrywane w tej pracy wzmacniacze są unilateralne ($K_2 = 0$), co pozwala uprościć zależność (2) do postaci

$$Z_{(-)} = Z_{we}(1 - K) + Z_{wy}, \quad (7)$$

gdzie $K = K_1$.

3. RODZAJ POBUDZANIA REZONATORA KWARCOWEGO I MOŻLIWOŚĆ UZYSKANIA DRGAŃ PRZY CZĘSTOTLIWOŚCIACH MNIEJSZYCH OD CZĘSTOTLIWOŚCI REZONANSU SZEREGOWEGO

W układzie z rys. 1 nie można z góry powiedzieć, czy rezonator jest pobudzany „szeregowo” czy „równoległe”. W nieliniowej teorii generacji rozróżnia się oporności ujemne typu N i typu S , co determinuje rodzaj pobudzenia, jeżeli inne elementy układu nie przekształcają typu charakterystyki elementu czynnego.

W przypadku dobrze znanych trójpunktowych układów generatorów kwarcowych używa się zwykle określenia „układy rezonansu równoległego” sugerującego pobudzenie równoległe. Wydaje się, że kryterium rodzaju pobudzenia można oprzeć na dyskusji postaci funkcji immitancji $W_{(-)}$ układu pobudzającego lub odpowiadającej tej funkcji postaci dwójnika równoważnego układowi pobudzającemu. Logiczne jest przyjęcie dla omawianej klasy układów następujących kryteriów określających rodzaj pobudzenia:

- zdolności odtłumiające układu pobudzającego określone są przez nachylenie charakterystyki g_m ; pobudzenie szeregowe zachodzi więc wówczas, gdy moduł rezystancji ujemnej $\text{Re}[Z_{(-)}]$ wzrasta ze wzrostem g_m , a równoległe, gdy moduł konduktancji ujemnej $\text{Re}[Y_{(-)}]$ wzrasta ze wzrostem g_m dla dowolnej wartości g_m ;
- w układzie idealizowanym część urojona $\text{Im}[Z_{(-)}]$ impedancji układu pobudzającego nie powinna zależeć od g_m przy pobudzaniu szeregowym, a $\text{Im}[Y_{(-)}]$ nie powinna zależeć od g_m przy pobudzaniu równoległym.

Rozpowszechniony jest pogląd, że rezonator kwarcowy w układzie generacyjnym może pracować jedynie w zakresie od częstotliwości rezonansu szeregowego

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

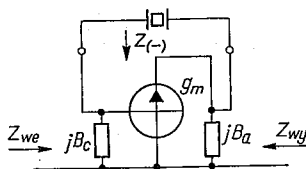
do częstotliwości rezonansu równoległego

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_1 \frac{C_1 C_0}{C_1 + C_0}}},$$

a więc wówczas, gdy część urojona jego immitancji $\text{Im}(W_e)$ ma charakter indukcyjny. Pogląd ten jest niesłuszny: nie istnieje bowiem żadna fizyczna przyczyna uniemożliwiająca pracę rezonatora w układzie generacyjnym przy częstotliwościach mniejszych od częstotliwości ω_s , gdy $\text{Im}(W_e)$ ma charakter pojemnościowy. Układy takie są jednak mało rozpowszechnione. Być może, że nie wykazują one istotnych zalet w stosunku do układów, w których częstotliwość drgań zawiera się między f_s i f_p . Podobne układy są jednak z powodzeniem stosowane, np. w przestrajanych generatorach kwarcowych [5].

4. UKŁADY Z REZONATOREM POBUDZANYM SZEREGOWO

Układy z rezonatorem między elektrodami zbierającą i sterującą (kolektorem i bazą, drenem i źródłem, anodą i siatką) sprowadzić można, przyjmując podane w pkt. 2 założenia, do uproszczonego schematu pokazanego na rys. 3²⁾.



Rys. 3. Ogólny schemat zastępczy generatorów z rezonatorem między elektrodami sterującą i zbierającą

Macierz admitancji trójkowego układu pobudzającego przy przyjętych założeniach można zapisać w postaci

$$[Y] = \begin{bmatrix} -\frac{1}{jX_b} & 0 \\ +g_m & \frac{1}{jX_a} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Z zależności (7) uzyskujemy bezpośrednio zależność określającą impedancję dwójnika pobudzającego

$$Z_{(-)} = jX_b(1 + g_m jX_a) + jX_a = -g_m X_a X_b + j(X_a + X_b). \quad (9)$$

Zgodnie z przyjętymi kryteriami, układy odpowiadające rys. 3 należy zaliczyć do układów z szeregowym pobudzaniem rezonatora (odnośnie układu z rys. 4a zwrócił na to uwagę Baxandall [2]). Aby rezystancja układu pobudzającego była ujemna, reaktancje X_a i X_b muszą oczywiście mieć ten sam znak. Warunek generacji można zapisać w postaci

$$Z_{(-)} + Z_e = 0, \quad (10)$$

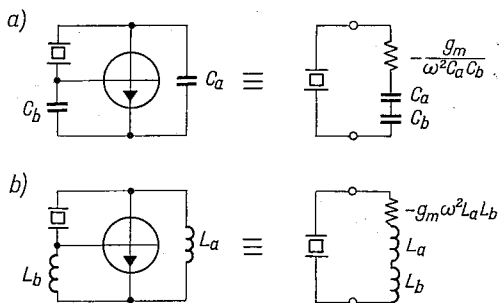
²⁾ W schematach układów generacyjnych używany będzie nietypowy symbol tranzystora; rozważania dotyczą jednak idealizowanego elementu wzmacniającego, do którego najbardziej zbliża się tranzystor polowy (FET) i pentoda przy m.cz.

co odpowiada spełnieniu przy częstotliwości pracy f_g zależności

$$|R_{(-)}| = g_m X_a X_b \geq R_e, \quad (11)$$

$$X_{(-)} = X_a + X_b = -X_e \quad (12)$$

Dwa układy, w których mogą być spełnione te warunki wraz z odpowiadającymi im przy częstotliwości pracy układami równoważnymi, przedstawiono na rys. 4.

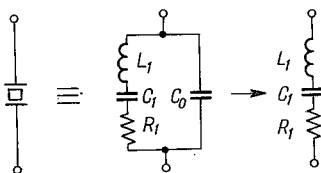


Rys. 4. Dwa możliwe układy generacyjne z rezonatorem między elektrodami sterującą i zbierającą

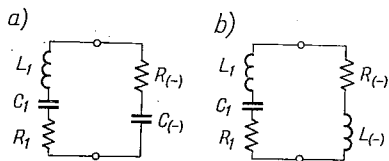
Układ z rys. 4a jest powszechnie znanym układem Pierce'a-Colpittsa, w którym rezonator pracuje jako indukcyjność. Układu z rys. 4b autor nie znalazł w dostępnej literaturze. Rezonator pracuje w nim jako pojemność.

Częstotliwość drgań w obu układach może być bardzo bliska częstotliwości rezonansu szeregowego f_s . W takim przypadku można w pierwszym przybliżeniu pominąć pojemność statyczną C_0 rezonatora (rys. 5), co prowadzi do przybliżonych schematów zastępczych podanych na rys. 6. Warunek amplitudy wyraża się wówczas wzorem

$$|R_{(-)}| \cong R_1, \quad (13)$$



Rys. 5. Układ zastępczy rezonatora kwarcowego i jego postać przybliżona dla bardzo małych odstojień od f_s



Rys. 6. Przybliżone dwójnikowe schematy zastępcze układów z rys. 4

a różnica między częstotliwością drgań f_g i częstotliwością rezonansu szeregowego f_s zastosowanego rezonatora kwarcowego wynosi w przybliżeniu

$$f_g - f_s \approx -\frac{1}{2} \frac{X_{(-)}}{|X|} f_s, \quad (14)$$

gdzie przez $|X|$ oznaczono moduł reaktancji indukcyjności dynamicznej L_1 lub pojemności dynamicznej C_1 rezonatora kwarcowego przy częstotliwości f_s . Dla układu z rys. 4a i 6a wynosi ona

$$f_g - f_s \approx +\frac{1}{2} \frac{C_1}{C_{(-)}} f_s, \quad (15)$$

a dla układu z rys. 4b i 6b

$$f_g - f_s \approx -\frac{1}{2} \frac{L_{(-)}}{L_1} f_s. \quad (16)$$

Jeżeli $|X_{(-)}|$ w obu układach ma taką samą wartość, częstotliwość drgań układu z rys. 4b jest w przybliżeniu o tyle mniejsza od f_s , o ile w układzie z rys. 4a jest większa.

W układzie z rys. 4b istnieje możliwość wzbudzenia się drgań na pasywniejszej częstotliwości f_z , przy której zachodzi (w przybliżeniu) rezonans wypadkowej indukcyjności cewek L_a i L_b z pojemnością „statyczną” C_0 zastosowanego rezonatora kwarcowego, co stanowi istotną wadę tego układu. Istnieje wiele sposobów zapobiegających wzbudzeniu się drgań na częstotliwości f_z . Jednym z nich jest bocznikowanie rezonatora lub [1] każdej z cewek rezystorami o odpowiednio dobranej rezystancji. Jeżeli częstotliwość drgań pożądaných f_g jest dostatecznie bliska częstotliwości rezonansu szeregowego f_s zastosowanego rezonatora, wpływ tych rezystorów na właściwości układu jest mały.

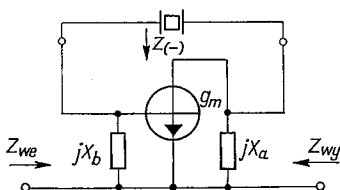
5. UKŁADY Z REZONATOREM POBUDZANYM RÓWNOLEGLE

Układy z rezonatorem między elektrodą emitującą i sterującą odpowiadają ogólnemu schematowi przedstawionemu na rys. 7. Macierz admitancji układu pobudzającego jest w rozpatrywanym idealizowanym przypadku równa

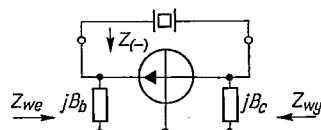
$$[X] = \begin{bmatrix} jB_c & 0 \\ -g_m & g_m + jB_a \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Z zależności (7) wynika, że

$$Z_{(-)} = \frac{1}{jB_c} \left(1 - \frac{g_m}{g_m + jB_a} \right) + \frac{1}{g_m + jB_a}. \quad (18)$$



Rys. 7. Ogólny schemat zastępczy generatorów z rezonatorem między elektrodami sterującą i emitującą



Rys. 8. Ogólny schemat zastępczy generatorów z rezonatorem między elektrodami zbierającą i emitującą

Po przekształceniu otrzymujemy zależność

$$Y_{(-)} = g_m \frac{B_c}{B_a + B_c} + j \frac{B_a B_c}{B_a + B_c}. \quad (19)$$

Układy z rezonatorem między elektrodą zbierającą a emitującą można ogólnie przedstawić w sposób podany na rys. 8.

Rozumując analogicznie jak poprzednio otrzymuje się zależności

$$[Y] = \begin{bmatrix} g_m + jB_b & 0 \\ -g_m & jB_c \end{bmatrix}, \quad (20)$$

$$Z_{(-)} = \frac{1}{g_m + jB_b} \left(1 - \frac{g_m}{jB_c} \right) + \frac{1}{jB_c}, \quad (21)$$

$$Y_{(-)} = g_m \frac{B_c}{B_b + B_c} + j \frac{B_b B_c}{B_b + B_c}. \quad (22)$$

Zależność (22) ma identyczny kształt jak (19); jedyna różnica polega na zastąpieniu susceptancji B_a z wzoru (19) przez susceptancję B_b . Można więc przeprowadzić dyskusję wspólną dla tych obu grup układów, posługując się zamiast zależności (19) i (22) jedną zależnością

$$Y_{(-)} = g_m \frac{B_c}{B + B_c} + j \frac{B B_c}{B + B_c}, \quad (23)$$

gdzie przez B oznaczono B_a lub B_b .

Z postaci funkcji $Y_{(-)}$ wynika, że rozpatrywane układy można uważać za układy z równoległym pobudzaniem rezonatora. Konduktancja układu pobudzającego określona zależnością

$$G_{(-)} = \frac{g_m}{1 + \frac{B}{B_c}} \quad (24)$$

będzie ujemna, jeżeli

$$1 + \frac{B}{B_c} < 0, \quad \text{czyli} \quad -\frac{B}{B_c} > 1.$$

Susceptancje B i B_c muszą więc być przeciwnego znaku oraz $|B| > |B_c|$. Jednocześnie musi zostać spełnione równanie

$$B_e = -B_{(-)} = -\frac{B}{1 + \frac{B}{B_c}}, \quad (25)$$

co może nastąpić, jeżeli znak susceptancji rezonatora B_e będzie taki sam jak susceptancji B . Istnieją 4 układy spełniające powyższe warunki.

Na rys. 9 przedstawiono dwa z tych układów wraz ze wspólnym dla nich układem zastępczym. Układ z rys. 9a jest dobrze znanym generatorem Pierce'a-Millera, nazywanym dawniej często generatorem „s-k”. Układ z rys. 9b omawia Artym [1].

Łatwo wykazać, że susceptancja układu pobudzającego $B_{(-)}$ odpowiada w przypadku tych obu układów pojemności

$$C_{(-)} = \frac{C_c}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_o} \right)^2}, \quad (26)$$

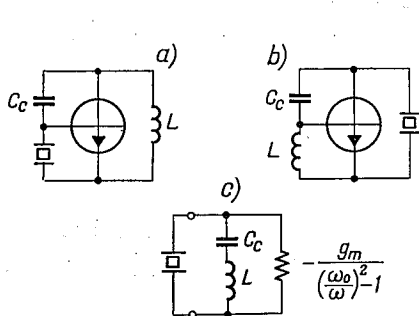
gdzie

$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{LC_o}} \quad (27)$$

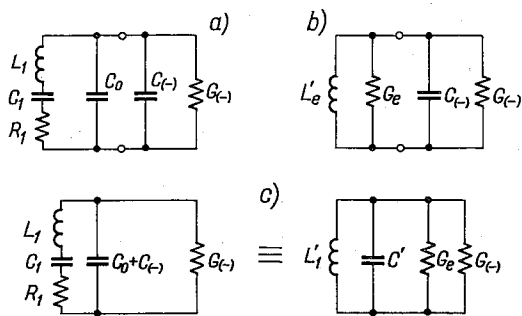
jest częstotliwością rezonansową elementów L i C_o . Warunek ujemności konduktancji

$$G_{(-)} = -\frac{g_m}{\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - 1} \quad (28)$$

wymaga, aby ω_o była większa od częstotliwości drgań ω_g . Na rys. 10 przedstawiono różne postacie schematów zastępczych układu z rys. 9.



Rys. 9. Układy generacyjne Hartleya z rezonatorem zastępującym jedną z indukcyjności



Rys. 10. Schematy zastępcze wspólne dla układów z rys. 9

Częstotliwość drgań generatora f_g można określić z przybliżonego wzoru

$$f_g - f_s \approx \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_o + C_{(-)}} f_s. \quad (29)$$

W obu układach rezonator kwarcowy przy tej częstotliwości musi przedstawiać sobą równoległą indukcyjność

$$L_e = \frac{1}{\omega_g^2 C_{(-)}}. \quad (30)$$

Konduktancję rezonatora można przy częstotliwości pracy prosto obliczyć na podstawie rys. 10c. Wynosi ona w przybliżeniu

$$G_e \approx R_1 \omega_g^2 (C_o + C_{(-)})^2. \quad (31)$$

Na rys. 11 przedstawiono pozostałe dwa układy należące do rozważanej grupy wraz z ich schematem zastępczym. Układów tych autor nie znalazł w dostępnej literaturze.

Susceptancja układu pobudzającego $B_{(-)}$ odpowiada w tych układach indukcyjności

$$L_{(-)} = L_c \left[1 - \left(\frac{\omega_o}{\omega} \right)^2 \right], \quad (32)$$

gdzie

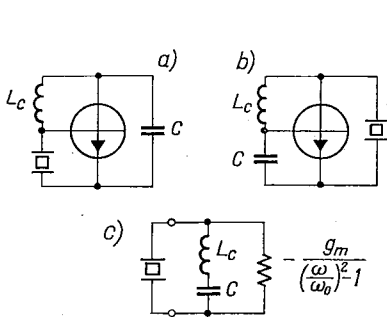
$$\omega_o = \sqrt{\frac{1}{L_c C}} \quad (33)$$

jest częstotliwością rezonansową elementów L_c i C . Konduktancja dwójnika pobudzającego $G_{(-)}$

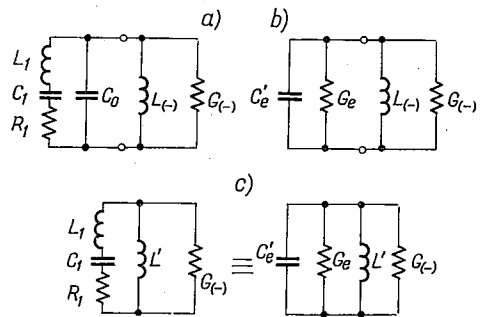
$$G_{(-)} = - \frac{g_m}{\left(\frac{\omega}{\omega_o}\right)^2 - 1} \quad (34)$$

będzie ujemna, gdy ω_o będzie mniejsze od częstotliwości drgań ω_g . Przy częstotliwości ω_g rezonator musi przedstawiać sobą równoległą pojemność

$$C_e = \frac{1}{\omega_g^2 L_{(-)}}. \quad (35)$$



Rys. 11. Układy generacyjne Colpittsa z rezonatorem zastępującym jedną z pojemności



Rys. 12. Schematy zastępcze wspólne dla układów z rys. 11

Na rys. 12 przedstawiono różne schematy zastępcze układu z rys. 11 słuszne przy częstotliwości pracy f_g . Konduktancja rezonatora wynosi przy częstotliwości pracy w przybliżeniu

$$G_e \cong \frac{R_1}{\omega_g^2 \left(\frac{L_{(-)}}{1 - \omega_g^2 L_{(-)} C_o} \right)^2} \cong \frac{R_1}{(\omega_g L')^2}. \quad (36)$$

Częstotliwość drgań f_g można obliczyć z przybliżonego wzoru

$$f_g - f_s \approx - \frac{1}{2} \frac{L'}{L_1} f_s. \quad (37)$$

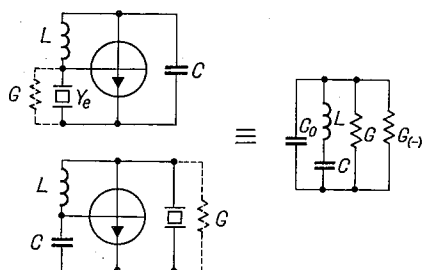
W układach z rys. 11 istnieje możliwość wzbudzenia się drgań pasożytniczych na częstotliwości f_z równej w przybliżeniu

$$f_z = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \frac{CC_o}{C + C_o}}}. \quad (38)$$

Na rys. 13 przedstawiono przybliżone schematy układów z rys. 11 z równoważnym układem dla częstotliwości f_z . Przez G oznaczono na nich konduktancję rezystora dołączonego

nego do zacisków rezonatora. Z przybliżonej analizy wynika, że drgania pasożytnicze nie wzbudzą się, jeśli będzie spełniony warunek

$$G > g_m \frac{C_o}{C}. \quad (39)$$



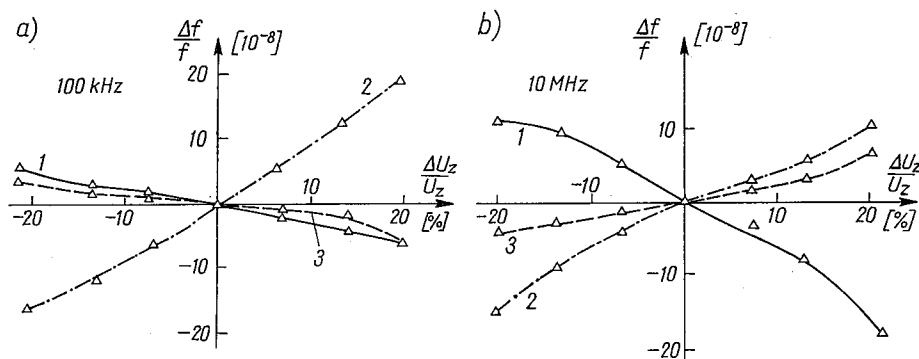
Rys. 13. Układy z rys. 11 z dodatkowym rezystorem tłumiącym drgania pasożytnicze

W praktycznych realizacjach stosowanie dodatkowego rezystora jest często zbędne, gdyż rolę jego spełniają występujące w rzeczywistym układzie konduktancje strat (np. konduktancja wejściowa lub wyjściowa elementu czynnego, rezystory niezbędne do doprowadzenia napięć polaryzujących).

6. WERYFIKACJA EKSPERYMENTALNA

Celem wstępnego sprawdzenia możliwości realizacji praktycznej układów generacyjnych z rezonatorem pracującym jako pojemność przeprowadzono [6] odpowiednie eksperymenty.

Potwierdziły one możliwość budowy takich układów. Na rys. 14 pokazano dla przykładu porównanie wpływu napięcia zasilania na częstotliwość drgań generatorów w układach



Rys. 14. Zależności względnej zmiany częstotliwości drgań $\frac{\Delta f}{f}$ od względnej zmiany napięcia zasilania $\frac{\Delta U_z}{U_z}$:

a) dla f ok. 100 kHz, b) dla f ok. 10 MHz

Krzywe 1 — układ Pierce'a-Colpittsa z rezonatorem pracującym jako indukcyjność, krzywe 2 — układ z rys. 11a, krzywe 3 — układ z rys. 11b

z rys. 11 i powszechnie stosowanego układu Pierce'a-Colpittsa z rys. 4a. Wyniki przedstawione na rys. 14a uzyskano dla układów z rezonatorem kwarcowym o częstotliwości f_s ok. 100 kHz i dobroci Q równej ok. 40000. Rys. 14b przedstawia wyniki uzyskane przy zastosowaniu rezonatora o częstotliwości f_s ok. 10 MHz i dobroci ok. 95000. Jak widać, uzyskana w układach eksperymentalnych niestalość częstotliwości jest tego samego rzędu, co w układach z rezonatorem pracującym jako indukcyjność.

7. ZAKOŃCZENIE

Z przeprowadzonych rozważań wynika, że istnieje 6 najprostszych jednostopniowych układów generacyjnych, w których rezonator jest jednym z 3 elementów reaktancyjnych. Trzy z tych układów były znane; pozostałych trzech, w których rezonator pracuje przy częstotliwości nieco mniejszej od częstotliwości rezonansu szeregowego, autor nie znalazł w dostępnej literaturze. Niewątpliwie największe znaczenie z omawianych układów ma znany i bardzo szeroko rozpowszechniony układ Pierce'a-Colpittsa (rys. 4a). Wydaje się jednak, że warto przeprowadzić dokładniejszą analizę i badania trzech nie znanych dotychczas układów. Wstępne badania eksperymentalne (bardzo fragmentaryczne) wykazały bowiem, że pracują one równie poprawnie jak i układy, w których rezonator przedstawia sobą przy częstotliwości drgań reaktancję o charakterze indukcyjnym.

Układ z rys. 4b (Hartleya z rezonatorem zamiast kondensatora) podobnie jak układ Pierce'a-Colpittsa [2] można traktować jako układ z pobudzeniem szeregowym. W układach tego rodzaju częstotliwość drgań może być bardzo bliska częstotliwości rezonansu szeregowego.

Pozostałe cztery układy można traktować jako pobudzane równolegle. Jedynie układ z rys. 9a (Pierce'a-Hartleya) jest dobrze znany. Układem o schemacie zastępczym analogicznym do przedstawionego na rys. 9b zajmował się Artym [1]. Dwa układy (rys. 11), w których częstotliwość drgań jest nieco mniejsza od częstotliwości rezonansu szeregowego, nie były dotąd analizowane.

W zakończeniu autor składa serdeczne podziękowanie mgr inż. Barbarze Gniewińskiej za cenne uwagi i dyskusje dotyczące przedstawionych w artykule zagadnień.

LITERATURA

1. A. D. Artym, *Teoria i metody czastotnoy modulacji*, Gosenergoizdat, Moskwa 1961.
2. P. J. Baxandall, *Transistor Crystal Oscillator and the Design of a 1-Mc/s Oscillator Circuit Capable of Good Frequency Stability*, Radio and Electronic Engineer, v. 29, 1965, p. 229.
3. A. Fiok, *A Method of Determination of Input Impedance at the Third Port of Linear Active Three-Terminal Network*, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. sci. techn., v. 16, 1968, no. 7, p. 33 (617).
4. J. Groszkowski, *Frequency of Self-Oscillations*, Pergamon Press — PWN, 1964.
5. W. Mielus, A. Fiok, *Przestrzajany generator kwarcowy*, Pomiary, Automatyka, Kontrola, v. 9, 1963, p. 513.
6. K. Pierścieniak, *Badania generatorów kwarcowych z rezonatorem pracującym jako pojemność*, Praca magisterska wykonana na Wydziale Elektroniki Politechniki Warszawskiej pod kierunkiem A. Fioka.
7. W. Rotkiewicz, P. Rotkiewicz, B. Zalewski, *Technika odbioru radiowego — podstawowe układy wielkiej częstotliwości*, WNT, Warszawa 1973.

A. J. FIOK

ONE-STAGE QUARTZ OSCILLATORS WITH THREE REACTANCE ELEMENTS

Summary

The general treatment of oscillators with crystal-unit replacing one of three reactances in Hartley- or Colpitts-type circuits is presented. The assumption that the amplifying element may be regarded as a simple device possessing only a mutual conductance g_m was made. The method of determination of driving circuit input immittance proposed by the author [3] was used. The criteria of kind of driving have been proposed. It was pointed out, that there are 6 oscillator circuits of the considered class. In 2 of these circuits the quartz crystal unit is series driven, in 4 others it is parallel-driven. In two circuits with capacitive crystal the possibility of oscillations on frequency determined by the parallel capacitance C_o of crystal unit may be easily eliminated by proper choosing of circuit elements. The experimental investigation proved that the frequency stability of circuits with capacitive crystal may be not worse than in well-known circuits with inductive crystal.

A. J. FIOK

GÉNÉRATEURS À UN ÉTAGE AU QUARTZ À TROIS ÉLÉMENTS RÉACTIFS

Résumé

Dans l'étude on a présenté les considérations générales concernant les générateurs à un étage au quartz dans lesquels le résonateur au quartz remplace une des trois réactances du circuit. On a étudié le cas d'un idéal élément amplifiant, pour lequel l'unique inégal au zéro élément de la matrice d'admittance est Y_{21} . On a appliqué la méthode, proposée par l'auteur [3], du calcul de l'impédance du circuit d'excitation. On a montré l'existence de 6 circuits générateurs faisant partie de la classe considérée. L'auteur n'a pas réussi à trouver les trois d'entre eux dans les publications accessibles.

A. J. FIOK

EINSTUFIGE QUARZGENERATOREN MIT DREI REAKTANZELEMENTEN

Zusammenfassung

Es wurden allgemeine Erwägungen betreffs der einstufigen Quarzgeneratoren gebracht, bei denen ein Quarzresonator eine der drei Reaktanzen des Systems vertritt. Die Erwägungen wurden an Hand eines idealisierten Verstärkerelements durchgeführt, bei dem das einzige nicht nullwertige Element der Leitwertmatrix Y_{21} ist. Die von dem Verfasser [3] vorgeschlagene Berechnungsmethode wurde für die Impedanz des Erregungssystems angewandt. Es wurde bewiesen, daß es 6 Generationssysteme der erörterten Klasse gibt, wovon der Verfasser 3 Systeme in der ihm zugänglichen Fachliteratur nicht gefunden hat.

А. Е. ФЙОК

ОДНОСТУПЕНЬЧАТЫЕ КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ С ТРЕМЯ РЕАКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Резюме

В труде представлены общие рассуждения касающиеся одноступенчатых кварцевых генераторов, в которых кварцевый резонатор замещает один из трех реактивных элементов схемы. Рассуждения проведены для идеализированного усилительного элемента, в котором единственным элементом матрицы адмитансов не равным нулю является Y_{21} . Применен предложенный автором [3] метод вычисления импеданса возбуждающей схемы. Доказано существование 6 генерационных схем принадлежащих к рассматриваемому классу. Трех из них автор не нашел в технической литературе.

Metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych

KRZYSZTOF BAREŁA (ŁÓDŹ)

Ośrodek Elektronicznej Techniki Obliczeniowej Politechniki Łódzkiej

Otrzymano 3.6.1975

Przedstawiona metoda pozwala wyznaczyć określone zadaniem sieci elementy stochastycznej macierzy Q dla sieci. Macierz Q stanowi chwilowy model niezawodnościowy opisujący (z punktu widzenia prowadzonych badań) kombinacyjne układy logiczne w chwili t czasu dyskretnego.

Celem badania jest ocena jakości wykonania zadania przez sieć z uwzględnieniem jej struktury funkcjonalnej oraz zmian o charakterze losowym i chwilowym własności funktorów. Charakter zmian własności każdego funktora jest opisany za pomocą dwóch wskaźników niezawodności.

Metoda jest przystosowana do wykorzystania możliwości elektronicznej techniki obliczeniowej.

1. WSTĘP

W kombinacyjnych układach logicznych można wyróżnić zdarzenie polegające na tym, że w chwili t czasu dyskretnego układ znajdzie się w stanie niezgodnym ze stanem wynikającym z zadania układu. Zdarzenie to nazywane jest *przekłamaniem* (uszkodzenie samousuwalne), gdy ma charakter losowy i chwilowy, lub *uszkodzeniem*, gdy ma charakter losowy. Istnieje klasa kombinacyjnych sieci logicznych (np. występujących w maszynach cyfrowych), dla których jednym z najważniejszych problemów jest wyeliminowanie błędów spowodowanych przekłamaniami [1 ÷ 10, 12 ÷ 14, 16]. Przyjęte założenia upraszczające oraz duża pracochłonność metod analizy niezawodności większych sieci zmuszają do dalszych studiów i doskonalenia aparatu analizy niezawodności przy jednoczesnym przystosowaniu go do możliwości elektronicznej techniki obliczeniowej.

W niniejszej pracy dla potrzeb analizy dokonano naturalnego podziału sieci logicznej na warstwy, a z kolei warstwy na elementy w oparciu o postawione jej zadanie i strukturę funkcjonalną. Przyjęto, że stochastyczna macierz Q jest modelem niezawodnościowym opisującym kombinacyjne układy logiczne w chwili czasu dyskretnego przy uwzględnieniu występowania przekłamań [1 ÷ 13, 16].

Wskaźniki niezawodności funktora określone na podstawie jego macierzy Q są miarami probabilistycznymi niezawodności funktora. Dla określenia wskaźników niezawodności sieci należy wyznaczyć elementy jej stochastycznej macierzy Q . Elementy macierzy Q można wyznaczyć metodami analitycznymi, graficzno-analitycznymi lub oszacować przy wykorzystaniu modelowania statystycznego.

Przedstawiona metoda jest kontynuacją prac [2÷8, 14], pozwala wyznaczyć określone (zadaniem sieci) elementy stochastycznej macierzy sieci o znanej strukturze funkcjonalnej i zadanych wskaźnikach niezawodności funktorów przy wykorzystaniu możliwości elektro-nicznych maszyn cyfrowych.

2. MODEL NIEZAWODNOŚCIOWY KOMBINACYJNYCH UKŁADÓW LOGICZNYCH WSKAŹNIKI NIEZAWODNOŚCI UKŁADÓW

Rozważmy kombinacyjną sieć logiczną o K wejściach, N funktorach i M wyjściach. Sygnały działające w kanałach sieci w każdym takcie przyjmują wartości binarne. Zbiór kanałów wyjściowych funktorów Δ podzielono na dwa rozłączne podzbiory Δ_n i Δ_w , gdzie elementami podzbioru Δ_w są kanały wyjściowe funktorów stanowiące wyjścia sieci w liczbie M .

Sygnały działające kolejno w kanałach wejściowych sieci, działające na zbiorze kanałów wyjściowych funktorów Δ , na zbiorze kanałów wyjściowych funktorów wewnętrznych (Δ_n) oraz na zbiorze kanałów wyjściowych sieci (Δ_w) można opisać za pomocą wektorów losowych:

$$\mathbf{X} = (X_1, X_2, \dots, X_K), \quad (1)$$

$$\mathbf{Y} = (Y_1, Y_2, \dots, Y_N), \quad (2)$$

$$\mathbf{V} = (V_1, V_2, \dots, V_{N-M}), \quad (3)$$

$$\mathbf{W} = (W_1, W_2, \dots, W_M), \quad (4)$$

gdzie losowe składowe: X_i, Y_i, V_i, W_i przyjmują wartości (realizacje) $x_i, y_i, v_i, w_i \in \{0, 1\}$.

Niech A, B, E, Γ oznaczają odpowiednio uporządkowane zbiory realizacji $\mathbf{x}_i, \mathbf{w}_j, \mathbf{v}_r, \mathbf{y}_s$ wektorów $\mathbf{X}, \mathbf{W}, \mathbf{V}, \mathbf{Y}$, które uzyskano przez ponumerowanie odpowiednich realizacji w ten sposób, że numer określonej realizacji stanowi ekwiwalent dziesiętny tej realizacji traktowanej jako liczba zapisana w binarnym pozycyjnym systemie numeracji [1÷10, 12÷16]. Zadanie Z kombinacyjnego układu logicznego polega na przekształceniu informacji zawartej w realizacji $\mathbf{x}_i$ wektora $\mathbf{X}$ na informację zawartą w realizacji $\mathbf{w}_j$ wektora $\mathbf{W}$, w określonym przedziale czasu (np. takcie) według zadanego zbioru funkcji przełączających [2÷9].

Działanie kombinacyjnej sieci logicznej w takcie t można opisać za pomocą stochastycznej macierzy Q i rozkładu prawdopodobieństwa wektora $\mathbf{X}$ zadanego macierzą D [1÷6]

$$Q = \|q_{ij}\|_{2^K \times 2^M}; \quad D = \|d_i\|_{1 \times 2^K}, \quad (5)$$

gdzie:

q_{ij} — prawdopodobieństwo warunkowe działania na wyjściu sieci realizacji $\mathbf{w}_j \in B$ pod warunkiem, że na wejściu działa realizacja $\mathbf{x}_i \in A$,

d_i — prawdopodobieństwo zdarzenia, że na wejściu sieci działa realizacja $\mathbf{x}_i \in A$.

Zadanie sieci można zakodować za pomocą tablicy WZ $[0:2^K-1]$, gdzie element $WZ[i]$ określa ekwiwalent dziesiętny j (indeks) realizacji $\mathbf{w}_j \in B$ na wyjściu sieci, gdy na jej wejściu działa realizacja $\mathbf{x}_i \in A$ (z indeksem i).

Tablica WZ pozwala wyróżnić elementy macierzy Q , które określają prawdopo-

bieństwa warunkowe wykonania zadania. W ten sposób wyróżnione elementy macierzy Q będą wyznaczone w tablicy $P[0:2^K-1]$, gdzie $P[i]$ stanowi dla określonej klasy sieci [5, 16] prawdopodobieństwo warunkowe wykonania zadania, gdy na wejściu sieci działa realizacja $x_i \in A$. Z elementów tablicy $P[0:2^K-1]$ można wyznaczyć wskaźniki niezawodności sieci następująco [2÷10, 12÷16]:

$$\gamma_{min} = \min_i P[i], \quad (6)$$

$$\gamma_{sr} = \sum_{i=0}^{2^K-1} d_i \times P[i], \quad (7)$$

$$\gamma_{max} = \max_i P[i]. \quad (8)$$

Wskaźniki niezawodności są w sposób ścisły definiowane na podstawie adekwatnego z punktu widzenia prowadzonych badań modelu niezawodnościowego. Modelem niezawodnościowym kombinacyjnych układów logicznych przy uwzględnieniu przekłamań jest stochastyczna macierz układu $Q[2 \div 9]$.

Elementy q_{ij} stochastycznej macierzy funktora Q stanowiące prawdopodobieństwo warunkowe przekłamania funktora, gdy na jego wejściu działa x_i , można oznaczyć odpowiednio α_i lub β_i , gdzie α_i — prawdopodobieństwo warunkowe przekłamania sygnału wyjściowego z 1 na 0, a β_i — prawdopodobieństwo przekłamania z 0 na 1. Wskaźniki zawodności funktora są definiowane następująco:

$$\alpha' = \max_i \alpha_i; \quad \beta' = \max_i \beta_i. \quad (9)$$

Natomiast wyrażenia $1 - \alpha'$ i $1 - \beta'$ określają wskaźniki niezawodności funktora.

3. ZAŁOŻENIA PODSTAWOWE METODY

Przyjęto następujące założenia podstawowe metody:

- 1) na kanałach sieci typu $(K \times M)$ działają dwuwartościowe sygnały (należące do zbioru 0,1) nawet w przypadku występowania przekłamań (nie uwzględniane są uszkodzenia) [1÷10, 12÷14, 16],
- 2) funktory (o wielu wejściach) są opisane za pomocą dwóch charakterystyk (wskaźników zawodności) probabilistycznych α' i β' [2÷9],
- 3) prawdopodobieństwo błędnego sygnału wyjściowego funktora zależy od realizacji wektora sygnału wejściowego funktora, a nie zależy od sposobu produkcji (w sieci) tej realizacji [2÷9],
- 4) sieć jest rozpatrywana w stanie ustalonym (pomijalny jest czas trwania procesu przejściowego) [2, 4, 6÷9, 12, 14, 15],
- 5) w sieci nie występują sprzężenia zwrotne [2, 4, 6÷9, 12, 14, 15],
- 6) prawdopodobieństwo aktualnego stanu sieci nie zależy od stanów elementów i realizacji wektorów sygnałów w poprzednich chwilach czasu dyskretnego [2, 4, 6÷10, 12÷16],
- 7) każdy z funktorów w sieci zawsze w każdych warunkach produkuje sygnał wyjściowy o energii odpowiedniej do wysterowania następnych funktorów [2, 4, 6÷9, 15].

Możliwość badania sieci typu $(K \times M)$ oraz uwzględnienie zależności prawdopodobieństwa przekłamania poszczególnych funkktorów od realizacji wektora jego sygnału wejściowego stanowi zaletę metody, ale zwiększa liczbę operacji i czas badania. Dlatego dla przeprowadzenia analizy starano się wykorzystać możliwości elektronicznej maszyny cyfrowej.

4. ALGORYTM METODY

Przedstawiona metoda wyznacza określone zadaniem sieci elementy stochastycznej macierzy sieci Q , gdy zadana jest struktura funkcjonalna sieci i wskaźniki zawodności funkktorów, a następnie wyznacza wskaźniki niezawodności sieci.

Sieć należy podzielić na szeregowo połączone i kolejno ponumerowane warstwy, a warstwy z kolei na ponumerowane funktory, (wyjście funkтора nie może być wejściem innego funkтора należącego do tej samej warstwy) [2, 4 ÷ 10, 12, 14 ÷ 16]. Dla przeprowadzenia analizy sieci wykorzystano symbole i notację algolu.

Sygnał działający w kanale wejściowym sieci oznaczono symbolem $Y[l]$ ($l = 1, 2, \dots, K$), a sygnał działający w kanale wyjściowym e -tego funkтора $Y[e]$ ($e = K+1, K+2, \dots, K+N$).

W algorytmie metody podanej na rys. 1 wprowadzone są dwa sposoby przyspieszania toku obliczeń (zmienne c i e), w których wykorzystano następujące twierdzenie.

Twierdzenie 1. Jeżeli $r, s \in \{0, 1, 2, \dots, 2^n - 1\}$ są odpowiednio ekwiwalentami dziesiętnymi liczb $(\alpha_1^r, \alpha_2^r, \dots, \alpha_{e-1}^r, \alpha_e^r, \alpha_{e+1}^r, \dots, \alpha_n^r)_2$ oraz $(\alpha_1^s, \alpha_2^s, \dots, \alpha_{e-1}^s, \alpha_e^s, \alpha_{e+1}^s, \dots, \alpha_n^s)_2$ zapisywanych w dwójkowym pozycyjnym systemie numeracji i zachodzi równość

$$\text{entier}(r/2^{n-e}) = \text{entier}(s/2^{n-e}), \quad (10)$$

to cyfry tych liczb dwójkowych na odpowiadających sobie pozycjach od pierwszej do e -tej są takie same, tzn.

$$\alpha_i^r = \alpha_i^s; \quad i = 1, 2, \dots, e \quad (11)$$

gdzie:

$$r = \sum_{i=1}^n 2^{n-i} \times \alpha_i^r; \quad s = \sum_{i=1}^n 2^{n-i} \times \alpha_i^s, \quad (12)$$

$$\alpha_i^r, \alpha_i^s \in \{0, 1\}; \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (13)$$

Korzystając z tego, że wszystkie działania arytmetyczne na liczbach przedstawionych w systemie dwójkowym odbywają się na takich samych zasadach jak w systemie dziesiętnym, można sprawdzić tezę twierdzenia dodając wielokrotnie 1 do ekwiwalentu s i odpowiadającej mu liczby binarnej (począwszy od $s = r$) i jednocześnie sprawdzając równości (10) i (11).

Na rys. 1 zapisano algorytm metody za pomocą schematu blokowego.

Blok 1 jest blokiem czytania danych dotyczących:

a) struktury sieci, gdzie:

K — liczba kanałów wejściowych sieci,

M — liczba kanałów wyjściowych sieci,

START

1

Dane:

a) Struktura sieci: $K, M, N, F[K+1:K+N], LZE[K+1:K+N], NZE[1:\sum_{l=K+1}^{K+N} LZE[l]], NWS[1:M];$

b) zadanie sieci: $WZ[0:2 \cdot K-1];$

c) wskaźniki zawodności funkatorów: $A[K+1:K+N]$ i $B[K+1:K+N];$

d) $c < NWS[1]$ (c -numer określonego funkatora wykorzystywany do przyspieszania obliczeń,

ϵ -bliska zeru dodatnia liczba wykorzystana do przyspieszania obliczeń

2

Zerowanie tablic: $P[0:2 \cdot K-1]$ i $Pb[0:2 \cdot K-1]$

3

4

$i=0$

4

Formowanie składowych realizacji X ; w tablicy $Y[1:K+N]$ (od $Y[1]$ do $Y[K]$)

5

$q1=q=1.0; e=K+1; f1=1$

6

Formowanie składowych realizacji w ; ($WZ[i]=j$) na podstawie $NWS[1:M]$ w odpowiednich elementach tablicy $Y[1:K+N]$

7

8

$r=0$

8

Formowanie składowych realizacji V ; w tablicy $YP[K+1:K+N-M]$ ($e \in \Delta_n$)

9

$l=K+1$

10

$l < NWS[1] ?$

TAK

NIE

$Y[l]=YP[l]$

13

$l=l+1$

15

$l2=l; l=l+1; l1=2$

14

$l \leq K+N ?$

TAK

NIE

19

Wyznaczanie sygnału wyjściowego e -tego funkatora w komórce y na podstawie: $Y, F, LZE, NZE; q3=q1$

20

$y=1 ?$

TAK

NIE

21

$y=Y[e] ?$

TAK

NIE

$q1=1-A[e]$

$q1=A[e]$

$q1=1-B[e]$

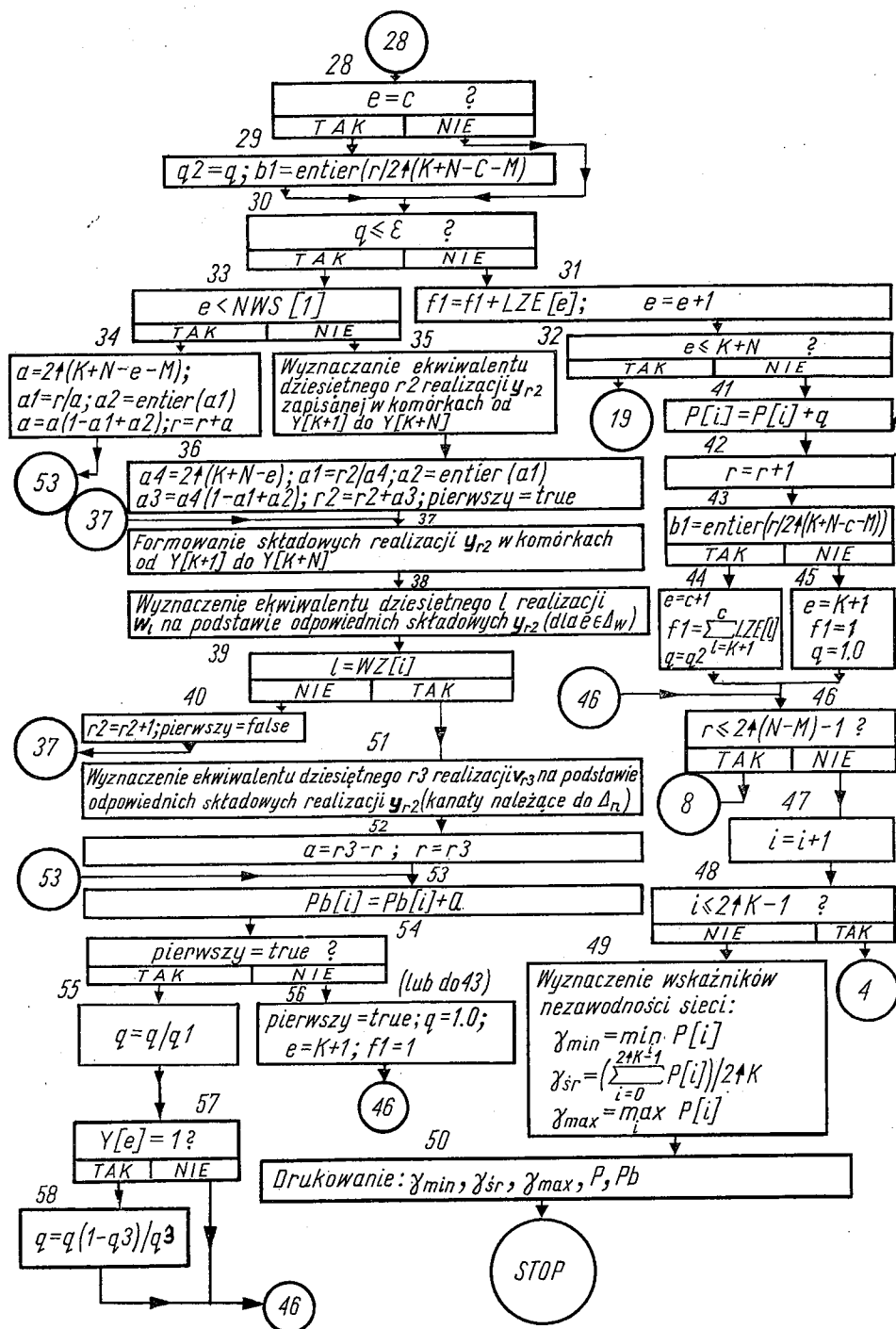
$q1=1-B[e]$

26

$q=q \times q1$

27

28



Rys. 1. Schemat blokowy opisujący algorytm metody analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych

N — liczba funktorów w sieci,

element $F[e]$ tablicy $F[K+1:K+N]$ określa kod (liczba) funkcji przełączającej przypisanej e -temu funktorowi,

element $LZE[e]$ tablicy $LZE[K+1:K+N]$ określa liczbę kanałów wejściowych e -tego funktora,

elementy od $NZE[1 + \sum_{l=K+1}^{e-1} LZE[l]]$ do $NZE[\sum_{l=K+1}^e LZE[l]]$ tablicy $NZE[1: \sum_{l=K+1}^{K+N} LZE[l]]$ określają numery funktorów, których kanały wyjściowe są wejściami e -tego funktora,

element $NWS[l]$ tablicy $NWS[1:M]$ określa numer funktora, którego wyjście jest l -tym kanałem wyjściowym sieci;

b) zadania sieci, gdzie:

element $WZ[i]$ tablicy $WZ[0:2^K-1]$ określa wskaźnik odpowiedniej (tzn. wynikający z przypisanego sieci zbioru M funkcji przełączających) realizacji w_j wektora wyjściowego sieci W , gdy na wejściu działa realizacja x_i wektora X ;

c) wskaźników zawodności funktorów, gdzie:

elementy $A[e]$ i $B[e]$ tablic $A[K+1:K+N]$ i $B[K+1:K+N]$ określają odpowiednio wskaźniki α' i β' e -tego funktora;

d) charakterystycznych wielkości wykorzystywanych do przyspieszania procesu analizy niezawodnościowej sieci, gdzie:

$c < NWS[1]$ w komórce c zapisany jest numer funktora, wyróżnienie którego pozwoli na zapamiętanie w komórce $q2$ prawdopodobieństwa warunkowego pojawienia się określonych (rozpatrywaną realizacją y_s) sygnałów wyjściowych (kolejnych) funktorów od $K+1$ do c (blok 29),

ε — zadana, dodatnia dowolnie mała liczba, która służy do porównywania jej z wyznaczoną wartością prawdopodobieństwa q pojawienia się realizacji y_s (tzn. v_r i w_j).

Blok 2 służy do wyzerowania tablic P i Pb , gdzie:

— w elemencie $P[i]$ tablicy $P[0:2^K-1]$ wyznaczone zostanie prawdopodobieństwo (q_{ij}) pojawienia się na wyjściu sieci realizacji w_j (numer j zapisany w komórce $WZ[i]$), gdy na jej wejściu działa x_i ,

— w elemencie $Pb[i]$ tablicy $Pb[0:2^K-1]$ zliczona będzie liczba pominiętych realizacji y_s (gdy $q \leq \varepsilon$) w procesie wyznaczania oszacowania prawdopodobieństwa q_{ij} , gdzie:

$$q_{ij} \leq P[i] + Pb[i] \times \varepsilon. \quad (14)$$

Blok 3 nadaje indeksowi i realizacji x_i wartość początkową.

W bloku 4 jest realizowana operacja nadawania określonej wartości binarnej kolejnym komórkom od $Y[1]$ do $Y[K]$ wynikającej z rozpatrywanej realizacji $x_i \in A$.

W operatorze 5 zmiennym q , e i $f1$ nadaje się wartości początkowe, gdzie:

— w komórce q wyznaczone będzie prawdopodobieństwo pojawienia się realizacji $y_s \in I'$ (tzn. $(v_r \in E) \wedge (W = w_j) | (X = x_i)$, gdzie $j = WZ[i]$),

— w komórce e zapisywany będzie numer rozpatrywanego funktora,

— zapisana liczba w komórce $f1$ wraz z komórką $LZE[e]$ pozwala na ustalenie, które elementy tablicy NZE określają wejścia e -tego funktora.

W bloku 6 są zapisywane w komórkach $Y[l]$ (gdzie: $l = NWS[1], NWS[2], \dots, \dots, NWS[M]$) wartości kolejnych składowych realizacji w_j (j – zapisane w $WZ[i]$), tzn. zachodzi formowanie określonej zadaniem sieci realizacji w_j , gdy na wejściu sieci działa x_i . Dla rozpatrywanego indeksu i składowe realizacji w_j nie ulegają zmianie (tzn. część składowych wektora Y ma stałą wartość).

W operatorze 7 indeksowi r realizacji v_r wektora V nadawana jest wartość początkowa.

W operatorze 8 formowana jest w kolejnych komórkach $YP[l]$ (gdzie: $l = K+1, K+2, \dots, K+N-M$) realizacja v_r , tzn. wartości sygnałów działających na podzbiorze Δ_n , a wynikających z rozpatrywanego indeksu r .

Bloki od 9 do 18 pozwalają na przepisanie zawartości kolejnych komórek tablicy YP do odpowiednich (nie zapełnionych w blokach 4 i 6) komórek $Y[l]$, gdzie: $l \in \{K+1, K+2, \dots, K+N\}$.

Bloki od 19 do 32 (objęte pętlą cyklu) wyznaczają w komórce q prawdopodobieństwo warunkowe zdarzenia polegającego na tym, że na zbiorze kanałów wyjściowych funkto-rów pojawi się realizacja y_s (utworzona ze składowych realizacji $(v_r \wedge w_j)$, gdy na wejściu sieci działa realizacja x_i .

Jeżeli dla rozpatrywanego i oraz r zawartość komórki $q \leq \varepsilon$ (blok 30), to wyznaczanie prawdopodobieństwa odpowiedniej realizacji y_s (wynikającej z realizacji $(v_r \wedge w_j)$) zostanie przerwane i wartości prawdopodobieństwa y_s oraz prawdopodobieństw (na podstawie tw. 1) odpowiednich realizacji y_i (w liczbie $a-1$, bloki 34, 38) utworzonych z kolejnych elementów zbioru $\{(v_{r+1} \wedge w_j), (v_{r+2} \wedge w_j), \dots, (v_{r+a-1} \wedge w_j)\}$ nie zostaną uwzględnione przy wyznaczaniu q_{ij} (tzn. nie będą dodane do $P[i]$) [2]. Liczba pominiętych realizacji y_s (dla rozpatrywanego i), dla których spełniony jest warunek $q \leq \varepsilon$ jest zliczana w komórce $Pb[i]$ tablicy Pb $[0:2 \uparrow K-1]$ (blok 53) [6].

Predykat 33 ($e < NWS[1]$) pozwala wyróżnić dwa sposoby wyznaczania liczby a pominiętych realizacji y_s , gdy $q \leq \varepsilon$. Gdy $e < NWS[1]$ (blok 34), to w oparciu o twierdzenie 1 wyznaczana jest liczba a realizacji (począwszy od realizacji v_r), które mają kolejne składowe (zapisane w komórkach od $Y[K+1]$ do $Y[e]$) jednakowe na odpowiadających sobie pozycjach.

Gdy $e \geq NWS[1]$, to należy:

- wyznaczyć (blok 35) ekwiwalent dziesiętny r_2 realizacji y_{r_2} (działającej na zbiorze Δ),
- wyznaczyć (blok 36) liczbę a_3 realizacji y_s (począwszy od y_{r_2}), których kolejne składowe zapisane w komórkach od $Y[K+1]$ do $Y[e]$ mają na odpowiadających sobie pozycjach równe wartości,
- powiększyć (blok 36) ekwiwalent dziesiętny r_2 o wartość a_3 ,
- zapisać (blok 37) w komórkach od $Y[K+1]$ do $Y[K+N]$ realizację y_{r_2} (nowe r_2) (pomo-cnicza zmienna pierwszy = true),
- powiększyć wskaźnik r_2 realizacji y_{r_2} do takiej wartości, aby wynikający z y_{r_2} indeks l realizacji w_l spełnił warunek $l = WZ[i]$ (bloki 37, 38, 39, 40),
- wyznaczyć ekwiwalent dziesiętny r_3 realizacji v_{r_3} działającej na Δ_n , a wynikającej z realizacji y_{r_2} (blok 51),
- wyznaczyć (blok 52) liczbę a pominiętych realizacji (począwszy od v_r) działających na zbiorze Δ_n , a wynikającą z faktu pominięcia realizacji działających na zbiorze Δ ,
- przepisać zawartość komórki r_3 do r .

Blok 53 przewiduje dodanie do komórki $Pb[i]$ liczby a pominiętych realizacji $(v_r \wedge w_j)$ działających na Δ .

W bloku 55 realizowane jest wyznaczenie w komórce q prawdopodobieństwa pojawienia się określonych składowych (zapisanych od $Y[K+1]$ do $Y[e-1]$) realizacji $(v_{r+a} \wedge w_j)$ na podstawie wyznaczonej wartości prawdopodobieństwa pojawienia się składowych realizacji $(v_r \wedge w_j)$ zapisanych w komórkach od $Y[K+1]$ do $Y[e]$. Wyjście „nie” z predykatu 54 można połączyć z blokiem 43. Wyznaczona wartość (blok 29) pomocniczej zmiennej $b1$ wykorzystywana jest w drugim sposobie przyspieszania obliczeń.

W bloku 19 jest wyznaczony w komórce y sygnał, jaki powinien działać na wyjściu e -tego funktora, gdy funktor ten znajduje się w stanie sprawności. Wartość sygnału y jest wyznaczana na podstawie przypisanej e -temu funktorowi funkcji przełączającej zakodowanej w $F[e]$ oraz określonych tablicą NZE elementów tablicy Y stanowiących wejścia funktora. Przez porównanie wartości sygnału zapisanego w $Y[e]$ (wynikającej z rozpatrywanej realizacji y_s) z wartością sygnału wyznaczonego w komórce y określa się czy e -ty funktor pracuje poprawnie (wykonał zadanie), czy przekłamał swój sygnał (bloki 21, 22). Jeżeli przekłamał, to jest określany rodzaj przekłamania czy z 0 na 1, czy z 1 na 0 (bloki 20, 21, 22).

W komórce $q1$ jest zapisywane prawdopodobieństwo poprawnej pracy e -tego funktora (gdy nie wystąpiło przekłamanie z 1 na 0, to $q1 = 1 - A[e]$ — blok 23, a gdy nie wystąpiło z 0 na 1, to $q1 = 1 - B[e]$ — blok 25), lub prawdopodobieństwo przekłamania, przy czym:

$q1 = A[e]$ dla przekłamania z 1 na 0,

$q1 = B[e]$ dla przekłamania z 0 na 1.

W bloku 27 wyznaczone jest prawdopodobieństwo warunkowe pojawienia się składowych od $Y[K+1]$ do $Y[e]$ realizacji y_s , gdy na wejściu sieci działa realizacja x_i . Po wyjściu z pętli w komórce q obliczone będzie prawdopodobieństwo warunkowe pojawienia się y_s pod warunkiem, że na wejściu sieci działa realizacja x_i .

Drugi sposób przyspieszania obliczeń realizowany jest za pomocą bloków 28, 29, 43 ÷ 45 przez zapamiętanie w komórce $q2$ prawdopodobieństwa warunkowego pojawienia się składowych od $Y[K+1]$ do $Y[c]$ realizacji y_s wynikającej z rozpatrywanych realizacji v_r i w_j , gdy na wejściu sieci działa realizacja x_i .

W predykanie 43 sprawdzany jest warunek, czy aktualnie rozpatrywana realizacja v_r ma w stosunku do uprzednio rozpatrywanej v_p ($p < r$) na początkowych odpowiadających sobie pozycjach zapisanych w komórkach od $Y[K+1]$ do $Y[c]$ parami równe wartości składowych. Gdy jest spełniona relacja z predykatu 43, to będzie rozpatrywany $c+1$ funktor, a do komórki q zostanie przepisana wartość z komórki $q2$, którą wyznaczono dla tej samej realizacji x_i i omówionej realizacji v_p . Numer p wyznaczono w jednym z bloków 34 lub 52, a gdy nie była spełniona relacja z predykatu 30 wyznaczony został w bloku 42. Gdy nie jest spełniona relacja z bloku 43, to dla aktualnie rozpatrywanych realizacji x_i i v_r badanie sieci kontynuowane jest począwszy od funktora z numerem $K+1$.

Pętla obejmująca bloki od 8 do 46 pozwala wyznaczyć w bloku 41 sumę prawdopodobieństw warunkowych pojawienia się tych realizacji y_s , które warunkują wykonanie zadania, gdy na wejściu sieci działa x_i . Suma ta jest poszukiwanym elementem q_{ij} stochastycznej macierzy Q . Wykonanie operacji przewidzianych pętlą obejmującą bloki 4 ÷ 48 pozwoli wyznaczyć określone zadaniem sieci elementy stochastycznej macierzy sieci Q .

Blok 49 przewiduje wyznaczenie wskaźników niezawodności sieci. Blok 50 realizuje operację drukowania wyników obliczeń, do których w zależności od potrzeb można zaliczyć: wskaźniki niezawodności sieci, wyznaczone elementy macierzy sieci Q oraz tablicę Pb . Elementy tablicy Pb pozwalają ocenić błędy wyznaczonych elementów tablicy Q .

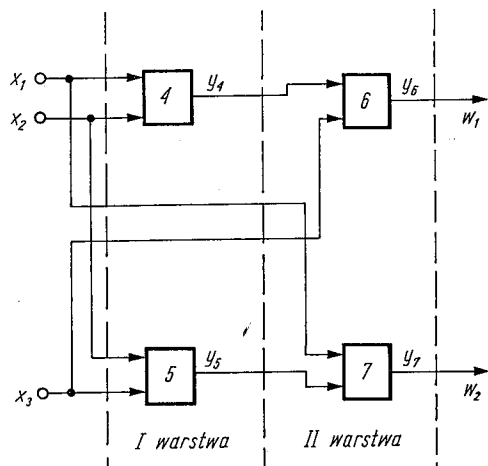
Algorytm metody zapisany za pomocą schematu blokowego i przedstawiony na rys. 1 można opracować w odpowiednim autokodzie (Algol, Fortran) stosowanie do możliwości dostępnej maszyny cyfrowej.

Dla przeprowadzenia analizy niezawodności dużych sieci należy korzystać z systemów liczących odpowiednio szybkich i o dużych pamięciach operacyjnych. Można również podzielić badaną sieć na podsieci i każdą z podsieci badać niezależnie, a następnie na podstawie otrzymanych stochastycznych macierzy podsieci przeprowadzić analizę niezawodności całej sieci.

W bibliotece podprogramów Ośrodka ETO Politechniki Łódzkiej znajdują się realizacje programowe algorytmu przedstawionej metody napisane w Algolu 1204 na maszynie Odra 1204 (wykonane w ramach prowadzonych prac dyplomowych).

5. PRZYKŁAD

Dla kombinacyjnej sieci logicznej [16] zbudowanej z funktorów NAND przedstawionej na rys. 2 przeprowadzić analizę niezawodności.



Rys. 2. Prosta kombinacyjna sieć logiczna

Dane:

a) struktura sieci:

$K = 3, M = 2, N = 4;$

$F[4] = 5, F[5] = 5, F[6] = 5, F[7] = 5;$

$LZE[4] = 2, LZE[5] = 2, LZE[6] = 2, LZE[7] = 2;$

$NZE[1] = 1, NZE[2] = 2$ (funktory 4),

$NZE[3] = 2, NZE[4] = 3$ (funktory 5),

$NZE[5] = 4, NZE[6] = 3$ (funktory 6),

$NZE[7] = 1, NZE[8] = 5$ (funktor 7),

$NWS[1] = 6, NWS[2] = 7$;

b) zadanie sieci:

$WZ[0] = 3, WZ[1] = 3, WZ[2] = 3, WZ[3] = 1,$

$WZ[4] = 2, WZ[5] = 0, WZ[6] = 2, WZ[7] = 3$;

c) wskaźniki zawodności kolejnych funktorów:

$A[4] = 10^{-7}, B[4] = 1,5 \cdot 10^{-7},$

$A[5] = 10^{-7}, B[5] = 1,5 \cdot 10^{-7},$

$A[6] = 10^{-7}, B[6] = 1,5 \cdot 10^{-7},$

$A[7] = 10^{-7}, B[7] = 1,5 \cdot 10^{-7}$;

d) dane wykorzystywane w procesie przyspieszania obliczeń:

$c = 5, \varepsilon = 10^{-13}$.

Wyniki obliczeń

$q_{03} = P[0] = 0,999\ 999\ 800, Pb[0] = 1,$

$q_{13} = P[1] = 0,999\ 999\ 800, Pb[1] = 1,$

$q_{23} = P[2] = 0,999\ 999\ 800, Pb[2] = 1,$

$q_{31} = P[3] = 0,999\ 999\ 650, Pb[3] = 2,$

$q_{42} = P[4] = 0,999\ 999\ 650, Pb[4] = 2,$

$q_{50} = P[5] = 0,999\ 999\ 500, Pb[5] = 3,$

$q_{62} = P[6] = 0,999\ 999\ 650, Pb[6] = 2,$

$q_{73} = P[7] = 0,999\ 999\ 500, Pb[7] = 3,$

$\gamma_{min} = 0,999\ 999\ 500, \gamma_{sr} = 0,999\ 999\ 669,$

$\gamma_{max} = 0,999\ 999\ 800.$

Liczba pominiętych realizacji y , określona przy wyznaczaniu elementu $P[i]$ tablicy P jest zapisana w komórce $Pb[i]$; wynika ona z przyjętej wartości ε .

6. ZAKOŃCZENIE

Opracowana metoda, dla podanych założeń, umożliwia na etapie projektowania:

- wyznaczenie, określonych zadaniem sieci, elementów stochastycznej macierzy sieci oraz jej wskaźników niezawodności przy zadanych probabilistycznych wskaźnikach zawodności funktorów,
- wybór z wielu możliwych realizacji fizycznych takiej sieci, która ma najlepsze, technicznie uzasadnione, wskaźniki niezawodności,
- wyznaczenie wskaźników niezawodności sieci przy uwzględnieniu zawodnych połączeń między funktorami opisanych za pomocą określonych wskaźników zawodności,
- przeprowadzenie analizy niezawodności sieci redundancyjnych.

Można przedstawioną metodę uogólnić, aby możliwe było przeprowadzenie analizy niezawodności sieci, gdy opis działania funktorów podany jest w postaci stochastycznej macierzy funktorów [4, 5]. Opis niezawodnościowy funktorów za pomocą wskaźników zawodności prowadzi do pesymistycznych wyników analizy, ale pozwala na poważne skrócenie czasu liczenia, a ponadto na zajęcie mniejszego obszaru pamięci maszyny cyfrowej.

Przez odpowiednią zmianę zadania sieci, zakodowanego w tablicy WZ , można wyznaczyć inne określone tablicą WZ elementy q_{ij} macierzy sieci Q . Można zatem tą metodą wyznaczyć wszystkie elementy macierzy sieci Q zmieniając zawartość tablicy WZ i powtarzając proces analizy 2^M razy.

Reasumując, algorytm metody pozwala przeprowadzić środkami programowymi, stosownie do możliwości dostępnej maszyny cyfrowej, analizę niezawodności sieci o K wejściach i M wyjściach. Ponadto metodę można zmodyfikować w ten sposób, aby możliwe było przeprowadzenie analizy niezawodności sieci, w przypadku gdy znane są wyniki badań niezawodnościowych funkcyj [2].

LITERATURA

1. J. Bańkowski, *Analiza niezawodności sieci przełączających*, Archiwum Elektrotechniki, z. 3, T. XV, 1966.
2. K. Bareła, *Wybrane zagadnienia analizy niezawodnościowej kombinacyjnych sieci logicznych występujących w maszynach cyfrowych*, Praca doktorska, Politechnika Łódzka, 1972.
3. K. Bareła, *Modele niezawodnościowe kombinacyjnych układów logicznych*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka”, nr 44, 1974.
4. K. Bareła, *Graficzno-analityczna metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych typu $(K \times M)$* , Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka”, nr 46, 1975.
5. K. Bareła, *O chwilowych wskaźnikach niezawodności kombinacyjnych układów logicznych*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka”, nr 46, 1975.
6. K. Bareła, *Metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych*, Materiały VI Sympozjum „Zastosowanie maszyn matematycznych w elektrotechnice”, Łódź, 13–14 wrzesień, 1975.
7. K. Bareła, *Maszynowa metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych typu $(K \times M)$* , Archiwum Elektrotechniki, T. XXV, 2.1, 1976.
8. K. Bareła, *Systiema wyczislitelnoy tiechniki do analiza struktornoj nadezhnosti logicheskikh schiem*, Materiały Międzynarodni Konferencje ARS'75, Sekce 4, Ostrava 7–11.04.1975.
9. E. Bareła, *Metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych typu $(K \times M)$ wykorzystująca modelowanie statystyczne*, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej „Elektryka”, nr 49, 1975.
10. M. K. Czirkow, *Wyzieslenie wierojatnostnykh charakteristik kombinacjonnykh schiem*, W sb. „Metody wyczislenij”, wyp. 5, izd. ŁGU, 1961.
11. Sz. Firkowicz, *O ocenie niezawodności elementów przełączających*, Archiwum Automatyki i Telemekhaniki, T. XVI, z. 29, 1971.
12. W. Komorowski, *Niezawodność strukturalna sieci logicznych*, Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, ICT, 1970.
11. W. I. Lewin, *Wierojatnostnyj analiz nienadezhnykh awtomatow*, Izd. „Zinatnie”, Riga, 1969.
14. J. Mieścicki, *O pewnych zagadnieniach niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych*, Praca doktorska, Politechnika Warszawska, 1966.
15. M. Orłowski, *Pewne metody maszynowego obliczania prawdopodobieństwa poprawnej pracy kombinacyjnych układów logicznych*, Praca doktorska, Politechnika Warszawska, 1968.
16. R. Świniarski, *Metoda wyznaczania sygnałów wyjściowych rzeczywistych kombinacyjnych sieci logicznych. Wskaźnik niezawodności sieci*, Archiwum Elektrotechniki, T. XXI, z. 2, 1972.

K. BAREŁA

METHOD OF AUTOMATIC RELIABILITY ANALYSIS IN LOGICAL COMBINATIONAL NETWORKS

Summary

The represented method permits to determine the elements of the stochastic matrix Q for the network. The matrix Q determines the temporary reliability model describing logical combinational circuits at the moment t of discrete time. The purpose of the investigation is to evaluate the performance of the circuits with regard to property changes (in random and temporary character) of network gates and to functional structure of the network. The changes are described by indices of gates reliability. This description of the reliability model in logical networks and this method can be used by electronic computers.

K. BAREŁA

MÉTHODE DE L'ANALYSE DE FIABILITÉ DES RÉSEAUX COMBINATOIRES LOGIQUES

Résumé

La méthode présentée permet de déterminer les éléments de la matrice stochastique Q définis par le réseau donné. La matrice Q est un modèle instantané de fiabilité, qui décrit (du point de vue de recherches poursuivies) les circuits combinatoires logiques au moment t de temps discret.

Le but de recherche est l'estimation de la qualité de la réalisation du problème par le réseau, compte tenant de sa structure fonctionnelle et des modifications au caractère aléatoire et instantané des propriétés des foncteurs. Le caractère des modifications des propriétés de chaque foncteur est décrit à l'aide de deux indices de fiabilité.

La méthode est adaptée pour mettre à profit les possibilités de la technique de calcul électronique.

K. BAREŁA

METHODE EINER ANALYSE DER ZUVERLÄSSIGKEIT
IN DER LOGISCHEN KOMBINATIONSSCHALTUNGEN

Zusammenfassung

Mittels der in dieser Arbeit dargestellten Methode können bestimmte Elemente der stochastischen Matrix Q für das Netz bezeichnet werden. Die Matrix Q beschreibt die Arbeit der Schaltung im Moment t der diskreten Zeit.

Der Zweck der Forschung ist die Einschätzung der Arbeit der Schaltungen unter Berücksichtigung der Funktionsstruktur und des einstweiligen stochastischen Charakters der Elemente. Der Charakter der Eigenschaftsänderung eines jeden Funktionselementes wird mittels zwei Zuverlässigkeitsindexen bezeichnet.

Bei dieser Methode besteht die Möglichkeit, elektronische Rechner anzuwenden.

K. БАРЕЛА

МЕТОД АНАЛИЗА НАДЕЖНОСТИ ЛОГИЧЕСКИХ СХЕМ

Резюме

Одной из важных проблем, возникающих при испытаниях логических схем на надежность, является проблема оценки влияния случайных сбоев ненадежных логических элементов. Важную роль играет то обстоятельство, что ошибки схемы оставляют неизменными его алфавиты сигналов.

В статье рассматривается метод позволяющий вычислить определенные элементы стохастической матрицы схемы Q , которая является моделью надежности (с точки зрения проведенных испытаний) комбинационных схем. Матрица Q описывает работу схемы в фиксированный, дискретный момент времени t .

Рассматриваемый метод для оценки показателей надежности схемы учитывает структуру сети, а также случайный и временный характер ошибок элементов и позволяет применять методы электронной вычислительной техники.

Analiza spektralna sygnałów próbkowanych w sposób niedeterministyczny

MIROSŁAW WIECHOWSKI (WARSZAWA)

Instytut Podstaw Elektroniki Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 3.8.1975

W pracy przedstawiono podstawowe pojęcia dotyczące teorii losowych procesów punktowych. Na ich podstawie wprowadzono pojęcie losowego procesu impulsowego $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t-t_k)$, gdzie symbol $\delta(t)$ oznacza pseudofunkcję Diraca, a ciąg $\{t_k\}$ jest losowym procesem punktowym. Następnie obliczono funkcję autokorelacji i widmo gęstości mocy dla ważnej w praktyce klasy stacjonarnych procesów impulsowych.

Uzyskane wyniki posłużyły do obliczania widm energetycznych sygnałów ciągłych w sensie średniokwadratowym poddanych próbkowaniu przypadkowemu, przy czym wykorzystano metodę splotu widma sygnału oryginalnego z widmem procesu impulsowego.

W końcowej części pracy znajdują się dwa przykłady. Przeliczono widmo procesu losowego próbkowanego poissonowskim ciągiem impulsów Diraca oraz widmo procesu losowego próbkowanego ciągiem impulsów Diraca o taktowych interwałach.

1. WSTĘP

Pierwszy niedeterministyczny model próbkowania sygnałów został stworzony przez A. V. Balakrishnana [1]. Znany jest on pod nazwą *jittered sampling*, czyli próbkowanie z błędami tyjącymi czasów pobierania próbek. Błędy te są reprezentowane przez rodzinę zmiennych losowych $\{\vartheta_n\}$ o jednakowych rozkładach gęstości prawdopodobieństwa. Zamiast ciągu próbek sygnału $\{\xi_n\}$, gdzie $\xi_n = \xi(nT)$, a T jest stałym interwałem próbkowania, uzyskuje się ciąg $\{\gamma_n\}$, gdzie $\gamma_n = \xi(nT + \vartheta_n)$.

Istotne uogólnienie zostało dokonane przez F. J. Beutlera i O. A. Z. Lenemana w szeregu prac [3, 4, 5, 6, 8] opartych na teorii procesów punktowych. Autorzy zajmowali się modelem procesu impulsowego, będącego losowym ciągiem pseudofunkcji Diraca o różnych intensywnościach:

$$\eta(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n \delta(t-t_n).$$

Założenia dotyczące interwałów między poszczególnymi impulsami były bardzo ogólne, w szczególności zaś nie było wymagane, aby interwały były niezależnymi zmiennymi losowymi oraz aby ich rozkłady były identyczne. Autorzy uzyskali ogólne i proste wyrażenia na funkcję autokorelacji i widmo gęstości mocy takich procesów.

Wiele istotnych wniosków dotyczących teorii losowego próbkowania sygnałów można wyciągnąć z prac E. D. Banty [2], P. Mazzettiego [10, 11] oraz B. R. Levina [9]. Autorzy ci zajmują się inną klasą procesów impulsowych — takich, w których impulsy mają określony kształt, skończony czas trwania i skończoną wysokość, przy czym zarówno kształt, jak i czas trwania oraz interwały między impulsami mogą być opisywane za pomocą parametrów będących zmiennymi losowymi; metody stosowane w powyższych pracach mogą być przydatne także do analizy losowych ciągów pseudofunkcji Diraca.

W pracy niniejszej ograniczono się do obliczenia widm procesów losowych próbkowanych w sposób przypadkowy, traktując operację próbkowania sygnału $\xi(t)$ jako mnożenie tego sygnału przez impulsowy proces losowy. W dziedzinie częstotliwości uzyskuje się wówczas spłot widm energetycznych obu przebiegów. W ten sposób uniknięto wprowadzania współczynników korelacji między wartościami sygnału próbkowanego $\xi(t_k)$ w chwilach próbkowania.

2. SPIS OZNACZEŃ

2.1. Zbiory

R — zbiór liczb rzeczywistych,
 R^+ — zbiór liczb rzeczywistych dodatnich,
 Z — zbiór liczb całkowitych,
 N — zbiór liczb naturalnych.

2.2. Zmienne losowe

τ_0 — przesunięcie arbitralnie obranego punktu t_0 względem początku osi czasu,
 τ_i — interwał 1-go rzędu, czyli odległość między sąsiednimi punktami na osi czasu:
 $\tau_i = t_i - t_{i-1}$ dla $i \in N$ oraz $\tau_i = t_{i+1} - t_i$ dla $i \in Z - N - \{0\}$;
 T_n — interwał n -tego rzędu, czyli odległości między punktami t_i oraz t_{i+n} , gdzie $i \in Z$, $n \in N$;
 Θ_n — odcinek osi czasu liczony od dowolnego ustalonego punktu osi czasu (np. od punktu zerowego) w kierunku dodatnim dla $n \in N$ lub w kierunku ujemnym (dla $n \in Z - N - \{0\}$), aż do chwili napotkania dokładnie n punktów;
 $N(t)$ — liczba punktów zawartych w lewostronnie otwartym, prawostronnie domkniętym przedziale czasowym o długości t , $t \in R^+$.

2.3. Dystrybuanty i rozkłady prawdopodobieństw zmiennych losowych

$\Phi_i(t) = P[\tau_i \leq t]$ — dystrybuanta zmiennej losowej τ_i , $i \in Z$;
 $F_n(t) = P[T_n \leq t]$ — dystrybuanta zmiennej losowej T_n , $n \in N$;
 $\Psi_n(t) = P[\Theta_n \leq t]$ — dystrybuanta zmiennej losowej Θ_n , $n \in Z$;
 $W_n(t) = P[N(t) \leq n]$ — dystrybuanta zmiennej losowej $N(t)$, $n \in N \cup \{0\}$;

$p_n(t) = P[N(t) = n]$ — prawdopodobieństwo znalezienia dokładnie n punktów w przedziale czasowym o długości t , lewostronnie otwartym, prawostronnie domkniętym $n \in N \cup \{0\}$.

Małymi literami oznaczane będą funkcje gęstości rozkładu zmiennych losowych, będące pochodnymi odpowiednich dystrybuant, tzn.:

$$\varphi_i(t), f_n(t), \psi_n(t).$$

2.4. Pozostałe oznaczenia

$E(\xi) = \bar{\xi}$ — wartość oczekiwania zmiennej losowej ξ ,

$\mathcal{F}[f(t)] = \bar{f}(j\omega)$ — transformata Fouriera funkcji $f(t)$,

$R_\xi(t_1, t_2)$ — funkcja autokorelacji sygnału $\xi(t)$,

$\underline{R}_\xi(\tau)$ — uśredniona funkcja autokorelacji niestacjonarnego sygnału o skończonej mocy,

$\underline{r}_\xi(\tau)$ — uśredniona funkcja autokorelacji sygnału o skończonej energii,

$S_\xi(\omega)$ — widmo gęstości mocy stacjonarnego sygnału $\xi(t)$,

$\underline{S}_\xi(\omega)$ — uśrednione widmo gęstości mocy sygnału niestacjonarnego,

$\underline{s}_\xi(\omega)$ — uśrednione widmo gęstości energii sygnału niestacjonarnego,

$[\xi^2(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \xi^2(t) dt$ — energia sygnału $\xi(t)$,

$\langle \xi^2(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \xi^2(t) dt$ — średnia moc sygnału $\xi(t)$,

$\delta(t)$ — pseudofunkcja Diraca,

(a, b) — przedział lewostronnie otwarty, prawostronnie domknięty,

$\{x_1, x_2, \dots\}$ — zbiór elementów $x_1, x_2, \dots$,

$\{t_n\}$ — ciąg, $n \in Z$;

$[R(x)]$ — zdarzenie „zachodzi relacja $R(x)$ ”,

$P[R(x)]$ — prawdopodobieństwo zajścia zdarzenia $[R(x)]$,

$\bigwedge$ — kwantyfikator ogólny,

$\bigvee$ — kwantyfikator szczegółowy,

$f(t) * g(t)$ — spłot funkcji $f(t)$ i $g(t)$,

$f(t)^{*n}$ — n -krotny spłot funkcji $f(t)$ ze sobą.

3. LOSOWE PROCESY PUNKTOWE I IMPULSOWE

3.1. Pojęcie procesu punktowego

W wielu zagadnieniach praktycznych spotykane są sytuacje, gdy pewne jednorodne zdarzenia realizują się w sposób losowy w jakimś przedziale czasowym. Przykładowo — może to być zjawisko emisji elektronów przez katody lamp próżniowych, emisja cząstek elementarnych przez substancje radioaktywne, zjawisko przypadkowych zakłóceń o charak-

terze impulsowym występujących w kanałach telekomunikacyjnych, proces zgłaszania się klientów do stanowiska obsługi itp. Również proces próbkowania sygnału w losowo wybranych chwilach należy do tej samej kategorii zjawisk. Wszystkie one dają się opisać za pomocą przeliczalnego uporządkowanego ciągu specyficznych zdarzeń. Abstrahując od samej istoty zdarzeń, ciągi takie można rozpatrywać jako losowe procesy punktowe, których realizacjami są uporządkowane i przeliczalne ciągi punktów przypadkowo rozmieszczonych na osi czasu.

Definicja 3.1.1. Niech $\{\tau_n\}$, gdzie $n \in \mathbb{Z}$, będzie procesem losowym o dyskretnym parametrze n i takim, że $\bigwedge_{n \in \mathbb{Z}} 0 \leq \tau_n < \infty$.

Niech t_n będzie opisane następująco:

$$t_n = \begin{cases} \tau_0 + \sum_{k=1}^n \tau_k & \text{dla } n \in N, \\ \tau_0 & \text{dla } n = 0, \\ \tau_0 - \sum_{k=n}^{-1} \tau_k & \text{dla } n \in \mathbb{Z} - N - \{0\}. \end{cases}$$

Wówczas proces losowy $\{t_n\}$ zwany jest losowym procesem punktowym [4, 5].

Definicja 3.1.2. Niech $N(t, t')$ oznacza liczbę punktów znajdujących się w przedziale $(t', t' + t)$, $t' \in \mathbb{R}$, $t \in \mathbb{R}^+$. Losowy proces punktowy jest stacjonarny, jeżeli zachodzi:

$$\bigwedge_{n \in N \cup \{0\}} \bigwedge_{t' \in \mathbb{R}} \bigwedge_{\vartheta \in \mathbb{R}} \bigwedge_{t \in \mathbb{R}^+} P[N(t, t') = n] = P[N(t, t' + \vartheta) = n].$$

Jest to jedna z wielu możliwych, równoważnych definicji stacjonarności procesu punkowego, nawiązująca do intuicyjnego rozumienia tego pojęcia [4, 5]. W przypadku stacjonarności procesu punkowego wygodnie jest przyjąć oznaczenia „uwolnione” od ewentualnych przesunięć rozpatrywanego przedziału po osi czasu.

a) Interwał n -tego rzędu T_n , czyli odległość między punktami t_i oraz t_{i+n} , gdzie $i \in \mathbb{Z}$, $n \in N$, nie zależy od doboru punktu odniesienia t_i i może być oznaczany T_n . Dystrybuenta i funkcja gęstości rozkładu prawdopodobieństwa zmiennej losowej T_n będą oznaczane odpowiednio: $F_n(t)$, $f_n(t)$.

b) Niech $t' \in \mathbb{R}$ oznacza dowolny ustalony punkt na osi czasu, $\Theta_n(t')$ niech będzie długością odcinka, liczoną od t' aż do chwili napotkania dokładnie n punktów (jeżeli $n \in N$, liczenie odbywa się w kierunku dodatnim osi czasu, jeżeli $n \in \mathbb{Z} - N - \{0\}$ liczenie odbywa się w kierunku ujemnym, tak że zawsze $\Theta_n(t') \in \mathbb{R}^+$). W przypadku procesów punktowych stacjonarnych dobór punktu t' jest nieistotny i oznaczenie $\Theta_n(t')$ można zastąpić przez Θ_n . Dystrybuenta i funkcja gęstości zmiennej losowej Θ_n będą: $\Psi_n(t)$ i $\psi_n(t)$.

c) Zamiast oznaczenia $N(t, t')$ można przyjąć $N(t)$, interpretowane jako liczba punktów zawarta w przedziale prawostronnie domkniętym o długości t . Dystrybuenta zmiennej losowej $N(t)$ będzie oznaczana $W_n(t) = P[N(t) \leq n]$ a prawdopodobieństwo $P[N(t) = n] = p_n(t)$.

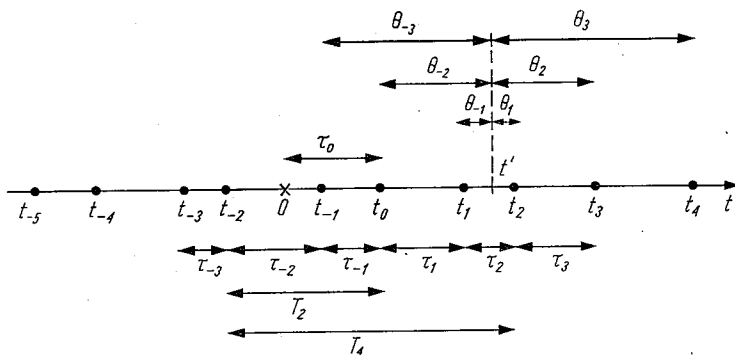
W dalszych rozważaniach klasa losowych stacjonarnych procesów punktowych zostanie zawężona do najważniejszych w teorii próbkowania procesów pojedynczych o skoń-

czonej intensywności i skończonej wariancji zmiennej losowej $N(t)$. Dla przypomnienia przytoczone zostaną definicje.

a. Losowy proces punktowy jest pojedynczy, jeżeli dla małych przedziałów czasu Δt zachodzi: $1 - p_0(\Delta t) - p_1(\Delta t) = o(\Delta t)$, gdzie:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{o(\Delta t)}{\Delta t} = 0,$$

zn. prawdopodobieństwo znalezienia w małym przedziale czasowym Δt więcej niż jednego punktu jest wielkością małą rzędu wyższego niż Δt .



Rys. 1. Losowy proces punktowy — jedna z możliwych realizacji

b. Losowy proces punktowy jest procesem o skończonej intensywności, jeżeli posiada skończoną granicę:

$$\lambda = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1 - p_0(\Delta t)}{\Delta t},$$

która w przypadku procesów pojedynczych jest zarazem równa $\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{N(\Delta t)}{\Delta t}$.

c. Proces punktowy jest procesem o skończonej wariancji zmiennej losowej $N(t)$ wtedy, gdy zmienna ta posiada skończoną wariancję lub wartość średniokwadratową.

Z istnienia skończonej wartości intensywności procesu punktowego (jej sens to liczba punktów przypadających średnio na jednostkę czasu) wynika istnienie skończonej wartości oczekiwanej $E[N(t)] = \lambda t, t \in R^+$. Skądinąd

$$E[N(t)] = \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot p_k(t),$$

ale

$$p_k(t) = \Psi_k(t) - \Psi_{k+1}(t).$$

Stąd, po prostych przekształceniach:

$$E[N(t)] = \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot [\Psi_k(t) - \Psi_{k+1}(t)] = \sum_{k=1}^{\infty} \Psi_k(t) = \lambda t,$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \psi_k(t) = \lambda.$$

Analogicznie:

$$E[N^2(t)] = \sum_{k=1}^{\infty} k^2 p_k(t) = \sum_{k=1}^{\infty} k^2 [\Psi_k(t) - \Psi_{k+1}(t)] = \lambda t + 2 \sum_{k=1}^{\infty} k \Psi_{k+1}(t).$$

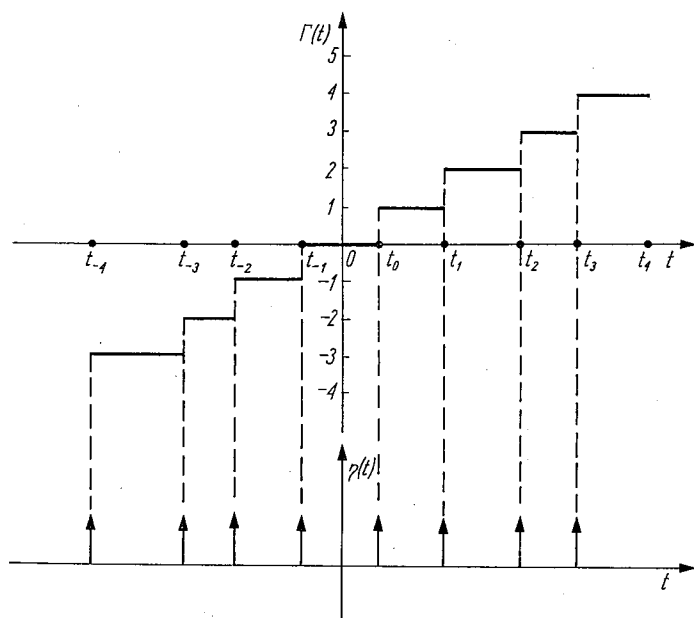
3.2. Losowe procesy impulsowe

Definicja 3.2.1. Przez losowy proces impulsowy rozumiany będzie proces

$$\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - t_k),$$

gdzie ciąg $\{t_k\}$ jest losowym procesem punktowym.

W zależności od rodzaju procesu punkowego można wyróżniać stacjonarne procesy impulsowe, pojedyncze procesy impulsowe itp.



Rys. 2. Losowy proces schodkowy $\Gamma(t)$ i jego pochodna — impulsowy proces losowy

W celu obliczenia funkcji autokorelacji stacjonarnych procesów impulsowych zostanie wprowadzony pomocniczy proces losowy $\Gamma(t)$, zdefiniowany jak poniżej:

a) $\Gamma(0) = 0$,

b) $\Gamma(t) = \begin{cases} N(t) & \text{dla } t \in R^+, \\ -N(-t) & \text{dla } t \in R - R^+ - \{0\}; \end{cases}$

$N(t)$ oznacza tu — jak poprzednio — liczbę punktów (lub impulsów Diraca) w przedziale

$(t', t' + t)$, gdzie t' — dowolne rzeczywiste; w szczególności może być $t' = 0$. Przy takim określeniu procesu $I(t)$, proces impulsowy jest jego pochodną:

$$\eta(t) = I'(t).$$

Wartość średnia procesu $I(t)$ w przedziale $(0, t)$, $t \in R^+$, wynosi:

$$E[I(t)] = \lambda t,$$

natomiast do obliczenia funkcji autokorelacji wygodnie jest posłużyć się równością:

$$R_I(t_a, t_b) = E[I(t_a) \cdot I(t_b)] = \frac{1}{2} \{E[I^2(t_a)] + E[I^2(t_b)] - E([I(t_a) - I(t_b)]^2)\}.$$

Ponieważ $I(t)$ jest procesem przyrostowym, zachodzi.

$$I(t_a) - I(t_b) = I(t_a - t_b),$$

skąd wynika:

$$R_I(t_a, t_b) = \frac{1}{2} \{E[I^2(t_a)] + E[I^2(t_b)] - E[I^2(t_a - t_b)]\},$$

tn. do obliczenia funkcji autokorelacji procesu $I(t)$ wystarczy znać jego wartość średniokwadratową

$$E[I^2(t)] = \sum_{k=1}^{\infty} k^2 p_k(t) = \lambda t + 2 \sum_{k=1}^{\infty} k \Psi_{k+1}(t).$$

Można wykazać [5, 8], że:

$$\Psi_k(t) = \lambda \int_0^t [F_{n-1}(u) - F_n(u)] du,$$

skąd wynika:

$$E[I^2(t)] = \lambda t + 2\lambda \sum_{k=1}^{\infty} k \int_0^t [F_k(u) - F_{k+1}(u)] du = \lambda t + 2\lambda \int_0^t \sum_{k=1}^{\infty} F_k(u) du.$$

Posługując się metodą opisaną w [6] można wykazać, że

$$R_I(t_a, t_b) = \lambda \left\{ \min(t_a, t_b) + \int_0^{t_a} \sum_{k=1}^{\infty} F_k(u) du + \int_0^{t_b} \sum_{k=1}^{\infty} F_k(u) du + \int_0^{|t_a - t_b|} \sum_{k=1}^{\infty} F_k(u) du \right\}.$$

Wykorzystując fakt, że funkcja autokorelacji procesu $\eta(t)$ jest drugą mieszaną pochodną funkcji autokorelacji procesu $I(t)$ oraz zauważając, że:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t_a} \min(t_a, t_b) &= \mathbf{1}(t_b - t_a), \\ \frac{\partial}{\partial t_b} \mathbf{1}(t_b - t_a) &= \delta(t_b - t_a), \end{aligned}$$

otrzymuje się:

$$R_{\eta}(t_a, t_b) = \lambda \left[\delta(t_b - t_a) + \sum_{k=1}^{\infty} f_k(|t_b - t_a|) \right],$$

lub, podstawiając $t_b - t_a = \tau$

$$R_\eta(\tau) = \lambda \delta(\tau) + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} f_k(|\tau|).$$

Widmo gęstości mocy procesu $\eta(t)$:

$$\begin{aligned} S_\eta(\omega) &= \mathcal{F}[R_\eta(\tau)] = \lambda + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} \mathcal{F}[f_k(|\tau|)] = \\ &= \lambda + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_k(|\tau|) e^{-j\omega\tau} d\tau = \lambda + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} [\bar{f}_k(j\omega) + \bar{f}_k(-j\omega)] \end{aligned}$$

(kreska nad symbolem funkcji oznacza jej transformatę Fouriera).

Do tego samego wyniku można dojść także metodą opisaną w [9, 11].

4. WIDMA ENERGETYCZNE SYGNAŁÓW PRÓBKOWANYCH LOSOWYMI PROCESAMI IMPULSOWYMI

Niech sygnał $\xi(t)$ będzie poddawany próbkowaniu przy pomocy losowego procesu impulsowego $\eta(t)$, spełniającego warunki: stacjonarności, pojedynczości, skończonej gęstości, wariancji — i niech sygnał spróbkowany będzie oznaczony przez $\gamma(t)$:

$$\gamma(t) = \xi(t) \cdot \eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \xi(t_k) \delta(t - t_k).$$

Jeżeli procesy $\xi(t)$ i $\eta(t)$ są od siebie statystycznie niezależne, to łatwo jest wykazać, że:

a) $E[\gamma(t)] = E[\xi(t)] \cdot E[\eta(t)],$

b) $R_\gamma(t_1, t_2) = R_\xi(t_1, t_2) R_\eta(|t_2 - t_1|).$

Można tu wyróżnić trzy przypadki, cały czas zakładając stacjonarność procesu impulsowego $\eta(t)$ i ciągłość procesu $\xi(t)$ w sensie średniokwadratowym:

a. Sygnał $\xi(t)$ jest stacjonarny w szerokim sensie, tzn. ze względu na wartość średnią i funkcję autokorelacji

$$R_\gamma(\tau) = R_\xi(\tau) \cdot R_\eta(\tau),$$

$$S_\gamma(\omega) = \frac{1}{2\pi} S_\xi(\omega) * S_\eta(\omega).$$

b. Sygnał $\xi(t)$ jest niestacjonarnym procesem losowym o skończonej mocy średniej. Wówczas można wprowadzić uśrednioną funkcję autokorelacji [13] i uśrednione widmo gęstości mocy:

$$\underline{R}_\xi(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T R_\xi(t, t + \tau) dt,$$

$$\underline{S}_\xi(\omega) = \mathcal{F}[\underline{R}_\xi(\tau)].$$

Widmo gęstości mocy i funkcja autokorelacji procesu spróbkowanego $\gamma(t)$:

$$R_\gamma(t, t + \tau) = R_\xi(t, t + \tau) \cdot R_\eta(\tau),$$

$$\begin{aligned} \underline{R}_\gamma(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T R_\xi(t, t + \tau) \cdot R_\eta(\tau) dt = \\ &= R_\eta(\tau) \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T R_\xi(t, t + \tau) dt = \underline{R}_\xi(\tau) \cdot R_\eta(\tau), \end{aligned}$$

$$\underline{S}_\gamma(\omega) = \frac{1}{2\pi} \underline{S}_\xi(\omega) * S_\eta(\omega).$$

Warto zauważyć, że $\underline{R}_\xi(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E[\xi^2(t)] dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_\xi(\omega) d\omega$,

czyli jest średnią mocą sygnału $\xi(t)$.

c. Sygnał $\xi(t)$ jest niestacjonarnym procesem losowym o skończonej energii. Wówczas uśredniona funkcja autokorelacji i widmo gęstości energii:

$$\underline{r}_\xi(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} R_\xi(t, t + \tau) d\tau,$$

$$\underline{s}_\xi(\omega) = \mathcal{F}[\underline{r}_\xi(\tau)].$$

Uśredniona funkcja autokorelacji i widmo gęstości energii procesu $\gamma(t)$:

$$\begin{aligned} \underline{r}_\gamma(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_\gamma(t, t + \tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} R_\xi(t, t + \tau) R_\eta(\tau) dt = \\ &= R_\eta(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} R_\xi(t, t + \tau) dt = \underline{r}_\xi(\tau) \cdot R_\eta(\tau), \end{aligned}$$

$$\underline{s}_\gamma(\omega) = \frac{1}{2\pi} \underline{s}_\xi(\omega) * S_\eta(\omega).$$

Analogicznie, jak w przypadku b. zachodzi:

$$\underline{r}_\xi(0) = \int_{-\infty}^{\infty} R_\xi(t, t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} E[\xi^2(t)] dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{s}_\xi(\omega) d\omega.$$

Jest to więc średnia energia sygnału $\xi(t)$.

Ze względu na formalne podobieństwo wzorów we wszystkich trzech przypadkach, można umownie oznaczyć funkcję autokorelacji sygnału $\xi(t)$ (uśrednioną lub w zwykłym sensie) przez $R_\xi(\tau)$, a jej transformatę Fouriera przez $S_\xi(\omega)$. Wówczas otrzymuje się ogólne wyrażenie na funkcję autokorelacji i widmo energetyczne procesu spróbkowanego $\gamma(t)$:

$$R_\gamma(\tau) = \lambda R_\xi(0) \delta(\tau) + \lambda R_\xi(\tau) \sum_{k=1}^{\infty} f_k(|\tau|),$$

$$S_{\gamma}(\omega) = \lambda R_{\xi}(0) + \frac{1}{2\pi} \lambda S_{\xi}(\omega) * \sum_{k=1}^{\infty} [\bar{f}_k(j\omega) + \bar{f}_k(-j\omega)].$$

Powyższe dwa wzory stanowią centralny punkt niniejszej pracy.

Łatwo jest zauważyć, że funkcja autokorelacji $R_{\gamma}(\tau)$ procesu spróbkowanego jest w pełni określona przez podanie jej wartości jedynie dla wartości argumentu τ będących interwałami pierwszego i wyższych rzędów między kolejnymi próbkami: $T_1, T_2, T_3 \dots$ Pozwala to w inny sposób wyrazić tę funkcję oraz widmo energetyczne procesu $\gamma(t)$.

Jeżeli t_i oznacza chwilę pobrania próbki sygnału oryginalnego $\xi(t)$, to można oznaczyć:

$$R_{\xi}(T_k) = E[\xi(t_i) \cdot \xi(t_i + T_k)] = E[\xi(t_i) \cdot \xi(t_{i+k})] = \varrho(k)$$

i wówczas:

$$R_{\gamma}(\tau) = \lambda \varrho(0) \delta(\tau) + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} \varrho(k) f_k(|\tau|),$$

$$S_{\gamma}(\omega) = \lambda \varrho(0) + \lambda \sum_{k=1}^{\infty} \varrho(k) [\bar{f}_k(j\omega) + \bar{f}_k(-j\omega)],$$

czyli uzyskuje się wyniki identyczne jak w pracy [6] przy użyciu innej metody postępowania.

W porównaniu z widmem energetycznym $S_{\xi}(\omega)$ sygnału oryginalnego, widmo $S_{\gamma}(\omega)$ sygnału spróbkowanego różni się istnieniem składowej o wartości $\lambda R_{\xi}(0)$ stałej dla wszystkich częstotliwości, a więc mającej charakter szumu białego, oraz występowaniem zależnych od częstotliwości zniekształceń widma oryginalnego — matematycznie wyrażonych przez spłot oryginalnego widma $S_{\xi}(\omega)$ z funkcją $\sum_{k=1}^{\infty} [\bar{f}_k(j\omega) + \bar{f}_k(-j\omega)]$.

Przykłady

Próbkowanie za pomocą poissonowskiego ciągu impulsów Diraca

Poissonowskim ciągiem impulsów Diraca nazywany jest proces impulsowy $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - t_k)$, w którym wszystkie interwały pierwszego rzędu $\tau_i = t_i - t_{i-1}$ mają jednakowy rozkład wykładniczy z parametrem λ : $\varphi(t) = f_1(t) = \lambda e^{-\lambda t} \mathbf{1}(t)$ oraz są statystycznie niezależne.

Przy użyciu funkcji charakterystycznych wykazuje się, iż interwały n -tego rzędu T_n są zmiennymi losowymi o rozkładzie gamma z parametrem n :

$$f_n(t) = f_1(t)^{*n} = \frac{\lambda^n}{\Gamma(n)} t^{n-1} e^{-\lambda t} \mathbf{1}(t) = \frac{\lambda^n}{(n-1)!} t^{n-1} e^{-\lambda t} \mathbf{1}(t),$$

albo też

$$f_n(|\tau|) = \frac{\lambda^n}{(n-1)!} \tau^{n-1} e^{-\lambda \tau}.$$

Stąd otrzymuje się zgodne z klasycznymi wynikami teorii procesów losowych [13] wzory na funkcję autokorelacji i widmo gęstości mocy procesu $\eta(t)$:

$$R_{\eta}(\tau) = \lambda \delta(\tau) + \lambda \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n \tau^{n-1} e^{-\lambda \tau}}{(n-1)!} = \lambda \delta(\tau) + \lambda e^{-\lambda \tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n \tau^{n-1}}{(n-1)!}, = \\ = \lambda \delta(\tau) + \lambda e^{-\lambda \tau} \lambda e^{\lambda \tau} = \lambda \delta(\tau) + \lambda^2,$$

$$S_{\eta}(\omega) = 2\pi \lambda^2 \delta(\omega) + \lambda.$$

Jeżeli proces poddawany próbkowaniu $\xi(t)$ ma funkcję autokorelacji i widmo gęstości mocy (ew. uśrednioną funkcję autokorelacji i widmo) $R_{\xi}(\tau)$ i $S_{\xi}(\omega)$, to dla procesu spróbkowanego $\gamma(t) = \xi(t)\eta(t)$ dostaje się wyrażenia:

$$R_{\gamma}(\tau) = \lambda^2 R_{\xi}(\tau) + \lambda \delta(\tau) R_{\xi}(\tau) = \lambda^2 R_{\xi}(\tau) + \lambda R_{\xi}(0) \delta(\tau),$$

$$S_{\gamma}(\omega) = \lambda^2 S_{\xi}(\omega) + \lambda R_{\xi}(0).$$

Jeżeli założyć, że sygnał poddawany próbkowaniu $\xi(t)$ jest sygnałem stacjonarnym w szerokim sensie, to wówczas $R_{\xi}(0)$ jest mocą tego sygnału, którą można oznaczyć $\langle \xi^2(t) \rangle$. Widmo gęstości mocy sygnału spróbkowanego $\gamma(t)$ zawiera więc dwie składowe: $\lambda^2 S_{\xi}(\omega)$ oraz $\lambda \langle \xi^2(t) \rangle$. Pierwsza z nich jest proporcjonalna do widma sygnału oryginalnego i zawiera całą informację o tym widmie (z dokładnością do stałego mnożnika), można więc nazywać ją składową informacyjną. Druga składowa ma charakter szumu białego o intensywności $N_0 = \lambda R_{\xi}(0) = \lambda \langle \xi^2(t) \rangle$.

We wszystkich spotykanych w praktyce przypadkach przeważająca część mocy sygnału $\xi(t)$ jest zawarta w pewnym skończonym pasmie częstotliwości $(-\omega_m, \omega_m)$: Niech cała

moc wynosi $\langle \xi^2(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} S_{\xi}(\omega) d\omega$. Z błędem względnym równym pewnemu $\varepsilon > 0$

można przyjąć, że moc ta jest zawarta w pasmie $(-\omega_m, \omega_m)$:

$$\langle \xi^2(t) \rangle \cdot (1 - \varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} S_{\xi}(\omega) d\omega.$$

Jeżeli zażądać, aby w widmie sygnału spróbkowanego składowa szumowa w rozpatrywanym pasmie częstotliwości niosła moc o wiele mniejszą niż składowa informacyjna, to dochodzi się do nierówności:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \lambda \langle \xi^2(t) \rangle d\omega \gg \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \lambda^2 S_{\xi}(\omega) d\omega,$$

skąd

$$\lambda^2 (1 - \varepsilon) \langle \xi^2(t) \rangle \gg \frac{2\lambda \langle \xi^2(t) \rangle \omega_m}{2\pi}$$

lub

$$\lambda (1 - \varepsilon) \gg \frac{\omega_m}{\pi}.$$

Z reguły ε jest bliskie zera, stąd $\lambda \gg \frac{\omega_m}{\pi}$. Warunek ten oznacza, że średnia odległość dwu kolejnych próbek $E(\tau) = \bar{\tau} = \frac{1}{\lambda}$ musi być wiele razy mniejsza od granicznego inter-

wału Nyquista $T = \frac{\pi}{\omega_m}$ przy idealnym próbkowaniu równomiernym. Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić także dla sygnałów niestacjonarnych. Uogólniając: jeżeli w rozważanym pasmie częstotliwości $(-\omega_m, \omega_m)$ moc (lub energia) składowej szumowej mają być M razy mniejsze od mocy (lub energii) składowej informacyjnej, to należy spełnić warunek:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \lambda^2 S_\xi(\omega) d\omega = M \frac{1}{2\pi} \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \lambda \langle \xi^2(t) \rangle d\omega,$$

skąd wynika

$$\lambda = \frac{M \cdot \omega_m}{(1 - \varepsilon)\pi} \approx M \frac{\omega_m}{\pi}$$

lub

$$E(\tau) = \bar{\tau} \approx \frac{\pi}{M\omega_m}.$$

Próbkowanie impulsowym procesem o taktowych interwałach

Impulsowy proces o taktowych interwałach jest procesem losowym opisanym równaniem:

$$\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t - kT - \vartheta_k), \quad T \in R^+, \quad T = \text{const},$$

zaś $\{\vartheta_k\}$ jest rodziną zmiennych losowych takich, że

$$\bigwedge_{k \in Z} |\vartheta_k| < \frac{T}{2}$$

i mających jednakowe rozkłady prawdopodobieństwa.

Transformata Fouriera funkcji gęstości rozkładu prawdopodobieństwa dla interwału p -tego rzędu, w założeniu $t_k = kT + \vartheta_k$ oraz $p = k - l$, wyraża się następująco:

$$\begin{aligned} \bar{f}_p(j\omega) &= \mathcal{F}[f_p(t)] = E[e^{-j\omega(t_k - t_l)}] = \\ &= E[e^{-j\omega pT} e^{-j\omega(\vartheta_k - \vartheta_l)}] = e^{-j\omega pT} E(e^{-j\omega\vartheta_k} e^{j\omega\vartheta_{k-p}}) = \\ &= e^{-j\omega pT} \{E[e^{-j\omega\vartheta_k}] E[e^{j\omega\vartheta_{k-p}}] + \text{cov}(e^{-j\omega\vartheta_k}, e^{j\omega\vartheta_{k-p}})\} = \\ &= e^{-j\omega pT} \{\bar{h}_\vartheta(j\omega) \bar{h}_\vartheta(-j\omega) + \text{cov}(e^{-j\omega\vartheta_k}, e^{j\omega\vartheta_{k-p}})\} = \\ &= e^{-j\omega pT} \{|\bar{h}_\vartheta(j\omega)|^2 + \text{cov}(e^{-j\omega\vartheta_k}, e^{j\omega\vartheta_{k-p}})\}, \end{aligned}$$

gdzie symbol $\text{cov}(x, y)$ oznacza funkcję kowariancji zmiennych losowych x, y , zaś $h_\vartheta(t)$ jest funkcją gęstości rozkładu prawdopodobieństwa dowolnej zmiennej losowej ϑ_k z rodziny $\{\vartheta_k\}$.

Stąd widmo gęstości mocy procesu impulsowego $\eta(t)$:

$$S_\eta(\omega) = \lambda + 2\lambda \sum_{p=1}^{\infty} \cos \omega pT [|\bar{h}_\vartheta(j\omega)|^2 + \text{cov}(e^{-j\omega\vartheta_k}, e^{j\omega\vartheta_{k-p}})],$$

a widmo gęstości mocy procesu spróbkowanego $\gamma(t) = \xi(t) \cdot \eta(t)$

$$S_\gamma(\omega) = \frac{1}{2\pi} S_\xi(\omega) * S_\eta(\omega).$$

W przypadku, gdy zmienne losowe z rodziny $\{\vartheta_k\}$ są od siebie statystycznie niezależne, wówczas $\text{cov}(e^{-j\omega\vartheta_k}, e^{j\omega\vartheta_{k-p}}) = 0$ oraz zachodzi:

$$S_\eta(\omega) = \lambda + 2\lambda \sum_{p=1}^{\infty} \cos \omega p T |\bar{h}_s(j\omega)|^2.$$

Stosując rozwinięcie funkcji $\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - kx_0)$ w szereg Fouriera

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - kx_0) = \frac{1}{x_0} \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \cos \left(kx \frac{2\pi}{x_0} \right) \right]$$

wykazuje się, że:

$$\sum_{p=1}^{\infty} \cos \omega p T = \frac{\pi}{T} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta \left(\omega - p \frac{2\pi}{T} \right) - \frac{1}{2},$$

a stąd

$$S_\eta(\omega) = \lambda - \lambda |\bar{h}_s(j\omega)|^2 + 2\lambda |\bar{h}_s(j\omega)|^2 \frac{\pi}{T} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta \left(\omega - p \frac{2\pi}{T} \right)$$

oraz

$$S_\gamma(\omega) = \frac{1}{2\pi} [\lambda R_\xi(0) - \lambda |\bar{h}_s(j\omega)|^2 * S_\xi(\omega) + 2\lambda S_\xi(\omega) * |\bar{h}_s(j\omega)|^2 \cdot \frac{\pi}{T} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta \left(\omega - \frac{2\pi}{T} p \right)].$$

Jeżeli natomiast rośnie korelacja między poszczególnymi parami zmiennych losowych z rodziny $\{\vartheta_k\}$, to widmo gęstości mocy procesu impulsowego $\eta(t)$ zbliża się do widma idealnego periodycznego ciągu impulsów Diraca $\delta(t)$. Oznaczając $\chi_k = e^{-j\omega\vartheta_k}$, $\chi_k^* = e^{j\omega\vartheta_k}$ i $\text{cov}(\chi_k, \chi_{k-p}^*) = \text{cov}_\chi(p)$, otrzymujemy:

$$S_\eta(\omega) = \lambda + 2\lambda \sum_{p=1}^{\infty} \cos \omega p T \cdot [|\bar{h}_s(j\omega)|^2 + \text{cov}_\chi(p)].$$

Im wyrażenie $|\bar{h}_s(j\omega)|^2 + \text{cov}_\chi(p)$ bliższe będzie jedności, tym widmo $S_\eta(\omega)$ będzie bliższe

$$\begin{aligned} \text{widma idealnego periodycznego ciągu impulsów Diraca } S_i(\omega) &= \frac{2\pi}{T} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta \left(\omega - k \frac{2\pi}{T} \right) = \\ &= \lambda + 2\lambda \sum_{p=1}^{\infty} \cos \omega p T. \end{aligned}$$

Z warunku $|\bar{h}_s(j\omega)|^2 + \text{cov}_\chi(p) = 1$ wynika $\text{cov}_\chi(p) = 1 - |\bar{h}_s(j\omega)|^2$, lub — po podstawieniu współczynnika korelacji między χ_k i χ_{k-p}^* oraz wariancji zmiennych losowych χ_k i χ_{k-p}^* :

$$\text{cov}_\chi(p) = \varrho_\chi(p) \cdot \sigma_k \cdot \sigma_{k-p}^* = 1 - |\bar{h}_s(j\omega)|^2.$$

Ponieważ $\sigma_k = \sigma_{k-p}^* = \sigma$, więc $\varrho_x(p) \cdot \sigma^2 = 1 - |h_g(j\omega)|^2$ i $\varrho_x(p)\sigma^2 = 1 - E(e^{-j\omega\vartheta_k})E(e^{j\omega\vartheta_k}) = 1 - E(\chi_k)E(\chi_k^*) = 1 - E(\chi_k\chi_k^*) + \text{cov}_x(0) = 1 - 1 + \varrho_x(0)\sigma^2 = \sigma^2$.

Jak widać, równość jest tym lepiej spełniona, im współczynniki korelacji $\varrho_x(p)$ — a zatem i współczynniki korelacji dla zmiennych losowych z rodziny $\{\vartheta_k\}$ — są bliższe jedności.

5. UWAGI KOŃCOWE

W pracy wykazano, iż wszelki indeterminizm w oznaczaniu chwil próbkowania sygnału powoduje powstawanie takich zniekształceń w widmie sygnału spróbkowanego, które nie dadzą się zlikwidować za pomocą liniowego odfiltrowania pewnego pasma częstotliwości w widmie tego sygnału. Do zniekształceń tych należą:

1. pojawianie się składowej o charakterze szumu białego w widmie sygnału poddanego próbkowaniu niedeterministycznemu, o wielkości wprost proporcjonalnej do intensywności λ procesu próbkującego (impulsowego) $\eta(t)$;
2. zniekształcenia widma sygnału oryginalnego zależne od częstotliwości, przejawiające

się w postaci splotu widma oryginalnego $S_x(\omega)$ z funkcją częstotliwości $\sum_{k=1}^{\infty} [\bar{f}_k(j\omega) + \bar{f}_k(-j\omega)]$; w przypadku gdy w widmie procesu impulsowego pojawia się wyrażenie

$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\omega - k\frac{2\pi}{T}\right)$, widmo sygnału spróbkowanego może zawierać periodycznie rozmieszczone na osi częstotliwości repetycje (na ogół i tak zniekształconego) widma sygnału oryginalnego.

3. zniekształcenia widma sygnału próbkowanego malejące ze wzrostem korelacji czasów pojawiania się próbek — w przypadku procesów o taktowych interwałach.

Wyniki te osiągnięto drogą różniącą się od stosowanych w cytowanej literaturze. W szczególności w pracy niniejszej zastosowano metodę splotu widm. Rozważono również sygnały niestacjonarne.

LITERATURA

1. A. V. Balakrishnan, *On the problem of time jitter in sampling*, IRE Trans. Inform. Theory, IT 8, 1962, s. 226—236.
2. E. D. Banta, *A note on the correlation function of non-independent overlapping pulse trains*, IEEE Trans. Inform. Theory, IT 10, 1964, s. 160—161.
3. F. J. Beutler, *Alias-free randomly timed sampling of stochastic processes*, IEEE Trans. Inform. Theory, IT 16, 1970, s. 147—152.
4. F. J. Beutler, O. A. Z. Leneman, *The theory of stationary point processes*, Acta Math., 116, 1966, s. 159—197.
5. F. J. Beutler, O. A. Z. Leneman, *Random Sampling of Random Processes: Stationary Point Processes*, Information and Control, 12, 1966, s. 325—346.
6. F. J. Beutler, O. A. Z. Leneman, *The spectral analysis of impulse processes*, Information and Control, 12, 1968, s. 236—258.
7. W. M. Brown, *Sampling with random jitter*, Journal Soc. Ind. Appl. Math, 11, 1963, s. 460—473.
8. O. A. Z. Leneman, *Random sampling of random processes: impulse processes*, Information and Control, 9, 1966, s. 347—363.

9. B. R. Levin, *Teoretičeskije osnovy statističeskoj radiotekhniki*, Sov. Radio, Moskwa 1974.
10. P. Mazzetti, *Study of nonindependent random pulse trains, with application to the Barkhausen noise*, Il Nuovo Cimento, 25, 1962, s. 1323—1342.
11. P. Mazzetti, *Correlation function and power spectrum of a train of non-independent overlapping pulses having random shape and amplitude*, Il Nuovo Cimento, 31, 1964, s. 88—97.
12. J. Osowski, *Zarys rachunku operatorowego*, WNT, Warszawa 1965.
13. A. Papoulis, *Probability, random variables and stochastic processes*, Mc Graw-Hill, New York 1965.

M. WIECHOWSKI

SPECTRAL ANALYSIS OF RANDOMLY SAMPLED SIGNALS

Summary

In the paper have been presented some basic notions concerning the theory of stochastic point processes.

With their help has been introduced the concept of stochastic impulse process $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t-t_k)$, where the symbol $\delta(t)$ is Dirac's pseudofunction and the sequence $\{t_k\}$ is the stochastic point process. Then the autocorrelation function and the power spectrum of practically important class of stationary impulse processes were derived.

The obtained results served to calculate energy spectra of mean-square continuous signals sampled in a random way. The method of convolution of the original signal spectrum with the impulse process spectrum was utilized.

In the final part of the paper there are two examples. The spectrum of a stochastic process sampled by the Poisson train of Dirac impulses and the spectrum of stochastic process sampled by the jitter impulse process.

M. WIECHOWSKI

ANALYSE SPECTRALE DES SIGNAUX ÉCHANTILLONNÉS DE LA MANIÈRE NON DÉTERMINATIVE

Résumé

Dans l'ouvrage on a présenté les conceptions fondamentales concernant la théorie des procédés aléatoires ponctuels. D'après elle on a introduit l'idée du procédé aléatoire d'impulsion $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t-t_k)$, où le

symbole $\delta(t)$ exprime distribution de Dirac, et la série $\{t_k\}$ est le procédé aléatoire ponctuel. Ensuite on a calculé la fonction d'autocorrélation et la distribution spectrale énergétique pour l'importante en pratique classe des séries stationnaires d'impulsions.

Les résultats obtenus ont servi à calculer les spectres énergétiques des signaux continus en moyenne quadratique soumis à l'échantillonnage aléatoires, en utilisant la méthode de la convolution du spectre du signal original avec le spectre du procédé d'impulsion.

Dans la partie finale de l'ouvrage sont cités deux exemples. On a calculé le spectre du procédé d'échantillonnage aléatoire par la distribution peigne aléatoire de Poisson et le spectre du procédé d'échantillonnage aléatoire par la distribution peigne avec fluctuations aléatoires.

M. WIECHOWSKI

ANALYSE DER IN NICHTDETERMINISTISCHER WEISE GEPROBTEN SPEKTRALSIGNALE

Zusammenfassung

In der Arbeit wurden die Grundbegriffe der Theorie stochastischer Punktverfahren dargestellt. Auf dieser Basis wurde der Begriff des stochastischen Impulsprozesses $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t-t_k)$ eingeführt, wobei das Symbol $\delta(t)$ die Dirac-Pseudofunktion bezeichnet, und die Folge $\{t_k\}$ das stochastische Punktverfahren bedeutet. Danach wurde die Funktion der Autokorrelation berechnet sowie das Spektrum der Leistungsdichte für die in der Praxis wichtige Klasse der stationären Impulsprozesse.

Die gewonnenen Ergebnisse dienen zum Berechnen von Spektren energetischer kontinuierlicher Signale im mittelquadratischen Sinne, die einer zufälligen Probeentnahme unterzogen worden sind, wobei die Verflechtungsmethode des Originalsignalspektrums mit dem Spektrum des Impulsprozesses genutzt wurde.

Im letzten Teil der Arbeit werden zwei Beispiele gebracht. Es wurden das Spektrum des stochastischen Prozesses, geprobt mittels der Poissonischen Folge der Dirac-Impulse, sowie das Spektrum des stochastischen Prozesses, geprobt mittels der Folge der Dirac-Impulse mit Taktintervallen, nachgerechnet.

М. ВЕХОВСКИЙ

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СИГНАЛОВ ИНДЕТЕРМИНИСТИЧЕСКИ
ДИСКРЕТИЗИРОВАННЫХ ПО ВРЕМЕНИ

Резюме

В работе представлены основные понятия теории случайных пунктовых процессов. На их основании введено понятие случайных импульсных процессов $\eta(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(t-t_k)$ где символ $\delta(t)$ обозначает дельта-функцию Дирака, а последовательность $\{t_k\}$ — случайный пунктовый процесс. Далее вычислены автокорреляционная функция и энергетический спектр для практически важного класса стационарных импульсных процессов.

Полученные результаты использованы для вычисления энергетических спектров сигналов непрерывных в среднеквадратическом смысле, подвергнутых случайной дискретизации по времени, при применении метода свертки спектра оригинального сигнала со спектром импульсного процесса.

В заключение работы приведены два примера: вычисление спектра случайного процесса дискретизированного при помощи пуассоновской последовательности импульсов Дирака и вычисление спектра случайного процесса дискретизированного при помощи последовательности импульсов Дирака с тактовыми интервалами.

Macierz rozproszenia w zastosowaniu do analizy układów mikrofalowych za pomocą elektronicznej maszyny cyfrowej

JANUSZ DOBROWOLSKI (WARSZAWA)

Instytut Podstaw Elektroniki Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 3.11.1975

W artykule przedstawiono zasady tworzenia macierzy rozproszenia z połączeniami W stosowanej do komputerowych metod analizy układów mikrofalowych. Podano także najistotniejsze cechy macierzy rozproszenia z połączeniami. Uwzględnienie tych cech macierzy W przy opracowywaniu algorytmów stosowanych do rozwiązywania układu równań z macierzą W jako macierzą współczynników może mieć istotny wpływ na efektywność programów komputerowych do analizy układów mikrofalowych.

1. WSTĘP

W ciągu ostatnich kilku lat nastąpił szybki rozwój metod stosowanych do analizy i projektowania układów mikrofalowych i elektronicznych za pomocą elektronicznych maszyn cyfrowych (EMC). Maszyny cyfrowe traktowane są obecnie jako niezbędne narzędzia wykorzystywane we wszystkich fazach analizy i projektowania obwodów.

Analiza układu mikrofalowego oznacza obliczenie określonych funkcji i charakterystyk układu w zależności od częstotliwości, parametrów poszczególnych elementów układu oraz niezależnych pobudzeń. W przypadku układów o stałych skupionych ich funkcje i charakterystyki są określane zwykle przez obliczenie napięć i prądów w pewnych węzłach i gałęziach obwodu, a równania obwodu formułowane są w zależności od napięć i prądów. Elementami obwodów o stałych skupionych są admitancje, impedancje lub generatory sterowane. Elementy te stanowią gałęzie łączące poszczególne węzły obwodu. W przypadku układów mikrofalowych (układów o stałych rozłożonych) funkcje obwodu oraz równania obwodów są obliczane i formułowane w zależności od zmiennych falowych [1], [2], [3]. Elementami obwodów mikrofalowych są wielowrotniki i dwójniki połączone między sobą parami wrót.

Korzyści wynikające z zastosowania macierzy rozproszenia i zmiennych falowych w analizie i projektowaniu układów mikrofalowych są powszechnie znane. Wynikają one przede wszystkim ze szczególnej przydatności parametrów rozproszenia do opisywania właściwości elementów i układów mikrofalowych, a także z możliwości łatwych i szybkich pomiarów mikrofalowych parametrów rozproszenia w szerokim zakresie częstotliwości za pomocą automatycznych układów pomiarowych. Parametry rozproszenia umożliwiają opis elementów mikrofalowych, które nie mogą być przedstawione w postaci schematów zastępczych o stałych skupionych. Te istotne zalety macierzy rozproszenia zyskują jeszcze

bardziej na wartości w przypadku układów mikrofalowych cienkowarstwowych lub układów scalonych i monolitycznych. Eksperymentalne dobieranie wartości elementów obwodów tego typu nie jest praktycznie możliwe. Cały obwód ze wszystkimi szczegółami musi być zaprojektowany przed jego wykonaniem.

2. MACIERZ ROZPROSZENIA Z POŁĄCZENIAMI¹

Liniowe układy i elementy mikrofalowe są opisywane za pomocą macierzy rozproszenia, która wiąże wektory **a** i **b** padających i odbitych fal na poszczególnych wrotach obwodu. Fale a_i i b_i są normalizowane w taki sposób, że $a_i a_i$ jest mocą padającą na i -te wrota, natomiast $b_i b_i$ mocą odbitą. Fale a_i i b_i wyrażone za pomocą napięcia i prądu na zaciskach, danych wrót opisują równania liniowe o postaci [1]

$$a_i = \frac{U_i + Z_i I_i}{2 \sqrt{\operatorname{Re} Z_i}}, \quad (1)$$

$$b_i = \frac{U_i - Z_i^* I_i}{2 \sqrt{\operatorname{Re} Z_i}}, \quad (2)$$

gdzie Z_i jest impedancją nazywaną impedancją odniesienia. Równania (1) i (2) można odwrócić i otrzymać

$$U_i = \frac{1}{\sqrt{\operatorname{Re} Z_i}} (Z_i^* a_i + Z_i b_i), \quad (3)$$

$$I_i = \frac{1}{\sqrt{\operatorname{Re} Z_i}} (a_i - b_i). \quad (4)$$

Z liniowej teorii obwodów znana jest powszechnie zależność wiążąca napięcia i prądy zaciskowe obwodu liniowego

$$\mathbf{U} = \mathbf{Z} \mathbf{I}, \quad (5)$$

gdzie: **U** jest macierzą kolumnową napięć zaciskowych, **I** macierzą kolumnową prądów zaciskowych, a **Z** macierzą impedancyjną obwodu. Ponieważ fale **a** i **b** (macierze kolumnowe) są liniową kombinacją zaciskowych napięć i prądów, istnieje także równanie macierzowe o postaci

$$\mathbf{b} = \mathbf{S} \mathbf{a}. \quad (6)$$

Macierz **S** w równaniu (6) jest macierzą rozproszenia.

Układ mikrofalowy składa się najczęściej z wielu elementów (wielowrotników) połączonych między sobą. Typowy układ mikrofalowy przedstawiony jest na rys. 1. Jeśli dany układ mikrofalowy składa się z n wielowrotników, dla k -tego elementu układu o danej macierzy rozproszenia $\mathbf{S}_k$ wektory $\mathbf{a}_k$ oraz $\mathbf{b}_k$ fal padających i odbitych związane są układem równań

$$\mathbf{b}_k = \mathbf{S}_k \mathbf{a}_k. \quad (7)$$

¹ Z ang. „connection scattering” matrix.

Generator mikrofalowy będący jednym z elementów układu można opisać następującym równaniem liniowym

$$b_g = S_g a_g + c_g \quad (8)$$

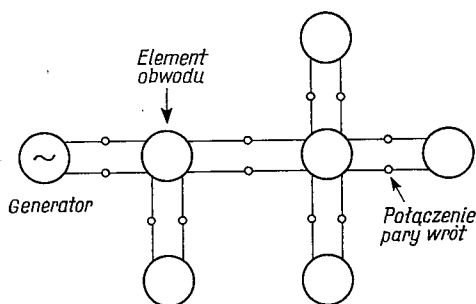
zilustrowanym na rys. 2. Podstawiając do równania

$$U_g = E_g + I_p Z_g \quad (9)$$

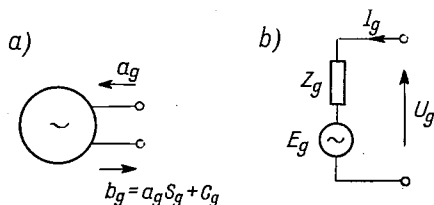
zależności (3) i (4) otrzymuje się

$$b_g = \frac{Z_g - Z^*}{Z_g + Z} a_g + \frac{\sqrt{\operatorname{Re}\{Z\}} \cdot E_g}{Z_g + Z} \quad (10)$$

gdzie Z jest impedancją odniesienia wrót generatora.



Rys. 1. Układ mikrofalowy składający się z elementów (wielowrotników) połączonych między sobą parami wrót



Rys. 2 a) Opis za pomocą zmiennych falowych generatora mikrofalowego, b) Schemat zastępczy generatora

Z porównania (8) i (10) wynika, że

$$S_g = \frac{Z_g - Z^*}{Z_g + Z} \quad (11)$$

jest współczynnikiem odbicia wrót generatora, natomiast

$$c_g = \frac{\sqrt{\operatorname{Re}\{Z\}}}{Z + Z_g} E_g \quad (12)$$

jest amplitudą fali wymuszonej generatora. Kwadrat modułu c_g jest równy mocy, jaką wydzielalaby się w obciążeniu generatora równym impedancji odniesienia Z wrót generatora.

Rozpatrując cały układ mikrofalowy wraz z generatorami pobudzającymi można napisać układ równań liniowych o postaci

$$\mathbf{Sa} + \mathbf{c} = \mathbf{b}, \quad (13)$$

gdzie

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix}, \quad \mathbf{c} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_n \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & S_2 & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & S_n \end{bmatrix} \quad (14)$$

W wyrażeniach powyższych macierze $S_1, S_2, \dots, S_n$ są macierzami rozproszenia wielowrotników i generatorów będących elementami układu mikrofalowego, natomiast wektory $a_1, a_2, \dots, a_n$ oraz $b_1, b_2, \dots, b_n$ i $c_1, c_2, \dots, c_n$ wektorami fal związanych z tymi elementami.

Połączenia pomiędzy poszczególnymi wielowrotnikami tworzącymi układ mikrofalowy narzucają ograniczenia na wektory a oraz b , które mogą być wyrażone równaniem macierzowym

$$b = \Gamma a, \quad (15)$$

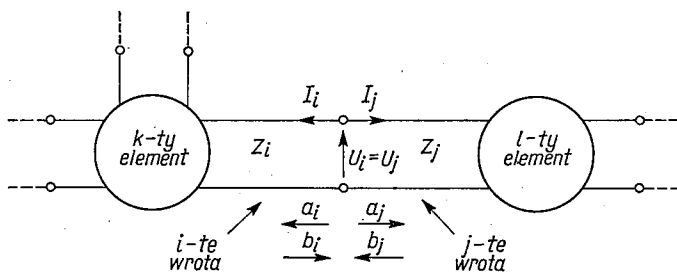
gdzie Γ jest macierzą połączeń układu mikrofalowego.

Aby określić zasady wyznaczania macierzy połączeń Γ rozpatrzmy przypadek najprostszy połączenia dwóch wrót, jak ilustruje to rys. 3. Połączenie dwóch wrót wymusza następujące warunki na prądy i napięcia w punkcie połączenia

$$U_i = U_j \quad (16)$$

oraz

$$-I_i = I_j.$$



Rys. 3. Połączenie pary wrót układu mikrofalowego

Podstawiając do równań (16) zależności na prądy i napięcia wyrażone za pomocą fal padających i odbitych po obu stronach połączenia dwóch wrót (równania (3) i (4)) po prostych przekształceniach algebraicznych otrzymuje się

$$\begin{bmatrix} b_i \\ b_j \end{bmatrix} = \frac{1}{Z_i + Z_j} \begin{bmatrix} Z_j - Z_i^* & 2\sqrt{R_i R_j} \\ 2\sqrt{R_i R_j} & Z_i - Z_j^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_i \\ a_j \end{bmatrix}, \quad (17)$$

gdzie $R_i = \text{Re}\{Z_i\}$ oraz $R_j = \text{Re}\{Z_j\}$.

Jak łatwo zauważyć, macierz współczynników w układzie równań (17) jest poszukiwaną macierzą połączeń Γ dla jednej pary wrót i oraz j połączonych ze sobą. W podobny sposób wyrażają się macierze połączeń każdej pary wrót połączonych, z których po odpowiednim uporządkowaniu utworzyć można macierz połączeń całego układu mikrofalowego.

Z zależności (17) wynika, że przy spełnieniu warunku

$$Z_i = Z_j^* \quad (18)$$

połączenie dwóch wrót jest połączeniem nieodbijającym, to znaczy fala padająca jednemu wrót jest równa fali odbitej od drugich wrót i vice versa:

$$a_i = b_j \quad (19)$$

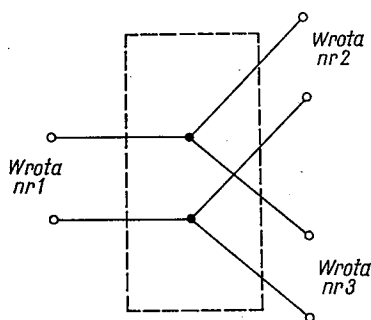
oraz

$$a_j = b_i.$$

Macierz połączeń dwóch wrót o impedancjach odniesienia spełniających warunek (18), czyli także w przypadku gdy impedancje odniesienia są rzeczywiste i równe sobie ($Z_i = Z_j = R$), upraszcza się do postaci

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Także i elementy macierzy połączeń dla całego układu będą równe zeru lub jedności. Jak można zauważyć, macierz $\mathbf{\Gamma}$ jest macierzą rzadką, w której większość elementów jest równa zeru. Tylko elementy γ_{ij} i γ_{ji} odpowiadające wszystkim parom wrót połączonych są równe jedności. Algorytm tworzenia macierzy połączeń stanowiącej jednocześnie informację o topologii układu nie jest skomplikowany, o ile połączenia między wrotami ograniczają



Rys. 4. Połączenie trzech wrót w jednym punkcie traktowane jako element obwodu mikrofalowego

się do złączy pary wrót. W przypadku złączy trzech lub więcej wrót postać macierzy połączeń, a także algorytm tworzenia jej bardzo się komplikują. Z tych powodów wygodnie jest ograniczyć ilość wrót łączonych w jednym punkcie do dwóch. W przypadku, gdy w układzie analizowanym występuje połączenie trzech lub więcej wrót w jednym punkcie, należy takie połączenia traktować jako element obwodu o danej macierzy rozproszenia. Np. połączenie trzech wrót w jednym punkcie, przedstawione na rys. 4, traktowane jako element układu posiada macierz rozproszenia o postaci (gdy impedancje odniesienia wszystkich wrót trójkąta są sobie równe i rzeczywiste)

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 2 & 1 & 2 \\ 2 & 2 & 1 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Eliminując wektor $\mathbf{b}$ z równań (13) i (15) oraz podstawiając

$$\mathbf{W} = \mathbf{\Gamma} - \mathbf{S} \quad (22)$$

otrzymuje się

$$\mathbf{W}\mathbf{a} = \mathbf{c}. \quad (23)$$

Rozwiązaniem równania (13) są fale padające na wszystkie wrota układu mikrofalowego

$$\mathbf{a} = \mathbf{W}^{-1}\mathbf{c}. \quad (24)$$

Z kolei podstawienie równania (24) do (15) pozwala obliczyć fale odbite wszystkich wrót układu

$$\mathbf{b} = \mathbf{\Gamma} \mathbf{W}^{-1} \mathbf{c}. \quad (25)$$

Macierz rozproszenia z połączeniami pozwala więc obliczyć fale padające i odbite wszystkich wrót wszystkich elementów układu, gdy dane są fale wymuszone $\mathbf{c}$. Jednocześnie stanowi ona pełny opis układu mikrofalowego, ponieważ informacje o topologii układu zawarte są w macierzy $\mathbf{\Gamma}$, a wartości parametrów rozproszenia układu w macierzy $\mathbf{S}$.

3. PODSTAWOWE CECHY MACIERZY ROZPROSZENIA Z POŁĄCZENIAMI

Z punktu widzenia zastosowania macierzy rozproszenia z połączeniami w komputerowych metodach analizy i projektowania układów mikrofalowych istotne znaczenie posiada znajomość podstawowych cech dotyczących struktury i wartości elementów tej macierzy. Czas obliczeń centralnej jednostki elektronicznej maszyny cyfrowej (EMC) oraz wykorzystywana do obliczeń pojemności pamięci operacyjnej mogą być w dużym stopniu zmniejszone, o ile uwzględni się rzadkość macierzy rozproszenia z połączeniami. Podstawowe cechy macierzy $\mathbf{W}$ są następujące:

- macierz $\mathbf{W}$ jest macierzą kwadratową, a jej stopień równy jest liczbie wszystkich wrót wszystkich elementów układu mikrofalowego,
- macierz $\mathbf{W}$ jest macierzą asymetryczną, to znaczy elementy macierzy rozmieszczone są symetrycznie względem przekątnej głównej, jednocześnie jednak elementy symetryczne nie są sobie równe co do wartości ($w_{ij} \neq w_{ji}$, $i \neq j$),
- na przekątnej głównej macierzy $\mathbf{W}$ znajdują się wyrazy równe współczynnikom odbicia wszystkich wrót układu ze znakiem minus ($w_{ii} = -S_{ii}$, $i = 1, n$; n — liczba wrót wszystkich elementów obwodu), bardzo często więc elementy w_{ii} na przekątnej głównej będą miały wartości bliskie zeru,
- większość wyrazów poza przekątną główną jest równa zeru; niezerowe wyrazy w_{ij} odpowiadają wrotom należącym do tego samego elementu (wielowrotnika) oraz wrotom należącym do różnych elementów układu połączonych ze sobą; w pierwszym przypadku są to współczynniki transmisji między poszczególnymi wrotami danego elementu układu ze znakiem minus ($w_{ij} = -s_{ij}$), a w drugim przypadku — jedynki — elementy macierzy połączeń $\mathbf{\Gamma}$,
- struktura macierzy $\mathbf{W}$ jest stała i nie zależy od częstotliwości,
- wartości elementów niezerowych (oprócz elementów równych jedności związanych z połączeniami) mogą zmieniać się wraz ze zmianami częstotliwości,
- w każdym wierszu oraz w każdej kolumnie macierzy $\mathbf{W}$ występuje tylko jedna jedynka,
- wektor pobudzeń $\mathbf{c}$ posiada niezerowe wyrazy odpowiadające generatorom mikrofalowym dołączonym do układu; struktura wektora $\mathbf{c}$ jest stała i nie zależy od częstotliwości.

4. ZAKOŃCZENIE

W pracy niniejszej przedstawiono i omówiono cechy macierzy rozproszenia z połączeniami, w pełni opisującej układ mikrofalowy. Macierz ta składa się z elementów rozprosze-

nia poszczególnych elementów układu, a także zawiera informacje o jego topologii. Numeryczne rozwiązanie za pomocą maszyny cyfrowej układu równań liniowych z macierzą W jako macierzą współczynników umożliwia pełną analizę dowolnego układu mikrofalowego. W klasycznych metodach rozwiązywania numerycznie układów równań liniowych ilość operacji arytmetycznych jest proporcjonalna do sześcienu liczby równań [5]. Wynikający stąd wymagany czas wykorzystania jednostki centralnej EMC, a także często wymagana pojemność pamięci operacyjnej mogą być czynnikami ograniczającymi nie tylko ilość wrót analizowanego układu mikrofalowego, ale przede wszystkim decydującymi o efektywności zastosowanej metody analizy. Z tych powodów prowadzone są intensywne prace nad metodami rozwiązywania równań liniowych z uwzględnieniem „rzadkości” macierzy współczynników [3], [5].

LITERATURA

1. K. Kurokawa, *Power Waves and the Scattering Matrix*, IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-13, nr 2, March 1965, ss. 194—202.
2. R. W. Anderson, *S-Parameter Techniques for Faster, More Accurate Network Design*, Hewlett-Packard Journal, February 1967, vol. 18, No. 6, ss. 13—24.
3. V. A. Monaco, P. Tiberio, *Computer-Aided Analysis of Microwave Circuits*, IEEE Trans on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-22, March 1974, ss. 249—263.
4. E. S. Kuh, R. A. Rohrer, *Theory of Linear Active Networks*, Holden-Day, San Francisco 1967.
5. D. A. Calahan, *Computer-Aided Network Design*, McGraw-Hill, New York 1972.

J. DOBROWOLSKI

THE CONNECTION SCATTERING MATRIX IN COMPUTER-AIDED ANALYSIS OF MICROWAVE CIRCUITS

Summary

A computer-oriented microwave circuit equation formulation in terms of wave variables is presented. The connection scattering matrix of microwave circuits and its features which can have great influence on the computational effort of analysis programs are also given.

J. DOBROWOLSKI

MATRICE DE DISPERSION ADAPTÉE À L'ANALYSE DES CIRCUITS MICRO-ONDES À L'AIDE D'UN CALCULATEUR ÉLECTRONIQUE NUMÉRIQUE

Résumé

Dans l'article on a décrit les principes de former la matrice de dispersion avec les connexions W appliquée aux méthodes de calcul numérique de l'analyse des circuits micro-ondes. On a donné aussi les plus essentielles qualités de la matrice de dispersion avec les connexions. La prise en considération de ces qualités de la matrice W , dans l'élaboration des algorithmes appliqués pour résoudre les circuits des équations avec la matrice W , comme matrice des coefficients, peut avoir l'influence effective à l'efficacité des programmes des calculateurs pour l'analyse des circuits micro-ondes.

J. DOBROWOLSKI

**ZERSTREUUNGSMATRIX BEI ANWENDUNG FÜR EINE ANALYSE VON
MIKROWELLENSYSTEMEN MITTELS ELEKTRONISCHEN DIGITALRECHNERS****Zusammenfassung**

In dem Artikel wurden die Prinzipien zur Bildung einer Zerstreuungsmatrix mit Schaltungen W dargestellt, die für Analysen mittels Digitalrechenmethoden von Mikrowellensystemen angewandt wird. Es wurden auch die wesentlichsten Eigenschaften einer Zerstreuungsmatrix mit Schaltungen angegeben. Die Berücksichtigung dieser Eigenschaften der Matrix W bei Bearbeitung von Algorithmen, die beim Lösen von Gleichungssystemen mit der Matrix W als einer Faktorenmatrix angewandt werden, kann einen wesentlichen Einfluß auf die Effektivität der Computerprogramme zur Analyse der Mikrowellensysteme haben.

Я. ДОБРОВОЛЬСКИ

**ПРИМЕНЕНИЕ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ К АНАЛИЗУ МИКРОВОЛНОВЫХ
ЦЕПЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЭЦВМ****Резюме**

В статье описаны принципы реализации матрицы рассеяния с соединениями типа W применяемой в вычислительном методе анализа микроволновых цепей. Представлены также основные свойства матрицы рассеяния с соединениями. Учет этих свойств матрицы W при разработке алгоритмов решения уравнений содержащих матрицу W в смысле ее коэффициентов может иметь значительное влияние на повышение эффективности вычислительных программ анализа микроволновых цепей.

Koncepcja analogowo-dyskretnej metody pomiaru zniekształceń czasowych w odniesieniu do synchronicznych przebiegów binarnych

KRYSTYN PLEWKO (WARSZAWA)

Instytut Łączności

Otrzymano 20.12.1975

W artykule przedstawiono zespół nowych pojęć charakteryzujących zniekształcenia czasowe (zwane też zniekształceniami typu telegraficznego) w odniesieniu do synchronicznych binarnych przebiegów teledacyjnych i telegraficznych. W oparciu o te pojęcia zdefiniowano nową miarę tych zniekształceń, tzw. zniekształcenie przeciętne. Omówiono warunki poprawnego pomiaru zniekształcenia przeciętnego oraz koncepcję odpowiedniego układu pomiarowego.

1. WPROWADZENIE

Zniekształcenia czasowe (zwane także zniekształceniami typu telegraficznego) powstają w binarnych kanałach teletransmisyjnych (kanałach cyfrowych) wykorzystywanych do przesyłania synchronicznych sygnałów telegraficznych i teledacyjnych. Ze względu na to, że zalecane przez CCITT definicje [2, 4, 5, 6] tych zniekształceń dotyczą głównie ich wartości ekstremalnych, w niniejszym artykule przedstawiono w sposób bardziej pełny nowy zespół pojęć charakteryzujących zniekształcenia czasowe. W oparciu o te pojęcia zdefiniowano tzw. elementarne zniekształcenia czasowe. Dla zbioru zniekształceń elementarnych, występujących w badanym przebiegu binarnym, określono parametry zniekształceń czasowych, a mianowicie tzw. zniekształcenie średnie i zniekształcenie przeciętne. Omówiono warunki poprawnego pomiaru parametrów charakteryzujących zniekształcenia czasowe, a w szczególności podano metodę dokładnego synfazowania dynamicznego dwóch binarnych przebiegów synchronicznych o jednakowych strukturach informacyjnych.

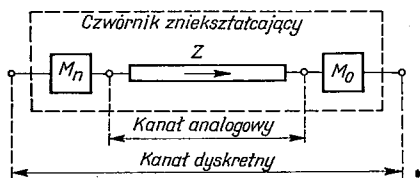
Przedstawiona w artykule koncepcja pomiaru zniekształceń czasowych opiera się na następujących założeniach:

- 1) zniekształcenia czasowe mają charakter procesu ergodycznego,
- 2) miarą synfazowania (dokładnego) jest wartość średnia względnego przebiegu charakterystycznego (p. 4.3),
- 3) miarą wartości zniekształceń czasowych jest wartość średnia bezwzględnego przebiegu charakterystycznego (p. 4.4) w warunkach synfazowości.

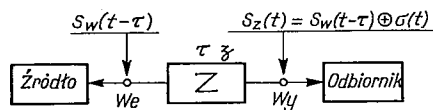
2. CZWÓRNIKI ZNIEKSZTAŁCAJĄCE

2.1. Czas propagacji momentów znamiennych

Przedmiotem rozważań jest binarny kanał transmisyjny (kanał dyskretny) określony dalej jako czwórnik elektryczny Z . Czwórnikiem tym mogą być: telekomunikacyjny kanał analogowy uzupełniony na obu końcach urządzeniami modemowymi M_N i M_O (kanał transmisji danych pokazany na rysunku 1), kanał telegraficzny zrealizowany za pomocą urządzeń telegrafii wielokrotnej oraz łańcuchowo połączone ze sobą kanały transmisji danych lub łańcuchowo połączone ze sobą kanały telegraficzne.



Rys. 1. Kanał transmisji danych

Rys. 2. Czwórnik zniekształcający Z

W czwórniku Z (w warunkach jego normalnej pracy) z jego wejścia na wyjście przekazywane są elektryczne sygnały binarne (rys. 2).

Nazwijmy

$S_w(t-\tau)$ — wzorcowym (zniekształconym) przebiegiem wymuszającym przykładanym na wejście czwornika Z ,

$S_z(t)$ — zniekształconym czasowo przebiegiem wymuszonym występującym na wyjściu czwornika Z ,

gdzie τ jest średnim opóźnieniem czasowym czwornika Z , czyli średnim czasem propagacji w czwórniku Z momentów znamiennych przebiegu binarnego.

Charakterystyczny dla czwornika Z parametr τ jest określony następująco

$$\tau = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{1}{p} \sum_{k=1}^p \tau_k = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{1}{p} \sum_{k=1}^p (t_{z,k} - t_{w,k}), \quad (1)$$

gdzie:

τ_k — czas propagacji k -tego momentu znamiennego,

$t_{w,k}$ — moment czasowy wystąpienia k -tego momentu znamiennego na wejściu czwornika Z ; $t_{w,k}$ należy do zbioru momentów znamiennych T_w przebiegu $S_w(t-\tau)$,

$t_{z,k}$ — moment czasowy wystąpienia k -tego momentu znamiennego na wyjściu czwornika Z ;

$t_{z,k}$ należy do zbioru momentów znamiennych T_z przebiegu $S_z(t)$.

T_w i T_z są zbiorami momentów czasowych.

W ogólnym przypadku, gdy czwórnik Z ma właściwości zniekształcające, a więc gdy zniekształca czasowo przekazywany przez niego przebieg binarny, to oba rozpatrywane przebiegi: wymuszający (opóźniony o τ) i wymuszony nie są identyczne, gdyż zbiory momentów znamiennych T_w i T_z nie są identyczne.

Jeżeli czwórnik Z jest czwornikiem nieznieskształcającym, to wtedy czas propagacji wszystkich momentów znamiennych jest jednakowy.

W pewnych przypadkach (np. przy łańcuchowym, bezpośrednim połączeniu modulatora z demodulatorem) czas propagacji jest na tyle mały, że można przyjąć, iż czwórnik Z jest prawie bezopóźnieniowy; wtedy $\tau \approx 0$. Ma to miejsce gdy $\tau \ll \varepsilon$, tj. gdy τ jest czasem dużo krótszym od czasu trwania jednego elementu ε przebiegu binarnego.

2.2. Opóźnieniowe zniekształcenia elementarne

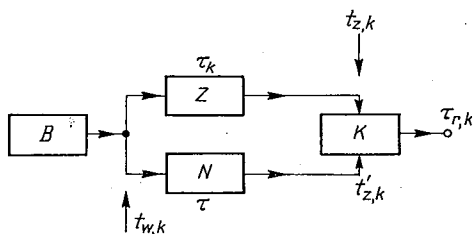
Dla jakościowego scharakteryzowania zniekształceń czasowych utwórmy umowny układ pomiarowy pokazany na rysunku 3. Układ ten złożony jest z następujących części składowych:

B — źródła wzorcowych (nieznieskształconych) przebiegów binarnych $S_w(t - \tau)$,

Z — czwornika zniekształcającego o średnim opóźnieniu czasowym τ (por. wzór 1),

N — czwornika nieznieskształcającego o stałym opóźnieniu τ ,

K — komparatora wykrywającego różnicę czasów $\tau_{r,k}$ dotyczącą odpowiadających sobie k -tych momentów znamiennych $t_{z,k}$ (transmitowanych poprzez Z) i $t'_{z,k}$ (transmitowanych poprzez N).



Rys. 3. Umowny układ do wyznaczenia wartości opóźnieniowych zniekształceń elementarnych

Nazwijmy opóźnieniowym odchyleniem elementarnym $\tau_{r,k}$, dotyczącym k -tego momentu znamiennego przebiegu $S_z(t)$, wyrażenie:

$$\tau_{r,k} = \tau_k - \tau = (t_{z,k} - t_{w,k}) - (t'_{z,k} - t_{w,k}) = t_{z,k} - t'_{z,k}. \quad (2)$$

Zniekształcenia opóźnieniowe są wynikiem nierównych czasów propagacji poprzez czwórnik Z kolejnych momentów znamiennych przebiegu binarnego. W zależności od wzajemnego usytuowania w czasie momentów znamiennych $t_{z,k}$ i $t'_{z,k}$, opóźnieniowe odchylenie elementarne może przybierać wartości dodatnie lub ujemne.

Nazwijmy opóźnieniowym zniekształceniem elementarnym δ_k , odnoszącym się do k -tego momentu znamiennego (na wyjściu czwornika Z), następujące wyrażenie bezwymiarowe

$$\delta_k = \frac{\tau_{r,k}}{\varepsilon}, \quad (3)$$

gdzie ε jest czasem trwania jednego elementu binarnego w przebiegu $S_w(t - \tau)$.

W ogólnym przypadku δ_k ma wartość losową. Dla zapewnienia jednoznaczności przyjmijmy, że przestrzeń próbek δ_k jest określona następująco

$$-0,5 \leq \delta_k < 0,5. \quad (4)$$

2.3. Właściwości zniekształceniowe czwórnika Z

Właściwości zniekształceniowe czwórnika Z mogą być wyznaczone z relacji dwóch przebiegów binarnych: wymuszającego $S_w(t-\tau)$ i wymuszonego $S_z(t)$. Przyjmijmy, że czwórnik Z charakteryzują właściwości zniekształceniowe $\mathfrak{Z}$, które można przedstawić symbolicznie w sposób następujący

$$S_z(t) = \{S_w(t-\tau)\}. \quad (5)$$

W wyniku dotychczasowych znanych z literatury badań zniekształceń czasowych [4, 10, 14] stwierdzono, że działanie $\mathfrak{Z}$ jest złożone i składa się z co najmniej następujących składowych

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{Z}(\mathfrak{Z}_s, \mathfrak{Z}_d, \mathfrak{Z}_p), \quad (6)$$

gdzie:

- $\mathfrak{Z}_s$ — stała niezależna od czasu właściwość zniekształceniowa (typu statycznego),
- $\mathfrak{Z}_d$ — właściwość zniekształceniowa uzależniona od pamięci kanału binarnego (właściwość typu dynamicznego),
- $\mathfrak{Z}_p$ — właściwość zniekształceniowa o charakterze stacjonarnego procesu przypadkowego (właściwość typu przypadkowego).

Biorąc pod uwagę właściwości przebiegów binarnych założono, że zniekształcenia czasowe tych przebiegów mają charakter addytywny, tj. przyjęto, że przebieg zniekształcony $S_z(t)$ powstaje z sumowania logicznego przebiegu niezniekształconego $S_w(t)$ i przebiegu binarnego $\sigma(t)$ zwanego przebiegiem zniekształcającym

$$S_z(t) = S_w(t) \oplus \sigma(t) \quad (7)$$

gdzie symbol $\oplus$ oznacza sumę modulo dwa.

Przebieg zniekształcający $\sigma(t)$ jest tą składową przebiegu zniekształconego $S_z(t)$, która niesie informację o właściwościach zniekształceniowych $\mathfrak{Z}$ czwórnika Z . Z zależności (7) wynika, że przebieg $\sigma(t)$ można wydzielić w wyniku następującej operacji:

$$\sigma(t) = S_z(t) \oplus S_w(t). \quad (8)$$

Zależność (8) stanowi podstawę do opracowania metody i układu działania komparatora K wydzielającego do dalszej analizy przebieg zniekształcający $\sigma(t)$. Analogicznie do (6) można wyróżnić w przebiegu $\sigma(t)$ określone składowe uzależnione od składowych $\mathfrak{Z}$, a mianowicie:

- $\sigma_s(t)$ — składową statyczną, odpowiadającą tzw. zniekształceniom jednostronnym,
- $\sigma_d(t)$ — składową dynamiczną, odpowiadającą tzw. zniekształceniom właściwym,
- $\sigma_p(t)$ — składową przypadkową odpowiadającą tzw. zniekształceniom przypadkowym.

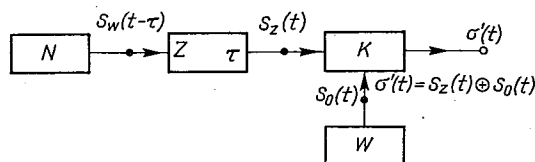
3. ZNIEKSZTAŁCENIA ELEMENTARNE

3.1. Przebieg zniekształcający

Rozpatrując poprzednio przedstawiony umowny układ pomiarowy pokazany na rysunku 3, należy stwierdzić, że układ ten jest w ogólnym przypadku nierealizowalny technicznie, gdyż:

- badanym obiektem jest zazwyczaj kanał binarny Z rozciągły przestrzennie (tj. przebiegający od punktu do punktu) o nieznannej średniej wartości opóźnienia τ ,
- praktycznie nie jest możliwe zbudowanie odpowiedniego, rozciągniętego przestrzennie, a zarazem niezniekształcającego kanału binarnego N , tj. kanału o stałej wartości opóźnienia równej średniej wartości opóźnienia τ czwórnika Z .

Niezbędne jest opracowanie odmiennej, realizowalnej technicznie koncepcji układu pomiarowego służącego do wyznaczenia zniekształceń czasowych. Układ taki pokazany jest na rysunku 4. Zawiera on dwa identyczne źródła wzorcowych (niezniekształconych)



Rys. 4. Podstawowa koncepcja układu pomiarowego zniekształceń czasowych

przebiegów binarnych: źródło nadawcze N generujące przebieg wymuszający $S_w(t - \tau)$ oraz źródło odniesienia W generujące przebieg odniesienia $S_o(t)$. Źródła N i W wytwarzają przebiegi binarne o identycznej strukturze informacyjnej, np. cykliczne przebiegi pseudo-przypadkowe. Do układu komparatora K doprowadzone są dwa przebiegi binarne: zniekształcony czasowo (przebieg wymuszony) $S_z(t)$ i przebieg odniesienia $S_o(t)$.

Przyjęto dwa założenia idealizujące układ z rysunku 4, a mianowicie:

- przebiegi $S_w(t - \tau)$ i $S_o(t)$ są synchroniczne,
- przebiegi $S_z(t)$ i $S_o(t)$ są synchroniczne, a ponadto synfazowe¹⁾.

Przy powyższych założeniach można określić (por. wzór 8) przebieg zniekształcający $\sigma'(t)$ jako różnicę symetryczną dwóch przebiegów binarnych: zniekształconego $S_z(t)$ i odniesienia $S_o(t)$, a więc

$$\sigma'(t) = S_z(t) + S_o(t). \quad (9)$$

3.2. Całkowe definicje zniekształceń czasowych

W dotychczasowych próbach definiowania elementowych zniekształceń czasowych skupiono główną uwagę na różnicach czasowych występujących pomiędzy odpowiadającymi sobie momentami znamionnymi [7, 8, 11, 12]. W niniejszym artykule zaproponowano całkowe definicje zniekształceń elementarnych wcześniej opisane w [14].

Przyjmijmy, że przebiegi $S_o(t)$ i $S_z(t)$ mają stałe i równe sobie stany napięciowe (por. wzory 10 i 11). Wyraźmy przebiegi binarne $S_o(t)$ i $S_z(t)$ za pomocą równoważnych im przebiegów napięciowych $U_o(t)$ i $U_z(t)$, a więc

$$U_z(t) = \begin{cases} 0 & \text{gdy } S_z(t) = 0 \\ U & \text{gdy } S_z(t) = 1 \end{cases} \quad (10)$$

$$U_o(t) = \begin{cases} 0 & \text{gdy } S_o(t) = 0 \\ U & \text{gdy } S_o(t) = 1 \end{cases} \quad (11)$$

¹⁾ Warunki synfazowości przebiegów $S_z(t)$ i $S_o(t)$ zostaną sformułowane w dalszej części artykułu.

Należy zwrócić uwagę, że we wzorach (10) i (11) wartość zerowa przebiegów napięciowych $U_z(t)$ i $U_o(t)$ ma sens napięcia o wartości zerowej, natomiast wartość zerowa przebiegów binarnych $S_z(t)$ i $S_o(t)$ ma sens bulowski.

W oparciu o koncepcję wyrażoną wzorem (9) uwzględniając (10) i (11) wprowadzamy pojęcie bezwzględnego przebiegu charakterystycznego $U'_b(t)$ będącego odpowiednikiem $\sigma'(t)$. Przebieg ten określamy następująco

$$U'_b(t) = |U_z(t) - U_o(t)|. \quad (12)$$

Dla przebiegu odniesienia $U_o(t)$, jego j -ty element $U_{o,j}$ jest ograniczony wirtualnymi momentami znamionnymi t_j i $t_{j+1} = t_j + \varepsilon$. Bezwzględny przebieg charakterystyczny $U_b(t)$ rozważamy w przedziałach czasowych odpowiadających kolejnym elementom $U_{o,j}$ przebiegu odniesienia $U_o(t)$.

Bezwzględne zniekształcenia elementarne $d_j(t)$ elementu j -tego napięciowego przebiegu zniekształconego $U_z(t)$ w przedziale czasowym $(t_j; t_j + \varepsilon]$ definiujemy²⁾ następująco

$$d_j(t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon} U_b(t) dt. \quad (13)$$

Bezwzględne zniekształcenie elementarne, w ogólnym przypadku, jest ciągłą zmienną określoną w przestrzeni próbek

$$0 \leq d_j(t) < 1. \quad (14)$$

Mając na uwadze, że zniekształcenia czasowe mogą polegać na przyspieszeniu lub opóźnieniu występowania momentów znamionnych w przebiegu $U_z(t)$, względem odpowiadających im momentów znamionnych przebiegu $U_o(t)$, wprowadzamy pojęcie względnego napięciowego przebiegu charakterystycznego $U_v(t)$. W przedziale $(t_j; t_j + \varepsilon]$ przebieg $U_v(t)$ jest trójwartościowy, określony następująco:

w podprzedziale $\left(t_j; t_j + \frac{\varepsilon}{2}\right]$

$$U_v^+(t) = \begin{cases} U & \text{gdy } U_b(t) = U \\ 0 & \text{gdy } U_b(t) = 0 \end{cases}, \quad (15)$$

w podprzedziale $\left(t_j + \frac{\varepsilon}{2}; t_j + \varepsilon\right]$

$$U_v^-(t) = \begin{cases} -U & \text{gdy } U_b(t) = U \\ 0 & \text{gdy } U_b(t) = 0 \end{cases}. \quad (16)$$

Pomiędzy przebiegami charakterystycznymi: bezwzględnym $U_b(t)$ i względnym $U_v(t)$ istnieje oczywista zależność

$$U_b(t) = |U_v(t)| = |U_v^+(t)| + |U_v^-(t)|. \quad (17)$$

²⁾ Definicja całkowa dotyczy zniekształcenia czasowego j -tego elementu przebiegu binarnego; dotychczas stosowane definicje dotyczą zniekształcenia czasowego i -tego rzeczywistego momentu znamionnego.

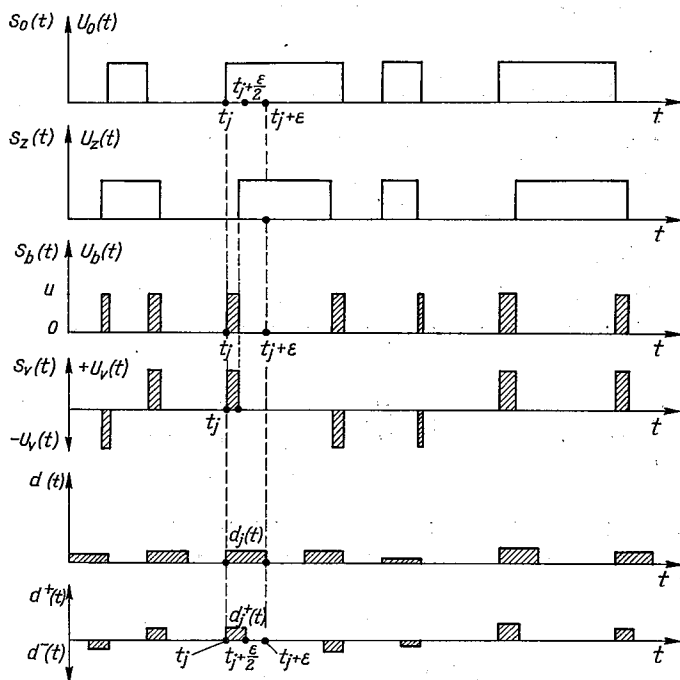
Względne zniekształcenia elementarne j -tego elementu napięciowego przebiegu zniekształconego $U_z(t)$ w przedziale $(t_j; t_j + \varepsilon]$ definiujemy następująco:

$$d_j^+(t) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon/2} U_v(t) dt, \quad (18)$$

$$d_j^-(t) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \int_{t_j+\varepsilon/2}^{t_j+\varepsilon} U_v(t) dt. \quad (19)$$

Ze względu na zależność (17) bezwzględne zniekształcenie elementarne (13) jest sumą względnych zniekształceń elementarnych (18) i (19), a więc

$$d_j(t) = |d_j^+(t)| + |d_j^-(t)|. \quad (20)$$



Rys. 5. Przykład wzajemnych zależności pomiędzy przebiegami binarnymi: wzorcowym $U_o(t)$, zniekształconym $U_z(t)$, charakterystycznym bezwzględnym $U_b(t)$, charakterystycznym względnym $U_v(t)$ oraz odpowiadającymi im zniekształceniami elementarnymi bezwzględnymi $d_j(t)$ i względnymi $d_j^+(t)$ i $d_j^-(t)$

Względne zniekształcenia elementarne są ciągłymi zmiennymi losowymi określonymi w przestrzeni próbek

$$-0,5 < d_j^-(t) \leq 0; \quad 0 \leq d_j^+(t) < 0,5. \quad (21)$$

Na rysunku 5 pokazano wzajemne zależności pomiędzy przebiegami binarnymi: zniekształconym $U_z(t)$, odniesienia $U_o(t)$, charakterystycznym bezwzględnym $U_b(t)$, cha-

rakterystycznym względnym $U_v(t)$ oraz odpowiadającymi im zniekształceniami elementarnymi: bezwzględnymi $d_j(t)$ i względnymi $d_j^+(t)$ i $d_j^-(t)$.

3.3. Wartość średnia i wartość przeciętna zniekształceń

Weźmy obecnie pod uwagę dwa uporządkowane w czasie zbiory (ciągi) zniekształceń elementarnych. Oznaczmy przez $\Delta_{b,m}$ ciąg bezwzględnych zniekształceń elementarnych, a przez $\Delta_{v,m}$ ciąg względnych zniekształceń elementarnych, a więc

$$\Delta_{b,m} = \{d_1(t), d_2(t), \dots, d_j(t), \dots, d_m(t)\}, \quad (22)$$

$$\Delta_{v,m} = \{d_1^+(t), d_1^-(t), d_2^+(t), d_2^-(t), \dots, d_j^+(t), d_j^-(t), \dots, d_m^+(t), d_m^-(t)\}. \quad (23)$$

Zniekształcenia elementarne o numerze j -tym określone są w przedziale czasu $(t_j, t_j + \varepsilon]$. Ciągi $\Delta_{b,m}$ i $\Delta_{v,m}$ zniekształceń elementarnych określone są w przedziale czasu $(0, T_m]$, gdy przyjąć, że

$$\text{dla } j = 1, t_j = 0, \quad \text{dla } j = m, t_m + \varepsilon = m\varepsilon = T_m. \quad (24)$$

Wartością średnią $\bar{d}(\Delta_{b,m})$ bezwzględnych zniekształceń elementarnych zbioru $\Delta_{b,m}$ nazwijmy wyrażenie

$$\bar{d}(\Delta_{b,m}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m d_j(t) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon} U_b(t) dt. \quad (25)$$

Wartością średnią $\bar{d}(\Delta_{v,m})$ względnych zniekształceń elementarnych zbioru $\Delta_{v,m}$ nazwijmy wyrażenie

$$\bar{d}(\Delta_{v,m}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m [d_j^+(t) + d_j^-(t)] = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \left\{ \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon/2} U_v(t) dt + \int_{t_j+a+\varepsilon/2}^{t_j+\varepsilon} U_v(t) dt \right\}. \quad (26)$$

Uwzględniając (24) określamy obecnie wartości średnie (25) i (26) zbiorów $\Delta_{b,m}$ i $\Delta_{v,m}$ jako średnioczasowe odpowiednich przebiegów charakterystycznych w przedziale $(0, T = T_m]$

$$\bar{d}_{b,T} = \bar{d}(\Delta_{b,m}) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} U_b(t) dt, \quad (27)$$

$$\bar{d}_{v,T} = \bar{d}(\Delta_{v,m}) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} U_v(t) dt. \quad (28)$$

Nazwijmy odchyleniem przeciętnym $d_p(\Delta_{b,m})$ bezwzględnych zniekształceń elementarnych zbioru $\Delta_{b,m}$ następujące wyrażenie:

$$d_p(\Delta_{b,m}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m d_j(t) - \bar{d}(\Delta_{b,m}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon} |U_b(t) - \bar{d}_{b,T}| dt. \quad (29)$$

Nazwijmy odchyleniem przeciętnym $d_p(\Delta_{v,m})$ względnych zniekształceń elementarnych zbioru $\Delta_{v,m}$ następujące wyrażenie:

$$d_p(\Delta_{v,m}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m |[d_j^+(t) + d_j^-(t)] - \bar{d}(\Delta_{v,m})| = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{U\varepsilon} \left\{ \int_{t_j+a}^{t_j+\varepsilon/2} |U_v(t) - \bar{d}_{v,T}| dt + \right. \\ \left. + \int_{t_j+a+\varepsilon/2}^{t_j+\varepsilon} |U_v(t) - \bar{d}_{v,T}| dt \right\}. \quad (30)$$

Uwzględniając (24) określamy obecnie wartości przeciętne (29) i (30) zbiorów $\Delta_{b,m}$ i $\Delta_{v,m}$ jako średnioczasowe odpowiednich przebiegów charakterystycznych w przedziale $(0, T]$:

$$d_{p,b,T} = d_p(\Delta_{b,m}) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} |U_b(t) - \bar{d}_{b,T}| dt, \quad (31)$$

$$d_{p,v,T} = d_p(\Delta_{v,m}) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} |U_v(t) - \bar{d}_{v,T}| dt. \quad (32)$$

Dla średnioczasowej $\bar{d}_{v,T} = 0$ względnego przebiegu charakterystycznego, zależność (32) ulegnie uproszczeniu

$$d_{p,v,T}(\bar{d}_{v,T} = 0) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} |U_v(t)| dt. \quad (33)$$

Uwzględniając (17), a mianowicie

$$U_b(t) = |U_v(t)|,$$

można wartość przeciętną względnego przebiegu charakterystycznego o zerowej wartości średniej $d_{p,v,T}(\bar{d}_{v,T} = 0)$ wyrazić jako średnioczasową bezwzględnego przebiegu charakterystycznego (27), a więc

$$d_{p,v,T}(\bar{d}_{v,T} = 0) = \bar{d}_{b,T}(\bar{d}_{v,T} = 0) = \frac{1}{T_m U} \int_0^{T_m} U_b(t) dt. \quad (34)$$

Oznaczamy

$$\bar{d}_{v,T} = A, \quad (35)$$

$$\bar{d}_{b,T}(A = 0) = P. \quad (36)$$

Wielkość P nazwiemy zniekształceniem przeciętnym zniekształconego czasowo przebiegu binarnego $U_z(t)$. Zależność (36) będzie podstawą do określenia układu służącego do pomiaru zniekształceń czasowych synchronicznych przebiegów binarnych. Wielkość P przyjmuje wartość (charakteryzującą zniekształcenia czasowe) w przedziale

$$0 \leq P < 1. \quad (37)$$

4. SYNFAZOWANIE DYNAMICZNE

4.1. Synfazowanie wstępne

W koncepcji pomiarowej, pokazanej na rys. 4, przyjęto założenie idealizujące, że przebiegi $S_w(t - \tau)$, $S_z(t)$ i $S_o(t)$ są synchroniczne, tj. mają ściśle jednakowe szybkości modulacji. Ponadto przyjęto dalsze założenie idealizujące, że przebiegi $S_z(t)$ i $S_o(t)$ są synfazowe. W rzeczywistości, bez zastosowania specjalnych układów pomocniczych oba powyższe założenia z reguły nie byłyby spełnione.

Przyjmijmy na wstępie, że zachowany jest warunek synchronizmu powyższych przebiegów binarnych. Ze względu na to, że źródła wzorcowych przebiegów binarnych N i W są włączane w dowolnych niezależnych od siebie momentach czasowych, przebiegi $S_z(t)$ oraz $S_o(t)$ mogą nie być synfazowe. Na brak synfazowości wpływ ma także dowolna wartość średniego opóźnienia czasowego czwórnika Z określona zależnością (1). Przyjmijmy, że przebieg $S_z(t)$ nie jest zniekształcony czasowo, tj. $S_z(t) = S_w(t)$; wtedy pomiędzy dwoma odpowiadającymi sobie j -tymi momentami znamionnymi przebiegów $S_z(t)$ i $S_o(t)$ występuje przesunięcie czasowe określone następująco

$$\Theta = t_{z,j} - t_{o,j} = (s+r)\varepsilon, \quad (38)$$

gdzie s przyjmuje wartości całkowitoliczbowe w przedziale $0 \leq s \leq p$, przy czym p jest okresem zdeterminowanej cyklicznej struktury informacyjnej wzorcowych przebiegów binarnych $S_o(t)$ i $S_w(t)$, natomiast r przyjmuje dowolne wartości ułamkowe w przedziale $-0,5 \leq r \leq 0,5$.

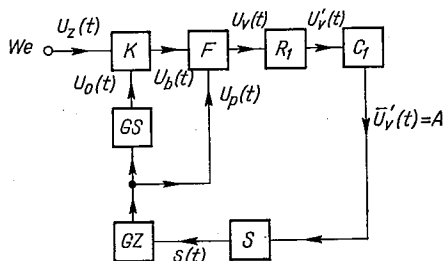
W ogólnym przypadku, przy braku synfazowości, przebiegi charakterystyczne zależą nie tylko od zniekształceń czasowych $\sigma(t)$ lecz także od wartości przesunięcia fazowego Θ . Pomiar synchronicznych zniekształceń czasowych musi być poprzedzony procesem pomocniczym mającym na celu usunięcie wpływu przesunięcia fazowego Θ , tj. doprowadzenie do stanu $\Theta = 0$. Proces ten nazywany dynamicznym synfazowaniem przebiegów binarnych składa się z dwóch podprocesów: synfazowania wstępnego oraz synfazowania dokładnego.

Synfazowanie wstępne ma na celu zmniejszenie różnicy czasowej pomiędzy odpowiadającymi sobie momentami znamionnymi w przebiegach $S_o(t)$ i $S_z(t)$ do wartości co najwyżej równej połowie długości przedziału jednostkowego ε . Działanie to, w zasadzie jednorazowe, powinno zapewnić zerową wartość części głównej przesunięcia czasowego Θ , tj. zapewnić aby $s\varepsilon = 0$. Układy synfazowania wstępnego są znane, m.in. opisane w [16] i dlatego nie będą szczegółowo omawiane. Ogólna zasada synfazowania wstępnego polega na porównywaniu ze sobą wartości informacyjnych kolejnych elementów binarnych w cyklicznych przebiegach $S_z(t)$ i $S_o(t)$ i w przypadku wystąpienia niezgodności tych wartości informacyjnych wprowadzeniu skokowego ($o\varepsilon$) przesunięcia fazowego przebiegu $S_o(t)$; co najwyżej po $p-1$ przesunięciach skokowych (gdzie p jest długością jednego cyklu struktury informacyjnej rozpatrywanych przebiegów binarnych) powinien być osiągnięty stan synfazowania wstępnego.

4.2. Synfazowanie dokładne

Synfazowanie dokładne ma na celu dalsze zmniejszenie wartości Θ , tak aby część ułamkowa tego przesunięcia osiągnęła wartość zerową, tj. $re = 0$. Należy zwrócić uwagę na fakt, że średnia wartość ułamkowa re przesunięcia fazowego Θ jest współmierna z wartością elementarnych zniekształceń czasowych $d_j(t)$ oraz $d_j^+(t)$ i $d_j^-(t)$. Wykrycie stałego w czasie przesunięcia re wymaga uśredniania elementarnych względnych zniekształceń czasowych.

Schemat blokowy układu synfazowania precyzyjnego pokazany jest na rys. 6. Układ ten tworzy pętlę sprzężenia zwrotnego obejmującą następujące bloki funkcjonalne: K —



Rys. 6. Schemat blokowy układu synfazowania dokładnego

komparator, F — człon przebiegu względnego, R_1 — dzielnik napięciowy, C_1 — człon całkujący, S — człon sterujący, GZ — generator zegarowy, GS — generator struktury informacyjnej wzorcowego przebiegu binarnego $S_o(t)$.

Obecnie omówimy działanie układu synfazowania dokładnego. Załóżmy, że $s = 0$ i $r \neq 0$. Dla pozyskania z przebiegów $S_z(t)$ i $S_o(t)$ informacji o wartości ułamkowego przesunięcia fazowego re , należy z tych przebiegów utworzyć przebiegi charakterystyczne: bezwzględny i względny. Jest to zadanie członów K i F .

Do wejść komparatora K realizującego zależność (12) przyłożone są dwa przebiegi binarne $U_z(t)$ i $U_o(t)$. Na wyjściu bloku K występuje bezwzględny przebieg charakterystyczny $U_b(t)$. Działanie komparatora określa zależność

$$\bigwedge_{t \geq 0} U_b(t) = U_o(t) + U_z(t). \quad (39)$$

Odpowiada temu wzorowi tablica zależności (tabl. 1)

Tablica 1

Zasada otrzymywania bezwzględnego przebiegu charakterystycznego $U_b(t)$

$U_o(t)$	$U_z(t)$	$U_b(t)$
0	0	0
0	U	U
U	0	U
U	U	0

Do wejść układu F przyłożone są dwa przebiegi binarne $U_b(t)$ i $U_p(t)$, przy czym pomocniczy przebieg $U_p(t)$ jest określony następująco

$$U_p(t) = \begin{cases} +U & \text{dla } t \text{ określonego w przedziale } \left(t_j, t_j + \frac{\varepsilon}{2}\right] \\ -U & \text{dla } t \text{ określonego w przedziale } \left(t_j + \frac{\varepsilon}{2}, t_j + \varepsilon\right], \end{cases} \quad (40)$$

gdzie momenty czasowe t_j dotyczą przebiegu odniesienia $U_o(t)$.

Zatem przebieg pomocniczy $U_p(t)$ jest ściśle synfazowy względem przebiegu $U_o(t)$, a jego szybkość modulacji jest dwa razy większa od szybkości modulacji $U_o(t)$. Oba przebiegi $U_o(t)$ i $U_p(t)$ są sterowane ze wspólnego generatora zegarowego GZ . Zadaniem generatora struktury informacyjnej GS jest przetworzenie impulsów zegarowych otrzymywanych z GZ na przebieg binarny $U_o(t)$ o odpowiedniej (takiej samej jak struktura przebiegu $U_z(t)$) strukturze informacyjnej.

Działanie układu F określa zależność

$$\bigwedge_{t \geq 0} U_v(t) = U_b(t) \otimes U_p(t), \quad (41)$$

gdzie $U_v(t)$ jest względnym przebiegiem charakterystycznym (por. wzory 16 i 17), a symbolowi operacji $\otimes$ odpowiadają zależności określone w tablicy 2.

Tablica 2
Zasada otrzymywania względnego
przebiegu charakterystycznego $U_v(t)$

$U_b(t)$	$U_p(t)$	$U_v(t)$
0	U	0
0	$-U$	0
U	U	U
U	$-U$	$-U$

Względny przebieg charakterystyczny $U_v(t)$ zależy od zniekształceń czasowych przebiegu $U_z(t)$ oraz od ułamkowej wartości przesunięcia fazowego $r\varepsilon$. Ponadto względny przebieg charakterystyczny zależy od właściwości informacyjnej rozpatrywanych przebiegów binarnych $U_o(t)$ i $U_z(t)$, bowiem liczba zniekształconych czasowo elementów składowych przebiegu $U_z(t)$ jest tym większa, im w rozpatrywanym przebiegu $U_z(t)$ jest więcej rzeczywistych momentów znamienych. Aby uniezależnić się od struktury informacyjnej przebiegów $U_o(t)$ i $U_z(t)$ normalizujemy przebieg $U_v(t)$.

Oznaczamy przez y_p względną częstość występowania rzeczywistych momentów znamienych

$$y_p = \frac{n}{m}, \quad (42)$$

gdzie:

m — liczba rzeczywistych momentów znamiennych przypadających na jeden okres cyklicznej struktury informacyjnej przebiegu $U_o(t)$,

n — liczba binarnych elementów jednostkowych o długości ε w tym okresie.

Zakładamy, że w rozpatrywanej metodzie pomiarowej, dla dowolnej stosowanej struktury informacyjnej³⁾, maksymalna wartość współczynnika y_p wynosi $y_{p,max}$. Oznaczmy przez k współczynnik normalizujący strukturę informacyjną badanych przebiegów binarnych

$$k = \frac{y_p}{y_{p,max}}. \quad (43)$$

Do wejścia nastawnego dzielnika napięciowego R_1 przyłożony jest względny przebieg charakterystyczny $U_v(t)$. Działanie normalizujące członu R_1 określają następujące symbolicznie zapisane zależności

$$\bigwedge_{t \geq 0} U'_v(t) = kU_v(t) = \begin{cases} +kU & \text{dla } U_v(t) = U, \\ 0 & \text{dla } U_v(t) = 0, \\ -kU & \text{dla } U_v(t) = -U. \end{cases} \quad (44)$$

Znormalizowany względny przebieg charakterystyczny $U'_v(t)$ jest przykładany na wejście układu całkującego C_1 . Na wyjściu tego układu, po pewnym upływie czasu, ustala się napięcie (stałe) $\bar{U}_v$, którego wartość zależna jest od stopnia zniekształceń czasowych przebiegu binarnego $U_z(t)$ i od ułamkowego przesunięcia fazowego $\varphi\varepsilon$. Oznaczamy napięcie na wyjściu C_1 (w stanie nieustalonym)

$$\bar{U}'_v(t) = A'(t), \quad (45)$$

$$-kU \leq A'(t) \leq kU. \quad (46)$$

Granice zmian wartości $A'(t)$ wynikają z charakteru względnego znormalizowanego przebiegu charakterystycznego (por. rys. 5).

Napięcie $A'(t)$ przykładane jest za pośrednictwem separatora S do diody waraktorowej wchodzącej w skład oscylatora wzbudzającego generator zegarowy GZ , zmieniając w sposób ciągły jego częstotliwość, bądź też za pomocą układu sterującego S oddziałując na generator zegarowy wprowadza określone dyskretne zmiany szybkości modulacji tego generatora.

Rozpoczyna się wtedy dynamiczny proces synfazowania dokładnego polegający na tym, że całość układu dąży do stanu mezofazowości, w którym $A'(t) = 0$. Układ jest typu homeostatu, tj. układu, który poszukuje stanu równowagi w obecności czynników zakłócających. Czynnikiem tym może być niezerowe przesunięcie fazowe pomiędzy dwoma przebiegami binarnymi $U_o(t)$ i $U_z(t)$.

Należy w tym miejscu zwrócić uwagę na możliwość zastąpienia warunku synchronizmu przebiegów binarnych $U_w(t)$, $U_o(t)$ i $U_z(t)$ mniej ostrym warunkiem plejochronizmu określonym następująco

$$|\nu_o - \nu_z| < \nu, \quad (47)$$

³⁾ np. dla struktur informacyjnych zalecanych przez CCITT w rodzaju „1:1”, „1:2”, „1:7”, „SQ9”, „511” itp.

gdzie:

- ν_o — szybkość modulacji wzorcowego przebiegu binarnego $U_o(t)$,
- ν_z — szybkość modulacji zniekształconego czasowo przebiegu binarnego $U_z(t)$,
- v — liczba mała dowolnie dobrana, zgodnie z założonym kryterium realizowalności technicznej.

Dla niezerowej wartości v następuje stale narastające przesunięcie fazowe pomiędzy przebiegami binarnymi $U_o(t)$ i $U_z(t)$. Przesunięcie to powoduje, że na wyjściu układu całkującego C_1 ustala się stan $A'(t) = a(t)$. Wartość tego napięcia koryguje częściowo różnicę szybkości modulacji ν_o i ν_z , tak aby otrzymać nowy stan równowagi. W przypadku braku synchronizmu określonego zależnością (47), oscylacyjnie zmieniająca się wartość $a(t)$ ma wartość błędu metody synfazowania dynamicznego.

4.3. Wartość średnia przebiegu charakterystycznego

Obecnie rozważane będą wybrane aspekty wyznaczania wartości średnioczasowe $\overline{U'_v(t)} = A$ względnego znormalizowanego przebiegu charakterystycznego $U'_v(t)$. Przypomnijmy, że wartość średnioczasowa A' otrzymywana jest na wyjściu układu całkującego C_1 .

Niech przebieg $U_v(t)$ będzie dowolną realizacją [13] procesu ergodycznego $X(t)$. Dla dowolnego $\beta > 0$, istnieje takie T (skończone), że zachodzi następujący związek z prawdopodobieństwem równym jedności.

$$P\left(\left\{\frac{1}{T} \int_0^T U'_v(t) dt - E[X(t)]\right\} \leq \beta\right) = 1. \quad (48)$$

Nazwijmy wartością średnią jednej realizacji procesu ergodycznego o skończonym przedziale czasu $(0, T)$ (por. wzór 28)

$$\overline{U'_{v,T}} = \frac{1}{T} \int_0^T U'_v(t) dt. \quad (49)$$

Oczywiście, ze wzrostem T , średnioczasowa $\overline{U'_{v,T}}$ dąży do wartości równej średniej statystycznej (wartości oczekiwanej) procesu ergodycznego

$$E[X(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U'_v(t) dt. \quad (50)$$

Odpowiedź impulsowa układu całkującego (np. typu RC) jest określona następująco

$$h(t) = \frac{1}{RC} e^{-t \frac{1}{RC}} = \alpha e^{-\alpha t}. \quad (51)$$

Przyjmując, że w chwili czasowej $t = 0$ na wyjściu układu całkującego (np. na kondensatorze) występuje napięcie $A_o(t)$, którego wartość jest funkcją losową, otrzymamy przy wymuszeniu przebiegiem binarnym $U'_v(t)$ następującą zależność

$$A'(t) = A_o(t) \cdot e^{-\alpha t} + \int_0^t \alpha e^{\alpha(t-\tau)} U'_v(\tau) d\tau = A_o(t) e^{-\alpha t} + \alpha e^{-\alpha t} \int_0^t \alpha \cdot e^{\alpha \tau} U'_v(\tau) d\tau. \quad (52)$$

Ponieważ założono, że $U'_v(t)$ jest realizacją procesu stacjonarnego (ergodycznego), to średnioczasowa realizacja tego procesu nie jest zależna od czasu

$$\overline{U'_v}(\tau) = \overline{U'_v} = \text{const}; \quad (53)$$

wtedy

$$A'(t) = A_0(t)e^{at} + \alpha e^{-at} \overline{U'_v} \int_0^t e^{a\tau} d\tau. \quad (54)$$

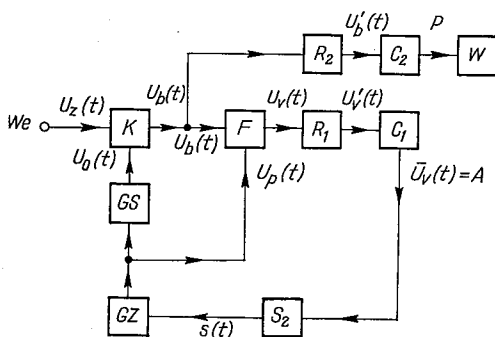
Ostatecznie, w nieskończonym przedziale czasu otrzymamy

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A'(t) = \overline{U'_v} = A. \quad (55)$$

Wartość średnioczasowa $\overline{U'_v}$ procesu ergodycznego jest niezmiennikiem przekształceń liniowych realizowanych przez układy całkujące (np. RC). W ustalonym stanie na wyjściu tych układów średnioczasowa wartość realizacji procesu ergodycznego nie ulega przeto praktycznie zmianie po przejściu przez układ całkujący C_1 po upływie dostatecznie długiego czasu, który zależy m.in. od stałej czasowej $\alpha = 1/RC$ tego układu oraz od wartości napięcia początkowego $A_0(t)$.

4.4. Wartość przeciętna przebiegu charakterystycznego

Obecnie omówiony będzie układ służący do wyznaczania zniekształcenia przeciętnego P zniekształconego czasowo przebiegu binarnego $U_z(t)$. Układ opiera się na zależnościach



Rys. 7. Schemat blokowy układu pomiarowego wartości przeciętnej zniekształceń czasowych

wyrażonych wzorami (35) i (36). Schemat blokowy układu pomiarowego pokazano na rysunku 7. Rozpatrywany układ zawiera w sobie blok synfazowania precyzyjnego (rys. 6). Zadaniem tego bloku jest zapewnienie warunku mezofazowości określonego jako

$$A'(t) = \overline{U'_v}(t) = 0. \quad (56)$$

Na rysunku 7 blok synfazowania dokładnego uzupełniony jest następującymi członami: R_2 — dzielnikiem napięciowym, C_2 — członem całkującym i W — wskaźnikiem napięcia. Człony R_2 i C_2 mają identyczne właściwości jak poprzednio omówione człony R_1 i C_1 . Dla uproszczenia na rysunku 7 nie pokazano układu synfazowania wstępnego oraz pewnych innych bloków pomocniczych.

W stanie mezofazowości (56), uwzględniając (17) oraz (34), wartość przeciętną względniego przebiegu charakterystycznego można wyrazić jako średnioczasową bezwzględniego przebiegu charakterystycznego

$$\bar{d}_{b,T}|_{A'(t)=0} = P.$$

Wielkość P jest zniekształceniem przeciętnym zniekształconego czasowo przebiegu binarnego $U_z(t)$.

W układzie pomiarowym, na rysunku 7, bezwzględny przebieg charakterystyczny jest normowany z przyczyn poprzednio omówionych (por. wzory: 42, 43, 44). Działanie normujące członu R_2 można określić następująco

$$\bigwedge_{t \geq 0} U'_b(t) = kU_b(t) = \begin{cases} kU & \text{dla } U_b(t) = U, \\ 0 & \text{dla } U_b(t) = 0. \end{cases} \quad (57)$$

Przebieg $U'_b(t)$ jest całkowany w układzie C_2 . Przeprowadzając rozumowanie analogiczne do przedstawionego w p. 4.3 wyznaczmy wartość średnioczasową przebiegu $U'_b(t)$.

Na wyjściu układu C_2 występuje napięcie $P(t)$, będące odpowiedzią układu na przebieg wymuszający $U'_b(t)$

$$P(t) = P_o(t)e^{-\alpha t} + \alpha e^{-\alpha t} \int_0^t e^{\alpha \tau} U'_b(\tau) d\tau, \quad (58)$$

gdzie $P_o(t)$ jest w chwili czasowej $t = 0$ napięciem początkowym na wyjściu układu C_2 i jego wartość jest funkcją losową.

Przyjmując jak poprzednio, że rozważane są procesy ergodyczne (stacjonarne) otrzymujemy dla określonej realizacji przebiegu $U'_b(t)$, w dostatecznie długim przedziale czasu

$$\overline{U'_b(\tau)} = \overline{U'_b} = \text{const}; \quad (59)$$

wtedy

$$P(t) = P_o(t)e^{-\alpha t} + \alpha e^{-\alpha t} \overline{U'_b} \int_0^t e^{\alpha \tau} d\tau. \quad (60)$$

Ostatecznie w nieskończonym przedziale czasu otrzymamy

$$\lim_{t \rightarrow \infty} P(t) = \overline{U'_b} = P. \quad (61)$$

Wartość napięcia stałego P jest zniekształceniem przeciętnym izochronicznego przebiegu binarnego $U_z(t)$.

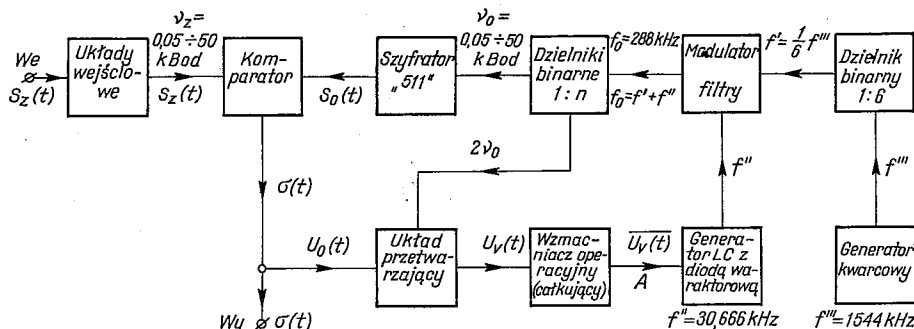
Wartość tego napięcia może być zmierzona za pomocą woltomierza W typu analogowego lub cyfrowego. W obu przypadkach miernik napięcia powinien mieć bardzo dużą oporność wejściową.

5. ZAKOŃCZENIE

Na zakończenie warto zwrócić uwagę na istotną przyczynę utrudniającą poprawne zdefiniowanie zniekształceń czasowych. Ścisłe określenie wartości elementarnych zniekształceń czasowych jest możliwe tylko w przypadku pełnej synfazowości (mezofazowości)

zniekształconego przebiegu binarnego względem odpowiedniego wzorcowego przebiegu odniesienia. Jednocześnie uzyskanie synfazowości (mezofazowości) dwóch przebiegów binarnych (w tym jednego przebiegu zniekształconego czasowo) wymaga uzyskania zerowej wartości średniej względnych zniekształceń elementarnych.

W związku z powyższym proces pomiaru zniekształceń przeciętnych ma charakter działania aproksymującego oczekiwaną wartość zniekształceń. W miarę upływu czasu maleje błąd oceny wartości przeciętnych zniekształceń czasowych.



Rys. 8. Uproszczony schemat układu synfazowania dokładnego stosowany w detektorach elementów błędnych

Opisana w niniejszym artykule metoda dokładnego synfazowania dynamicznego została zastosowana w kilku typach detektorów elementów błędnych [15] serii DEB opracowanych w Instytucie Teleelektroniki Politechniki Warszawskiej. Uproszczony schemat układu synfazowania dokładnego, stosowany w detektorach elementów błędnych, pokazany jest na rys. 8. Przewiduje się wyposażenie tych przyrządów także w przystawkę umożliwiającą pomiar zniekształceń przeciętnych.

LITERATURA

1. Księga Biała CCITT, tom VII, Zalecenia serii R.
2. Zbiór definicji ważniejszych pojęć używanych w telekomunikacji, cz. I, Genewa 1957.
3. P. Bassole, *Aspekty statystyczne pojęcia zniekształceń rytmicznych*, Ann. telecommun., t. 6, 8—9, 1951.
4. W. Fijałkowski, *Historia pojęcia zniekształceń telegraficznych*, Journal UIT, nr 10, 1958.
5. PN/T-01004. *Słownictwo telekomunikacyjne. Telegrafia i teledacja (transmisja danych). Nazwy i określenia*, WNT, 1970.
6. *Definicje z zakresu telegrafii i transmisji danych*, NTZ, t. 24, nr 9, 1971.
7. A. Pugacz, *Nowe określenia zniekształcenia izochronicznego i zastosowanie strojenia fazowego w pomiarowej aparaturze telegraficznej*, Sb. naucz. tr. CNIIS, wyp. 2, 1963.
8. K. A. Brusiłkowski, *Pomiary zniekształceń impulsów w systemach transmisji dyskretniej informacji*, Wyd. Nauk., 1965.
9. B. Butkiewicz, H. Galemba, *Miernik zniekształceń izochronicznych*, Prz. Telekomunikacyjny, r. 8—9, 1972.
10. A. Zeligier, *Zniekształcenia telegraficzne sygnałów kodowych przy nadawaniu synchronicznym*, Elektrosiła, nr 3, 1963.

11. G. Jemielianow i in., *Dwa sposoby budowy mierników zniekształceń telegraficznych przy transmisji synchronicznej*, Sb. trud. CNIIS, wyp. 2, 1967.
12. Balter i in., *Dyskretny izochroniczny miernik zniekształceń telegraficznych*, Sb. naucz. tr. CNIIS, nr 6, 1970.
13. J. Korowicz, *Wstęp do teorii sygnałów stochastycznych z punktu widzenia metodyki ich pomiarów w telekomunikacji*, opr. wewn. Instytut Łączności, 1968.
14. K. Plewko, *Nowe wielkości charakteryzujące zniekształcenia czasowe i odpowiadające tym wielkościom metody pomiarowe w zastosowaniu do przebiegów telegraficznych i teledacyjnych*, rozpr. doktorska, IL, 1974.
15. A. Kostka, K. Plewko, *Układ miernika wartości przeciętnej zniekształcenia izochronicznego przebiegów binarnych*, Patent UP-PRL, nr P-158046, 1972.
16. W. Bariasz i in., *Koncepcja zestawu do analizy błędów transmisji binarnej na tle problematyki miernictwa transmisji danych*, Zeszyty Naukowe Pol. War. Elektryka, nr 57, 1968.

K. PLEWKO

CONCEPTION OF ANALOG-DISCRETE METHOD OF TEMPORAL DISTORTION MEASUREMENTS IN RELATION TO SYNCHRONOUS BINARY TRANSIENTS

Summary

The article presents a set of new notions that characterize temporal distortions (also referred to as telegraph type distortions) in relation to synchronous binary teledata and telegraph transients. On the basis of these notions a new measure of these distortions (referred to as average distortion) has been defined. The results of the correct measurement of the average distortion and the conception of an appropriate measuring system have been discussed.

K. PLEWKO

CONCEPTION DE LA MÉTHODE ANALOGO-DISCRÈTE DE MESURAGE DES DISTORSIONS DU TEMPS SE RAPPORTANT AUX PARCOURS BINAIRES SYNCHRONES

Résumé

Dans l'article on a présenté l'ensemble de nouvelles conceptions caractérisant les distorsions du temps (nommées aussi les distorsions du type télégraphique) se rapportant aux synchrones parcours binaires de télétransmission des données et télégraphiques. A partir de ces conceptions on a défini la nouvelle mesure de ces distorsions, dite la distorsion moyenne. On a discuté les résultats d'un correct mesurage de la distorsion moyenne et la conception du système de mesure convenable.

K. PLEWKO

KONZEPTION EINER ANALOG-DISKRETEN MEßMETHODE FÜR ZEITVERZERRUNGEN IN BEZUG AUF SYNCHRONISCHE BINÄRVORGÄNGE

Zusammenfassung

Im Artikel wurde ein neuer Begriffskomplex dargestellt, der sich durch Zeitverzerrungen charakterisiert (auch Verzerrungen telegraphischen Types genannt) in Bezug auf synchronische teledäre und telegraphische Binärvorgänge, d.h. durchschnittliche Verzerrungen. Die Ergebnisse einer ordnungsmäßigen Messung der Durchschnittsverzerrung wurde erörtert, als auch die Konzeption eines entsprechenden Meßsystems.

К. ПЛЕВКО

КОНЦЕПЦИЯ АНАЛОГО-ДИСКРЕТНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ
ВРЕМЕННЫХ ИСКАЖЕНИЙ СИНХРОННЫХ БИНАРНЫХ ПРОБЕГОВ

Резюме

В статье представлена совокупность новых понятий определяющих временные искажения (называемые также искажениями телеграфного типа) синхронных бинарных пробегов теледатчиков и телеграфов. На основании этих понятий вводится новое понятие „среднего искажения”. Обсуждены результаты правильного измерения среднего искажения и концепция соответственной измерительной схемы.

TREŚĆ

J. Purczyński: Wykorzystanie metod Ritz'a i Trefftza do dwustronnego szacowania pojemności	755
K. Lenczewska, M. M. Dobrzański: Zastosowanie złącza Josephsona do generacji i detekcji fali akustycznej o bardzo dużej częstotliwości	767
Z. Rydzewski, M. Jaroszewski: Obliczanie optymalnych wymiarów podstawowych części czynnych transformatorów energetycznych	777
W. Pietrenko, B. M. Wilamowski: Pomiar rezystancji rozproszonej kolektora tranzystora bipolarnego	803
J. L. Jakubowski, M. Dobardźić: Contribution à la méthodologie de recherche concernant les isolateurs haute tension pollués au Sahara	813
W. Kalita, A. Kusy, S. Paszczyński: Nowe możliwości technologii grubowarstwowej w zakresie rezystorów rutenianowych, przełączników, tranzystorów oraz przyrządów optoelektronicznych	831
A. Napieralski, B. W. Kałmykow: Modelowanie charakterystyk statycznych tyrystora dla celów analizy numerycznej	855
W. Nakwaski: Przyrost temperatury obszaru czynnego laserów homozłączowych GaAs w stanie ustalonym	877
J. Stanclik: Analiza wpływu niedokładności pomiarów na błędy modelowania dwuzaciskowych elementów elektronicznych	899
A. J. Fiolek: Jednostopniowe generatory kwarcowe o trzech elementach reaktancyjnych	913
K. Bareła: Metoda analizy niezawodności kombinacyjnych sieci logicznych	925
M. Wiechowski: Analiza spektralna sygnałów próbkowanych w sposób niedeterministyczny	939
J. Dobrowolski: Macierz rozproszenia w zastosowaniu do analizy układów mikrofalowych za pomocą elektronicznej maszyny cyfrowej	955
K. Plewko: Koncepcja analogowo-dyskretnej metody pomiaru zniekształceń czasowych w odniesieniu do synchronicznych przebiegów binarnych	963

CONTENTS — TABLE DES MATIÈRES — INHALT

J. Purczyński: Use of Ritz and Trefftz Methods for Bilateral Capacity Estimation	765
Application des méthodes de Ritz et de Trefftz à l'évaluation bilatérale de la capacité	765
Ausnutzung der Ritz-Trefftz-Methode zur doppelseitigen Kapazitätsbechätzung	765
K. Lenczewska, M. M. Dobrzański: Application of Josephson Junction in Generation and Detection of High Frequency Waves Acoustics	774
Application de la jonction de Josephson pour la génération et la détection les ondes acoustiques à très haute fréquence	774
Anwendung der Josephson-Verbindung zur Generation und Detektion einer akustischen Welle mit sehr grosser Frequenz	774
Z. Rydzewski, M. Jaroszewski: Calculation of Optimal Fundamental Dimensions of Active Parts of Power Transformers	799
Calcul de fondamentales dimensions optimales des parties actives des transformateurs de puissance	800
Berechnung der optimalen Abmessungen aktiver Grundelemente von Transistoren	800
W. Pietrenko, B. M. Wilamowski: Measurement of Collector Spreading Resistance of Bipolar Transistors	811

Mesurage de la résistance diffuse du collecteur du transistor bipolaire	811
Messungen des Kollektorbahnwiderstandes eines bipolaren Transistors	811
J. L. Jakubowski, M. Dobardzić: Przyczynek do metodologii badania izolatorów wysokiego napięcia w warunkach zabrudzeniowych na Saharze	826
Contribution to Methods of High Voltage Insulator Testing in Sahara Pollution Conditions	828
Beitrag zur Prüfungsmethodologie von Hochspannungsisolatoren bei den Verschmutzungsverhältnissen der Sahara	828
W. Kalita, A. Kusy, S. Paszczyński: New Possibilities of Thick Film Technology in Ruthenate Resistors, Switches, Transistors and Optoelectronic Devices	852
Nouvelles possibilités d'application de la technique des couches épaisses aux résistors à base des composés de ruthénium, aux commutateurs, aux transistors et aux appareils optoélectroniques	852
Neue Anwendungsmöglichkeiten der Dickfilmtechnologie auf dem Gebiet der Rutheniumresistoren, Umschaltungen, Transistoren sowie optoelektronischer Elemente	853
A. Napieralski, B. W. Kałmykow: Modeling Static Characteristics of a Thyristor for Purposes of Numerical Analysis	874
Modelage des caractéristiques statiques des thyristors prévu pour l'analyse numérique	875
Modellierung statischer Charakteristiken von Thyristoren für Zwecke einer numerischen Analyse	875
W. Nakwaski: Increase in Temperature of GaAs Homojunction Lasers Active Area in Steady State	896
Accroissement de la température de la région active des lasers homojoints GaAs dans le régime établi	896
Temperaturanstieg des aktiven Bereiches von HomoverbindungsLasern GaAs im stationären Zustand	896
J. Stanclik: Analysis of Two-terminal Electronic Components Modeling Errors Affected by Measurement Inaccuracy	911
Analyse de l'influence de l'inexactitude des mesures sur les erreurs du modelage des éléments électroniques bipoles	911
Analyse der Einwirkung der Messgenauigkeit auf die Modellierungsfehler bei zweipoligen elektrischen Bauelementen	911
A. J. Fiolek: One-stage Quartz Oscillators with Three Reactance Elements	924
Générateurs à un étage au quartz à trois éléments réactifs	924
Einstufige Quarzgeneratoren mit drei Reaktanzelementen	924
K. Bareła: Method of Automatic Reliability Analysis in Logical Combinational Networks	937
Méthode de l'analyse de fiabilité des réseaux combinatoires logiques	937
Methode einer Analyse der Zuverlässigkeit in der logischen Kombinationsschaltungen	937
M. Wiechowski: Spectral Analysis of Randomly Sampled Signals	953
Analyse spectre des signaux échantillonnés de la manière non déterminative	953
Analyse der in nichtdeterministischer Weise geprobten Spektralsignale	954
J. Dobrowolski: The Connection Scattering Matrix in Computer-aided Analysis of Microwave Circuits	961
Matrice de dispersion adaptée à l'analyse des circuits micro-ondes à l'aide d'un calculateur électronique numérique	961
Zerstreumatrix bei Anwendung für eine Analyse von Mikrowellensystemen mittels elektronischen Digitalrechners	962
K. Plewko: Conception of Analog-discrete Method of Temporal Distortion Measurements in Relation to Synchronous Binary Transients	980
Conception de la méthode analogo-discrète de mesure des distorsions du temps se rapportant aux parcours binaires synchrones	980
Konzeption einer analog-diskreten Messmethode für Zeitverzerrungen in Bezug auf synchrone Binärvorgänge	980

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Пурчиньски: Использование методов Ритца и Трефтца для двухсторонней оценки емкости	765
К. Ленчевска, М. М. Добжаньски: Применение перехода Джозефсона для генерации и детекции акустических волн высокой частоты	774
З. Рыдзевски, М. Ярошевски: Расчет оптимальных размеров основных активных частей силовых трансформаторов	801
В. Петренко, Б. М. Вильямовски: Измерение распределенного сопротивления коллектора биполярного транзистора	811
Я. Л. Якубовски, М. Добарджичь: К вопросу о методологии исследования изоляторов высокого напряжения в условиях загрязнения на Сахаре	829
В. Калита, А. Кусы, С. Пашиньски: Новые возможности толстоплёночной технологии в области резисторов на основе рутения, при изготовлении переключателей, транзисторов и оптоэлектронных приборов	853
А. Наперальски, Б. Калмыков: Моделирование статических характеристик тиристора для цифрового анализа	876
В. Накваски: Нагрев активной зоны арсенидо-галлиевого гомопереходного лазера в установившемся режиме работы	897
Ю. Стацлик: Анализ влияния неточности измерений на ошибки моделирования двух-полосных электронных компонентов	912
А. Е. Флок: Одноступеньчатые кварцевые генераторы с тремя реактивными элементами	924
К. Барела: Метод анализа надежности логических схем	937
М. Веховски: Спектральный анализ сигналов индетерминистически дискретизированных по времени	954
Я. Добровольски: Применение матрицы рассеяния к анализу микроволновых цепей с помощью ЭЦВМ	962
К. Плевко: Концепция аналого-дискретного метода измерения временных искажений синхронных бинарных пробегов	981

7. *Streszczenia.* Do każdej nadsyłanej pracy należy dołączyć krótkie streszczenie (analizę) w języku polskim (w 5 egz.) oraz streszczenia w językach obcych: angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim. W razie niemożności przygotowania streszczeń w językach obcych Autor powinien przynajmniej podać niezbędną do wykonania tłumaczenia obcojęzyczną terminologię.

8. *Literatura.* Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury, wymieniając w następującej kolejności: pierwsze litery imion, nazwisko autora, po czym po przecinku pełny tytuł dzieła lub artykułu; dalej, w przypadku książki — wydawcę, miejsce wydania i rok, a w przypadku artykułu — tytuł czasopisma, numer zeszytu, rok wydania i ewent. numer strony. Pozycje wykazu powinny być ponumerowane.

Uwagi

1. 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.

2. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe egzemplarze Autor może zamówić w Redakcji na własny koszt.

3. Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu 3 dni pod adresem Redakcji.

Rozprawy Elektrotechniczne

Kwartalnik

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

Cena prenumeraty rocznej	zł 160.—
„ „ półrocznej	zł 80.—

Prenumeratę przyjmują Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

- do dnia 25 listopada na styczeń, I-szy kwartał, I-sze półrocze i cały rok następny,
- do dnia 10 każdego miesiąca (z wyjątkiem grudnia) poprzedzającego okres prenumeraty.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje i organizacje społeczno-polityczne oraz wszelkiego rodzaju inne zakłady pracy, składają zamówienia w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”.

Zakłady pracy w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW oraz prenumeratorzy indywidualni zamawiają prenumeratę w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej, przyjmuje Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PKO nr 1531-71 — w terminach podanych dla prenumeraty krajowej. Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN-Ossolineum-PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

A subscription order stating the period of time, along with the subscriber's name and address can be sent to your subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise Ars Polona-Ruch, 00-068 Warszawa, 7 Krakowskie Przedmieście, P.O. Box 1001, Poland. Please send payments to the account of Ars Polona-Ruch in Bank Handlowy S.A., 7 Traugutt Street, 00-067 Warszawa, Poland.